



**HAL**  
open science

# Amorçage et propagation des fissures de fatigue dans les alliages d'aluminium 2050-T8 et 7050-T7451

Erebert Nizery

► **To cite this version:**

Erebert Nizery. Amorçage et propagation des fissures de fatigue dans les alliages d'aluminium 2050-T8 et 7050-T7451. Matériaux. INSA de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ISAL0131 . tel-01368213

**HAL Id: tel-01368213**

**<https://theses.hal.science/tel-01368213v1>**

Submitted on 19 Sep 2016

**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

présentée devant  
L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

pour obtenir  
LE GRADE DE DOCTEUR

École doctorale : Matériaux de Lyon  
Spécialité : Génie des matériaux

par

**Érembert NIZERY**

Ingénieur civil des mines de Paris

---

## AMORÇAGE ET PROPAGATION DES FISSURES DE FATIGUE DANS LES ALLIAGES D'ALUMINIUM 2050-T8 ET 7050-T7451

---

Soutenue le 4 décembre 2015 devant la Commission d'examen composée de :

Jury :	<b>Véronique DOQUET</b>	Présidente du jury
	<b>Eric CHARKALUK</b>	Rapporteur
	<b>Christine SARRAZIN-BAUDOUX</b>	Rapporteur
	<b>Khemais SAANOUNI</b>	Examineur
	<b>Jean-Yves BUFFIÈRE</b>	Directeur de thèse
	<b>Samuel FOREST</b>	Directeur de thèse
	<b>Henry PROUDHON</b>	Directeur de thèse
	<b>Juliette CHEVY</b>	Partenaire industriel

**INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015**

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a>	<b>M. Jean Marc LANCELIN</b> Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a> Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr">Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium- UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : S. REVERCHON <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Fabrice CORDEY</b> Laboratoire de Géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode – Bureau 225 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.44.83.74 <a href="mailto:Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr">Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr</a> <a href="mailto:fabrice.cordey@univ-lyon1.fr">fabrice.cordey@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium – UCB Lyon 1 04 72 44 83 62 Insa : <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS</b> INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.11.90.13 <a href="mailto:Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr">Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a> Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Sylvie CALABRETTO</b> LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 <a href="mailto:Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr">Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATERIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Direction 1 <sup>er</sup> et. <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b> INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://mega.universite-lyon.fr">http://mega.universite-lyon.fr</a> Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Direction 1 <sup>er</sup> et. <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Philippe BOISSE</b> INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/">http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/</a> Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT <a href="mailto:viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr">viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr</a>	<b>Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN</b> Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:isavonb@dbmail.com">isavonb@dbmail.com</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

## Remerciements

Je remercie mes directeurs de thèse Jean-Yves Buffière, Samuel Forest et Henry Proudhon ainsi que mes encadrantes Juliette Chévy et Armelle Daniélou, qui ont formé une équipe formidable : Jean-Yves pour m'avoir patiemment appris à réaliser des expériences de qualité, et pour les qualités humaines que tous lui reconnaissent ; Samuel pour sa disponibilité et les conseils ô combien précieux qui alimentaient nos nombreuses discussions ; Henry pour sa motivation contagieuse à explorer sous toutes les coutures les fissures de fatigue ; Armelle d'avoir lancé et soutenu ce projet ; Juliette de s'y être investie jusqu'à participer à une expérience nocturne au synchrotron ; toutes deux pour leur expertise sur l'aluminium, et pour m'avoir donné l'envie et le soutien nécessaire pour continuer à travailler à Voreppe.

Je remercie les institutions qui ont soutenu humainement, matériellement ou financièrement ce projet : l'ANRT, le Centre des Matériaux de l'École des mines de Paris, Constellium C-TEC, l'ESRF et le laboratoire MATEIS de l'INSA Lyon.

Je remercie Eric Charkaluk et Christine Sarrazin-Baudoux d'avoir accepté de rapporter ce travail, ainsi que Véronique Doquet et Khemais Saanouni d'avoir accepté de l'examiner. Je leur en suis très reconnaissant.

Je remercie Vasuki Kentheswaran pour son travail et lui souhaite de réussir dans ses recherches à venir.

Je remercie Thilo Morgeneyer, Peter Cloetens, Yin Cheng et Yang Yang pour les collaborations que nous avons eues en nanotomographie ; et Yoan Guilhem pour celle sur la segmentation des fissures en tomographie.

Je remercie les techniciens et ingénieurs avec qui j'ai travaillé de façon répétée pendant cette thèse au laboratoire MATEIS (Abdelkader Benaziza), au Centre des Matériaux (Kais Ammar, Abdennour Meddour) et à Constellium (Philippe Bridot, Jean-Christophe Ehrström, Christine Nardin) pour l'aide qu'ils m'ont apportée. Je remercie également ceux avec qui j'ai travaillé plus occasionnellement.

Pour conclure les remerciements scientifiques, je remercie les chercheurs qui ont eu une influence sur mon travail. Je pense en premier lieu à André Pineau, pour les innombrables discussions passionnées et la quantité de choses qu'il m'a transmises. Je pense également à Anthony Rollett qui m'a convaincu de la faisabilité d'analyser la proximité entre particules et pores. Je pense à Dominique Jeulin pour les échanges fructueux sur la description des particules et des fissures à l'aide d'outils de morphologie mathématique. Et je pense à Philipp von Hartrott du Fraunhofer IWM, qui m'a fait découvrir son institut de recherche outre-Rhin, en m'invitant à faire un séminaire à Fribourg-en-Brisgau.

Je remercie les secrétaires de l'équipe métal que j'ai beaucoup sollicitées sur place et à distance (Corinne, Laurence et Frida), ainsi que l'ensemble du personnel administratif que j'ai eu l'occasion de solliciter, aussi bien à Constellium, qu'à MATEIS et au Centre des Matériaux.

Je remercie particulièrement et très chaleureusement mes collègues de bureau de Lyon (Benoît et Clémence) et Évry (Arina, Basava, David, Jia, Matti et Nicolas). Ils placent la barre haute. Je remercie également Sébastien pour tous les services qu'il m'a rendus.

Je salue tous ceux avec qui j'ai partagé des heures au synchrotron : Henry, Jean-Yves, Juliette, Joël, Itziar, Alix, Pablo, Nicolas, Thilo, Lucien, Olga, Andrew. Ces expériences techniques et humaines me resteront longtemps en mémoire.

Je remercie également tous mes collègues de Lyon et Évry. Que ce soit à l'occasion des déjeuners, de discussions techniques, de sorties, de pots et autres apéros, vous m'aurez permis de construire un merveilleux souvenir de ces 3 années de thèse. Écrire cela, c'est déjà verser une larme.

Et puis, et puis...

Je remercie mes amis et camarades de promotion qui m'ont écouté, avec plus ou moins d'intérêt, parler d'avions, de fissures, d'aluminium. En particulier ceux que j'ai rencontrés à Lyon, ou qui m'y ont visité. Et puis ceux qui m'ont offert la possibilité de m'extraire de mon travail durant les derniers mois de thèse à Paris.

Je remercie ma famille, en particulier mes cousins et cousines pour les heures passées à discuter.

Chers parents, merci de m'avoir façonné sur la durée pour m'amener jusqu'ici. Jean-Baptiste, mon cher frère, merci : je te dois tellement.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Matériaux, méthodes, et comportement</b>	<b>3</b>
1.1 Matériaux . . . . .	3
1.1.1 Composition . . . . .	3
1.1.2 Étapes de fabrication . . . . .	3
1.1.3 Microstructure et texture . . . . .	4
1.1.4 Intermétalliques et précipitation . . . . .	5
1.2 Méthodes de caractérisation . . . . .	7
1.2.1 Microscopie optique . . . . .	7
1.2.2 Microscopie électronique à balayage . . . . .	7
1.2.3 Tomographie par rayonnement synchrotron . . . . .	8
1.2.4 Éprouvettes in situ . . . . .	11
1.3 Comportement mécanique . . . . .	12
1.3.1 Traction simple . . . . .	12
1.3.2 Fatigue cyclique . . . . .	13
1.3.3 Durées de vie . . . . .	18
1.4 Points importants . . . . .	19
<b>2 Particules à l'état initial</b>	<b>21</b>
2.1 État de l'art . . . . .	21
2.1.1 Nature des particules . . . . .	21
2.1.2 Morphologie . . . . .	22
2.1.3 Distribution de taille 2D/3D et alignement . . . . .	23
2.1.4 Présence d'amas . . . . .	24
2.1.5 Position des particules vis-à-vis des grains . . . . .	24
2.1.6 Endommagement des particules . . . . .	25
2.1.7 Bilan . . . . .	25
2.2 Distributions 3D de particules et pores . . . . .	26
2.2.1 Particules . . . . .	27
2.2.2 Pores . . . . .	27
2.2.3 Comparaison des données 2D et 3D . . . . .	30
2.3 Analyse des amas . . . . .	32

2.3.1	Définition des amas . . . . .	32
2.3.2	Proximité particules/pores dans le 2050 et le 7050 . . . . .	32
2.4	Description 3D des particules . . . . .	34
2.4.1	Sphéricité . . . . .	34
2.4.2	Morphologie . . . . .	36
2.5	Chimie des particules . . . . .	36
2.5.1	Composition des particules . . . . .	36
2.5.2	Densité des particules . . . . .	39
2.6	Statistiques de rupture des particules . . . . .	41
2.6.1	Remarques préalables . . . . .	41
2.6.2	Effet de la nature des particules . . . . .	43
2.6.3	Effet de la taille des particules . . . . .	43
2.6.4	Effet du facteur de forme 2D (plan L-TL) . . . . .	43
2.6.5	Analyse des particules cassées observées en 3D . . . . .	44
2.7	Points importants . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Particules et amorçage</b> . . . . .	<b>47</b>
3.1	État de l'art . . . . .	47
3.1.1	Caractérisation de l'amorçage au niveau des particules . . . . .	48
3.1.2	Facteurs de nocivité : nature, taille et prérupture des particules . . . . .	50
3.1.3	Modèles de prévision de durée de vie . . . . .	54
3.1.4	Bilan . . . . .	57
3.2	Modes d'endommagement des particules . . . . .	58
3.2.1	Quantité d'amorçage dans les deux alliages . . . . .	58
3.2.2	Ruptures et décohésions . . . . .	58
3.2.3	Étude de cas sur l'effet pré-cassé des particules . . . . .	62
3.2.4	Orientation du plan de rupture des particules . . . . .	65
3.2.5	Analyse fractographique des particules rompues . . . . .	65
3.3	Quantification des effets de nature, taille et forme sur l'amorçage . . . . .	66
3.3.1	Nocivité des particules $Mg_2Si$ vis-à-vis des $Al_7Cu_2Fe$ . . . . .	66
3.3.2	Effet de la taille et de la forme des particules en surface . . . . .	68
3.3.3	Effet de la taille des particules dans le plan de rupture . . . . .	69
3.4	Amorces et grains . . . . .	70
3.4.1	Amorces sur particules inter- ou intragranulaires . . . . .	70
3.4.2	Effet de l'orientation cristallographique . . . . .	71
3.5	Durée de vie et distribution de particules . . . . .	74
3.5.1	Choix de la loi de propagation . . . . .	75
3.5.2	Calcul de la taille de la plus grande particule . . . . .	77
3.5.3	Prise en compte de la nature de la particule . . . . .	79
3.6	Points importants . . . . .	80

<b>4</b>	<b>Propagation dans la matrice</b>	<b>83</b>
4.1	État de l'art . . . . .	83
4.1.1	Chemin de fissuration à l'intérieur d'un grain . . . . .	84
4.1.2	Chemin de fissuration au niveau des joints de grain . . . . .	87
4.1.3	Mesures des vitesses de fissuration . . . . .	91
4.1.4	Modèles de vitesses de fissuration . . . . .	94
4.1.5	Bilan de l'état de l'art . . . . .	94
4.2	Faciès de fissuration, vus sur des fractographies . . . . .	94
4.2.1	Morphologie des surfaces de rupture près de l'amorce . . . . .	95
4.2.2	Morphologie des surfaces de rupture après plusieurs dizaines de microns de propagation . . . . .	95
4.3	Vitesses de fissuration, vues de la surface . . . . .	98
4.3.1	Méthode de mesure des vitesses de fissuration . . . . .	98
4.3.2	Vitesse des fissures sur éprouvettes XS (à partir de 30 $\mu\text{m}$ ) . . . . .	99
4.3.3	Analyse des différences de vitesses liées à la microstructure locale . . . . .	99
4.3.4	Vitesse des fissures sur éprouvettes XL . . . . .	100
4.4	Chemins de fissuration, vus en surface . . . . .	103
4.4.1	Effet de rattrapage lié à la forme 3D des particules . . . . .	103
4.4.2	Chemin des fissures à proximité de l'amorçage . . . . .	105
4.5	Mécanismes de propagation en 3D . . . . .	112
4.5.1	Vitesses de propagation 3D . . . . .	112
4.5.2	Couplage d'observations 2D et 3D . . . . .	115
4.6	Points importants . . . . .	120
<b>5</b>	<b>Lois de comportement</b>	<b>123</b>
5.1	Modèle de plasticité cristalline . . . . .	123
5.1.1	Équations du modèle . . . . .	123
5.2	Identification de la loi de comportement . . . . .	125
5.2.1	Identification des paramètres . . . . .	125
5.2.2	Discussion liée à la plasticité cristalline . . . . .	129
5.3	Bilan de l'identification . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Simulation numérique de la plasticité en pointe de fissure</b>	<b>133</b>
6.1	État de l'art . . . . .	133
6.1.1	Méthodes d'analyse . . . . .	133
6.1.2	Estimateurs pour prévoir l'amorçage . . . . .	134
6.1.3	Études paramétriques . . . . .	136
6.1.4	Prévision du chemin de fissuration . . . . .	137
6.1.5	Bilan de la bibliographie . . . . .	138
6.2	Mise en place des simulations . . . . .	139
6.3	Plasticité sous chargement monotone . . . . .	143
6.3.1	Résultats introductifs . . . . .	143
6.3.2	Effet du module d'Young de la particule . . . . .	145

6.3.3	Orientation cristallographique et chemin de fissuration . . . . .	149
6.4	Plasticité sous chargement cyclique . . . . .	158
6.4.1	Boucles de plasticité en pointe de fissure . . . . .	158
6.4.2	Évolution de l'activation des systèmes de glissement . . . . .	159
6.5	Points importants . . . . .	162
<b>7</b>	<b>Loi de comportement pour endommagement en fatigue</b>	<b>165</b>
7.1	État de l'art . . . . .	165
7.1.1	Cadre thermodynamique . . . . .	166
7.1.2	Modèle cristallographique d'endommagement couplé à la plasticité, de type « $1 - d$ » . . . . .	167
7.1.3	Modèle cristallographique d'endommagement couplé à la plasticité, de type « $[\dot{\epsilon} = [\dot{\epsilon}^e + [\dot{\epsilon}^p + [\dot{\epsilon}^d]$ » . . . . .	170
7.1.4	Régularisation . . . . .	172
7.1.5	Bilan de l'état de l'art, et poursuite de l'étude . . . . .	172
7.2	Modèle FatiX . . . . .	173
7.3	Cadre thermodynamique . . . . .	176
7.4	Comportement du modèle sur un élément de volume . . . . .	178
7.5	Propagation de fissure dans une plaque . . . . .	181
7.5.1	Chemin de fissuration . . . . .	183
7.5.2	Dépendance de la vitesse de propagation vis-à-vis de la contrainte . . . . .	185
7.6	Simulation 3D de l'amorçage d'une fissure de fatigue . . . . .	187
7.6.1	Prévision de chemins cristallographiques . . . . .	187
7.6.2	Effet de la prise en compte de la plasticité positive . . . . .	188
7.7	Points importants . . . . .	193
	<b>Conclusion</b>	<b>195</b>
	Bibliographie . . . . .	210
<b>A</b>	<b>Caractérisation</b>	<b>211</b>
A.1	Essais de traction . . . . .	211
A.2	Essais cycliques . . . . .	211
A.3	Durées de vie . . . . .	220
<b>B</b>	<b>Particules à l'état initial</b>	<b>221</b>
B.1	Mesure 2D du diamètre 3D d'une particule . . . . .	221
B.2	Comparaison des distances critiques $D=3$ voxels et $D=9$ voxels . . . . .	222
B.3	Analyse des amas en connaissant uniquement les centres de gravités . . . . .	222
B.3.1	Définition des amas . . . . .	222
B.3.2	Données analysées . . . . .	225
B.3.3	Comparaison entre les amas du 2050 et du 7050 . . . . .	225
B.3.4	Proximité des grands amas de particules et des pores . . . . .	225
B.4	Composition chimique . . . . .	230
B.5	Analyse d'incertitude sur la densité massique des particules . . . . .	231

<b>C</b>	<b>Particules et amorçage</b>	<b>233</b>
C.1	Estimateurs de la surface de rupture d'une particule . . . . .	233
C.2	Particules et orientations cristallographiques . . . . .	233
C.3	Discussions sur le modèle de calcul de durée de vie . . . . .	235
<b>D</b>	<b>Propagation</b>	<b>241</b>
D.1	Morphologie des amorçages en pseudo-stade I . . . . .	241
D.2	Fissuration parallèle dans la littérature . . . . .	243
D.3	Simulation numérique de la fissuration parallèle . . . . .	244
D.4	Mécanismes 3D et vitesses de propagation . . . . .	248
<b>E</b>	<b>Identification du comportement</b>	<b>267</b>
E.1	Cadre thermodynamique . . . . .	267
E.2	Sensibilité à la matrice d'interaction . . . . .	268
E.3	Modèle macroscopique . . . . .	269
<b>F</b>	<b>Simulation numérique de la plasticité en pointe de fissure</b>	<b>273</b>
F.1	Choix du rayon de mesure $r$ . . . . .	273
F.2	Analyse statistique du glissement plastique . . . . .	273
F.3	Orientation cristallographique et amorçage . . . . .	274
<b>G</b>	<b>Loi de comportement pour endommagement en fatigue</b>	<b>277</b>
G.1	Prise en compte du plan de rupture réel . . . . .	277
G.2	Correction de la prise en compte de la fermeture de fissure . . . . .	278
G.2.1	Mesure d'ouverture de fissure . . . . .	278
G.2.2	Modifications de la loi d'écoulement . . . . .	279
G.2.3	Compréhension de la fermeture sur un élément de volume . . . . .	280
<b>H</b>	<b>Détermination de l'orientation d'une facette de rupture</b>	<b>285</b>
H.1	Énoncé du problème . . . . .	285
H.2	Méthode de résolution en microscopie . . . . .	285
H.3	Méthode de résolution en profilométrie . . . . .	287
H.3.1	Calcul de l'angle . . . . .	288



# Introduction

Les alliages d'aluminium sont largement utilisés dans le domaine aéronautique en raison de leur faible densité. La volonté de réduire la consommation de carburant et les émissions de CO<sub>2</sub> les rend attractifs pour un certain nombre d'applications, parmi lesquelles : le fuselage (peau, raidisseurs, lisses, cadres), la voilure (intrados, extrados, raidisseurs) ou la structure interne (poutres de plancher, rails de siège). Les familles d'alliage Al-Cu 2xxx et Al-Zn 7xxx sont les plus répandues pour ces applications. Récemment, la maîtrise industrielle du procédé de fabrication d'alliages Al-Cu-Li a permis de mettre sur le marché des alliages plus légers ayant des performances mécaniques accrues : la compréhension de leurs meilleures propriétés reste encore, pour une part, du domaine de la recherche.

Les structures des avions sont soumises à des chargements répétés (liés aux séquences décollages-atterrissages et aux trous d'air pour la voilure ; liés à la pressurisation de la cabine à chaque vol pour le fuselage). Ces sollicitations sont à l'origine du phénomène de rupture par fatigue, qui a été la cause d'accidents aériens historiques. Ceux survenus sur deux Comet – premiers avions de ligne à réaction – au début de l'année 1954 ont été les premiers de ce type. Depuis, la fatigue est appréhendée comme l'un des facteurs dimensionnants dès la phase de conception de nouveaux aéronefs.

La propagation des fissures de fatigue les plus longues ( $> 0,1 - 1$  mm) est relativement bien comprise et modélisée. Au contraire, *les premiers stades* d'amorçage et de micro-propagation sont plus dispersés et difficiles à prévoir, alors même qu'ils représentent *la plus grande partie de la durée de vie*. Dans les alliages qui seront étudiés, on sait que l'amorçage (apparition d'une fissure de  $1\ \mu\text{m}$  dans la matrice d'aluminium) a lieu sur des impuretés, appelées particules intermétalliques. L'analyse de ces particules reste toutefois insuffisante dans la littérature pour identifier celles qui sont les plus nocives. De plus, la propagation des fissures les plus courtes ( $< 0,1$  mm) reste assez mal comprise dans les alliages d'aluminium industriels. Cela est particulièrement vrai en termes de chemins de propagation et de vitesses associées.

Cette thèse, initiée par l'industriel Constellium, a pour objectif de comprendre les mécanismes d'amorçage et de micro-propagation des fissures de fatigue. Cela doit

permettre d'identifier des pistes d'amélioration pour les tôles d'aluminium commercialisées. Pour avancer, une approche comparative est adoptée : les mécanismes de fatigue d'un alliage haute-résistance (Al-Zn-Cu 7050-T7451) et d'un alliage de nouvelle génération (Al-Cu-Li 2050-T8) sont comparés. L'accent sera mis sur les différences constatées, puisque ce sont elles qui offrent des perspectives de perfectionnement des alliages.

Le manuscrit se décompose en une première partie expérimentale, et une seconde partie numérique. Les chapitres de la première partie étudient les sites d'amorçage des fissures de fatigue – les particules intermétalliques – puis la propagation de fissures dans les premiers grains. Ils balayeront ces aspects chronologiquement, en dédiant un chapitre à l'état initial des tôles, un second à l'étape d'amorçage proprement dite, et un troisième à la propagation des fissures. Dans l'ensemble du manuscrit, l'amorçage est défini comme l'apparition d'une fissure détectable dans la matrice d'aluminium, typiquement de 1  $\mu\text{m}$ . Les techniques d'observation (microscopie 2D, tomographie 3D), ainsi que les essais mécaniques et les propriétés des matériaux font l'objet d'un premier chapitre introductif.

La seconde partie, après un court chapitre d'identification du comportement mécanique des alliages, se concentre sur l'étude numérique des étapes d'amorçage et de micro-propagation. L'un des volets importants est l'étude par éléments finis de la plasticité au niveau des sites d'amorçage. L'autre volet est l'introduction d'un modèle d'endommagement, développé pour simuler en 3D la propagation de fissures de fatigue à l'échelle du cristal. Les résultats numériques obtenus permettent de formuler des explications à plusieurs résultats expérimentaux de la première partie.

# Chapitre 1

## Matériaux, méthodes, et comportement

### 1.1 Matériaux

#### 1.1.1 Composition

Cette étude porte sur deux alliages Al-Cu-Li (2050 - AIRWARE<sup>®</sup>) et Al-Zn-Cu (7050) destinés à des applications aéronautiques. Ils sont amenés aux états sur-revenu 2050-T8 et 7050-T7451. La caractérisation et les divers essais sont réalisés à  $\frac{1}{4}$  épaisseur de tôles d'épaisseurs respectives 60 mm et 65 mm. Les compositions chimiques sont données en Tableau 1.1.

#### 1.1.2 Étapes de fabrication

Le processus d'élaboration est similaire pour les deux matériaux (Figure 1.1). Après la *coulée*, l'*homogénéisation* permet de remettre en solution la plupart des phases solubles. Le *laminage* amène la tôle à l'épaisseur souhaitée, ce qui modifie la morphologie et l'orientation cristallographique des grains. La *mise en solution* fait disparaître la précipitation de Li, Cu, Mg et Zn. La *trempe* fige alors la microstructure. Le *détensionnement* aplanit la tôle, relaxe les contraintes résiduelles, et permet la nucléation des dislocations qui facilitent l'apparition de précipitation durcissante lors de la dernière étape du *revenu*. Pour plus de détails sur ces étapes de fabrication, on pourra se reporter à Richard (2011) ou Delacroix (2011).

	%Cu	%Zn	%Li	%Mg	%Mn	%Ag	%Zr	%Si	%Fe
2050	3.2-3.9	<0.25	0.7-1.3	0.2-0.6	0.2-0.5	0.2-0.7	0.06-0.14	<0.08	<0.1
7050	2.0-2.6	5.7-6.7	-	1.9-2.6	<0.1	-	0.08-0.15	<0.12	<0.15

Tableau 1.1 – Composition chimique des alliages étudiés (% massique).

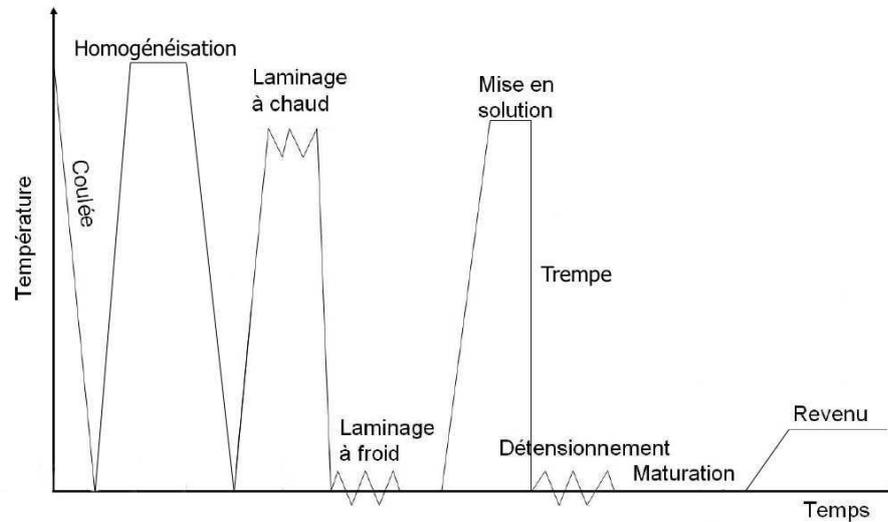


FIGURE 1.1 – Traitements thermomécaniques employés pour la fabrication des alliages de la famille 2xxx d’après Richard (2011).

### 1.1.3 Microstructure et texture

Le laminage affecte profondément deux aspects de la microstructure. D’une part, on observe un allongement marqué des grains. D’autre part, certaines orientations cristallographiques sont davantage représentées que d’autres : le matériau est alors texturé. Par ailleurs, certaines phases insolubles de taille importante apparues lors de la coulée se fragmentent et s’orientent suivant la direction de laminage. Afin de conserver les informations d’anisotropie liées au laminage, nous utiliserons conventionnellement les notations de la Figure 1.2 :

- direction L : direction de *Laminage*
- direction TL : direction transverse ou *Travers Long*
- direction TC : direction de l’épaisseur ou *Travers Court*

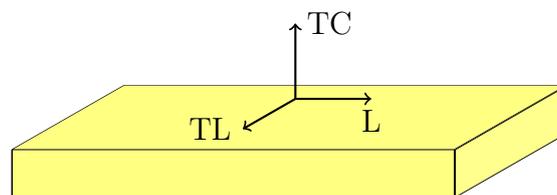


FIGURE 1.2 – Notations adoptées après laminage

Les dimensions des grains de la tôle de 7050 étudiée sont environ deux fois plus grandes que celles des grains de la tôle de 2050. L’analyse visuelle en microscopie optique des faces L, TL et TC, après oxidation anodique, donne une estimation de ces tailles (Figure 1.3) :  $750\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m} \times 35\ \mu\text{m}$  dans le 2050, et  $1500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  dans le 7050.

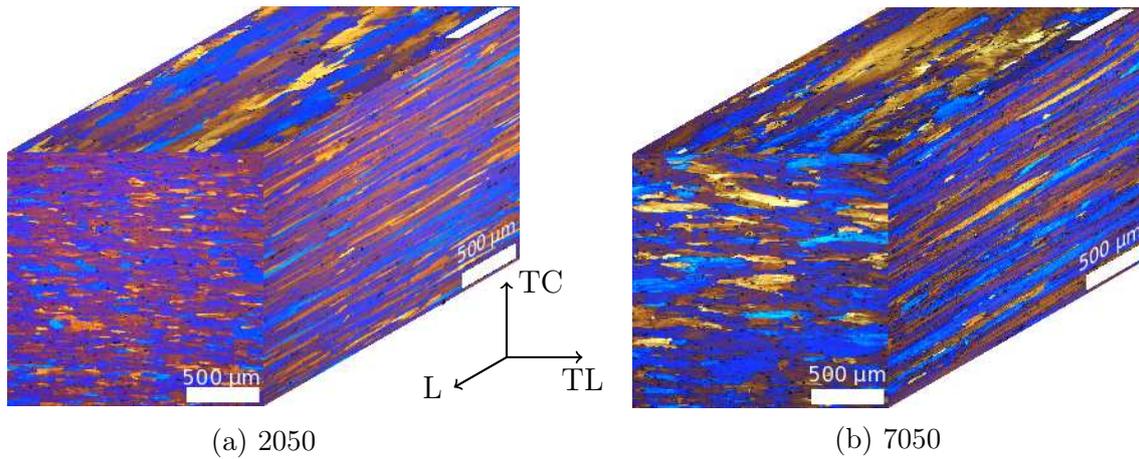


FIGURE 1.3 – Visualisation des grains, à l'aide d'images de microscopie optique après oxidation anodique des faces L, TL et TC.

La texture des deux matériaux a été obtenue par diffraction des rayons X. Le 2050 possède une texture mixte de recristallisation-laminage, tandis que le 7050 a principalement une texture de recristallisation (Tableau 1.2). Les projections stéréographiques de la direction  $\langle 111 \rangle$  selon TC ont été tracées en Figure 1.4.

Alliage	Composantes de laminage			Recristallisation	
	Cuivre $\{112\}\langle 111 \rangle$	Laiton $\{110\}\langle 112 \rangle$	S et R $\{123\}\langle 634 \rangle$ $\{124\}\langle 211 \rangle$	Cube $\{001\}\langle 100 \rangle$	Goss $\{011\}\langle 100 \rangle$
2050-T8	4,9	7,0	19,3	8,1	1,5
7050-T7451	2,2	3,8	12,1	4,5	1,5
Aléatoire	3,9	4,1	8,0	2,6	2,4

Tableau 1.2 – Proportion des différentes composantes de la texture des tôles de 2050-T8 et 7050-T7451 à quart épaisseur, mesurée par Constellium.

### 1.1.4 Intermétalliques et précipitation

**Intermétalliques** Lors de l'homogénéisation, certaines phases issues de la coulée ne sont pas, ou mal, dissoutes. Nous les appellerons *intermétalliques* selon l'habitude qui a été prise. Ces particules ont une taille qui peut classiquement atteindre 15 – 20  $\mu\text{m}$  de diamètre équivalent dans le plan L-TL. Elles ont été identifiées depuis longtemps comme l'une des causes d'amorçage de fissure de fatigue dans les alliages industriels (Grosskreutz & Shaw, 1969; Morris, 1978; Suresh, 1998).

Les intermétalliques présents dans le 7050 sont majoritairement des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . Dans le 2050, ils sont composés d'Al-Cu-Fe-Mn. Plus de détails sur ces phases seront apportés dans le chapitre 2 qui leur est dédié.

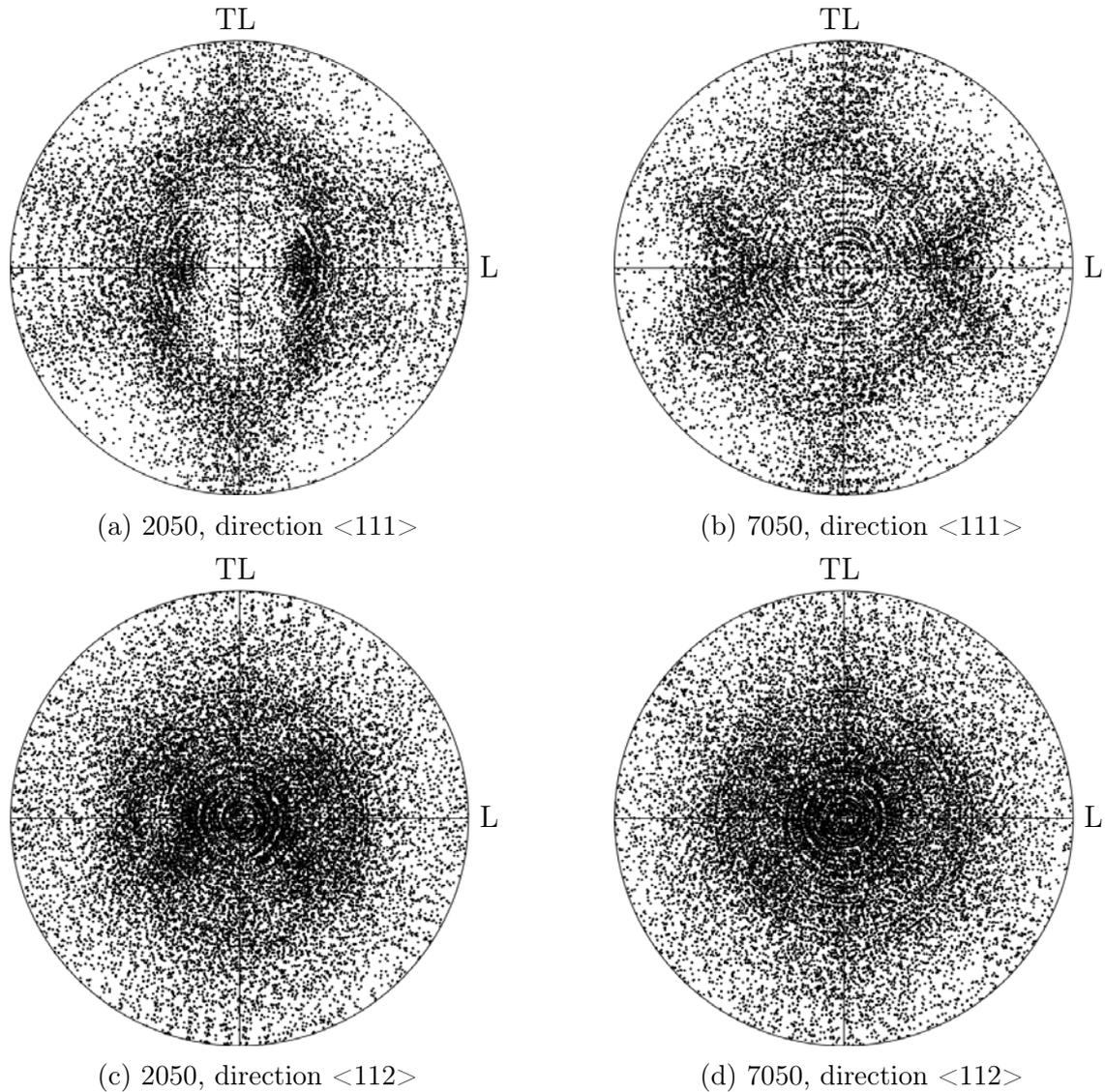


FIGURE 1.4 – Textures représentées à l’aide de projections stéréographiques des directions  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 112 \rangle$  selon TC.

**Précipitation** La taille caractéristique de précipitation est 1 à 2 ordres de grandeur plus petite que celle des intermétalliques, avec une taille d’environ  $0,1 \mu\text{m}$ . En fonction de la teneur en éléments d’alliage, des précipités se forment lors de l’étape de revenu. L’interaction entre les précipités de petite taille et les dislocations rend plus difficile la déformation plastique de la matrice. Ce phénomène est utilisé pour élaborer les alliages à durcissement structural qui sont étudiés. Les mécanismes de précipitation durcissante sont décrits en détail dans un article de la revue Techniques de l’Ingénieur (Dubost & Sainfort, 1991).

Dans l’alliage 2050-T8, la *phase T1* ( $\text{Al}_2\text{CuLi}$ ) de structure hexagonale, incohérente avec la matrice, est la principale phase durcissante (Lequeu et al., 2010).

D'une épaisseur de quatre couches atomiques, elle croît selon les plans  $\{111\}$  en présence de dislocations. Dans certains alliages plus riches en Li, tel le 2196, la phase  $\delta'$  ( $Al_3Li$ ) est aussi présente. Cette dernière phase est en revanche cohérente avec la matrice.

Dans l'alliage 7050-T7451, sur-revenu, la précipitation a eu le temps de croître jusqu'à atteindre des tailles où elle devient non-cisaillable par les dislocations. Pour passer, les dislocations doivent alors contourner le précipité. Expérimentalement, on constate des déformations moins planaires dans cet alliage que dans les alliages Al-Cu-Li. En ce qui concerne la réversibilité de la déformation, elle est considérée moindre que dans les Al-Cu-Li. Une certaine réversibilité liée à ces précipités se manifeste toutefois à l'échelle macroscopique lors des premiers cycles d'un chargement cyclique. Ce point sera discuté lors de l'analyse du comportement (paragraphe 1.3).

## 1.2 Méthodes de caractérisation

Les méthodes de caractérisation employées font appel à trois techniques d'observations : microscopie optique, microscopie électronique, et tomographie aux rayons X. Celles-ci seront présentées dans les paragraphes suivants, ainsi que la préparation préalablement nécessaire à ces observations.

### 1.2.1 Microscopie optique

Les observations de microscopie optique ont été utilisées pour la caractérisation des matériaux bruts ainsi que pour le suivi des fissures de fatigue en surface des éprouvettes. Un appareil Zeiss de Constellium et un autre du laboratoire MATEIS ont servi pour prendre les images. Les échantillons sont polis mécaniquement sur une polisseuse semi-automatique ou manuellement comme suit :

- polissage : papiers au carbure de silicium de granulométrie 1200, 2400, 4000 avec lubrification à l'eau ;
- finition : pâte diamantée  $3\ \mu\text{m}$  et  $1\ \mu\text{m}$  ;
- complément de finition : polissage vibratoire au MasterMet<sup>®</sup> (quelques heures dans une solution diluée à 50% et passée aux ultrasons) ;
- rinçage combinant éthanol puis air chaud.

### 1.2.2 Microscopie électronique à balayage

Un microscope électronique Zeiss Supra<sup>™</sup> 55VP du Centre LYonnais de Microscopie (CLYM) est utilisé pour la caractérisation fine de la microstructure. Trois types de capteurs permettent de remonter aux informations pertinentes :

- capteurs SE (Secondary Electrons) et BSE (BackScattered Electrons) : ces modes d'imagerie permettent d'obtenir les dimensions et la morphologie 2D

des particules ; le premier mode est davantage sensible à la topologie de surface, le second l'est davantage aux éléments chimiques.

- capteur EDX : il permet de caractériser la composition des particules,
- capteur EBSD : il donne l'orientation cristallographique 3D des grains de surface.

La durée d'acquisition en mode imagerie est de l'ordre de 30 secondes. Celle de la composition chimique d'un point est de quelques secondes. Enfin, l'acquisition d'une carte d'orientations cristallographiques au voisinage d'une fissure sub-millimétrique est de l'ordre de 20-30 minutes dans les cas favorables (pour une surface de  $200\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ).

En mode imagerie, le polissage est identique à celui nécessaire pour les observations optiques. Les mesures à l'aide du capteur EBSD nécessitent une préparation de surface parfaitement plane, et dépourvue d'écaillage de surface. Celle-ci est obtenue par polissage électrolytique sur une machine LectroPol de Constellium (9V, flux 10, 5 secondes de maintien), à l'issue de l'ensemble des étapes préalablement décrites pour l'observation optique. Ce polissage attaque préférentiellement certaines particules intermétalliques. Il est donc uniquement entrepris à la fin, après sollicitation cyclique.

### 1.2.3 Tomographie par rayonnement synchrotron

L'utilisation de la tomographie aux rayons X en sciences des matériaux permet de remonter à des informations de volume sur la microstructure (Buffiere & Maire, 2014). Le principe est de placer l'échantillon à observer entre une source et un détecteur (scintillateur et caméra CCD) pour réaliser une radiographie. On enregistre alors ces radiographies pour différentes positions angulaires de l'échantillon (typiquement 1000 à 2000). À partir de là, un traitement mathématique, dit de reconstruction, permet de remonter au coefficient linéaire d'absorption des rayons X de chaque point de l'espace. Ce coefficient dépendant à la fois du numéro atomique  $Z$  et de la densité, cela donne des informations 3D quantitatives sur la microstructure.

Dans cette étude, des expériences ont été menées sur deux lignes de lumières différentes à l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) : l'une, ID22, permet d'obtenir des images avec une résolution de l'ordre de 100 nm ; l'autre, ID19, autorise l'utilisation de dispositifs in situ avec une haute résolution proche de 1  $\mu\text{m}$ .

#### Ligne ID22 : holotomographie

La ligne ID22 de l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) a été utilisée pour obtenir des images tridimensionnelles des particules contenues dans les alliages. Un faisceau monochromatique d'énergie 29,6 keV a été employé. Des images à haute résolution spatiale (voxel de 320 nm<sup>1</sup>) et très haute résolution (voxel de 50 nm) ont

---

1. On constate de façon empirique que la résolution spatiale est de l'ordre du double de la taille de voxel.

été prises sur des cylindres prélevés dans la direction de laminage (L). L'échantillon est placé de telle sorte que les directions transverses TL et TC soient facilement repérables après reconstruction. Le capteur est une caméra CCD qui dispose de  $2048 \times 2048$  pixels. La hauteur  $h$  et le diamètre  $d$  du champ de vue sont fonction de la résolution et du nombre de pixels du capteur. Les dimensions  $h$  et  $d$  valent  $655,4 \mu\text{m}$  pour les images en haute résolution, et  $102,4 \mu\text{m}$  pour celles en très haute résolution.

Afin d'atteindre la très haute résolution, la technique d'holotomographie est mise en place (Mokso et al., 2007; Requena et al., 2009). Elle reconstruit la phase du signal mesuré, et pas uniquement l'absorption comme dans la tomographie traditionnelle à faisceau parallèle. La procédure de reconstruction nécessite ainsi 4 scans (2 000 radiographies à chaque fois) pris à 4 distances prédéterminées du capteur. La procédure de reconstruction fournit une image 3D en 32 bits. Le temps d'acquisition d'une image en holotomographie est de l'ordre de 2 heures.

Les deux échantillons observés (un par matériau) sont prélevés avant toute sollicitation mécanique. Pour chaque échantillon, l'acquisition des données s'est déroulée en deux temps (figure 1.5) : (i) tout d'abord à haute résolution pour identifier une particule de grande taille, (ii) puis en nano-résolution pour obtenir un agrandissement de la zone d'intérêt. Après traitement d'image (logiciels ImageJ et Avizo), des maillages surfaciques (pour la visualisation) et volumiques (pour les simulations numériques) ont été obtenus aux deux résolutions (Gmsh et Meshlab).

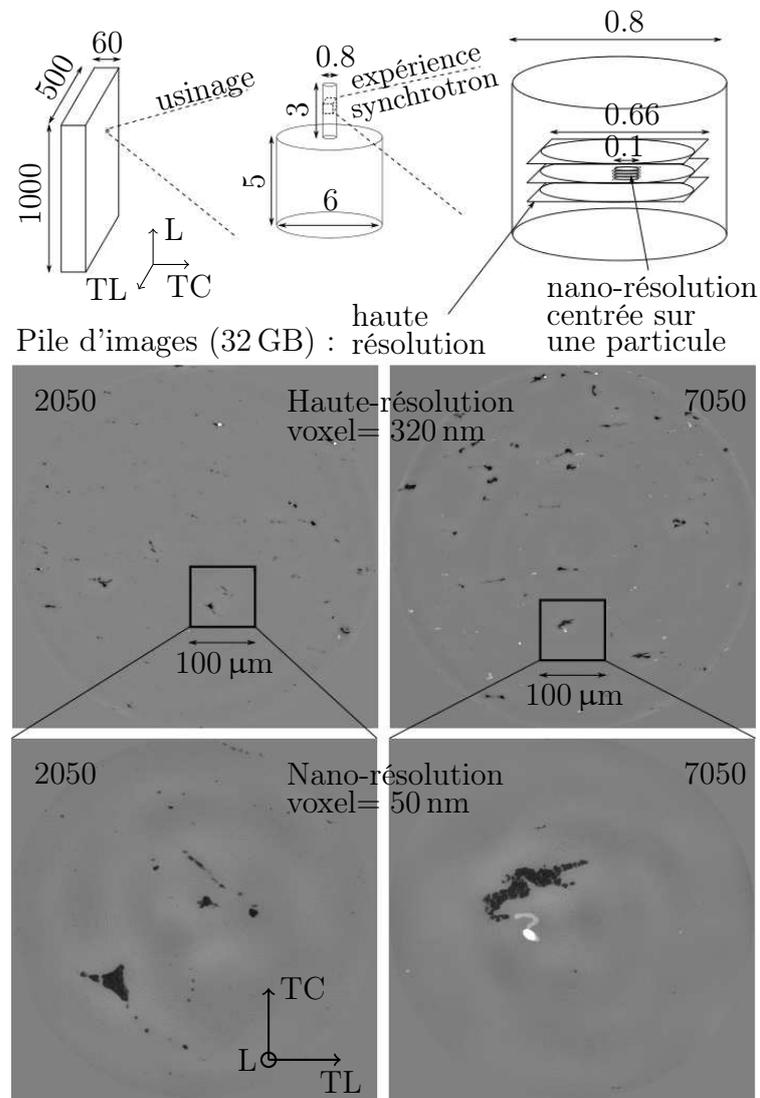


FIGURE 1.5 – (a) processus permettant d'obtenir les images de haute- et nano-résolution depuis une tôle industrielle, (b) images avec des tailles de voxel de 320 nm et 50 nm de particules contenues dans les alliages AA2050-T8 et AA7050-T7451.

### Ligne ID19 : fatigue *in-situ*

La ligne ID19 de l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) a été utilisée pour obtenir des images tridimensionnelles de fissures de fatigue au cours d'une expérience de 2 jours (7-9 mai 2014). Un faisceau monochromatique d'énergie 19 keV a été employé. Le dispositif a été réglé afin d'obtenir une image haute résolution avec une taille de voxel de  $0,7 \mu\text{m}$ . Le capteur CCD dispose de  $2048 \times 2048$  pixels, ce qui fournit un champ de vue de  $1,4 \times 1,4 \text{ mm}^2$ .

Au cours de cette expérience, un dispositif de fatigue *in situ* (Figure 1.6) a été mis en place. Les séquences de cyclage alternent avec celles de prise d'image. Une machine compacte, pilotée depuis la salle de contrôle, permet (i) de mettre sous charge les éprouvettes afin d'ouvrir les fissures lors des observations, et (ii) de les cycliser entre deux observations afin de suivre la propagation de fissure (Buffiere et al., 2010). Le temps d'acquisition d'une image est de l'ordre de 15 minutes. Plusieurs heures peuvent ainsi être requises pour l'étude d'une éprouvette.

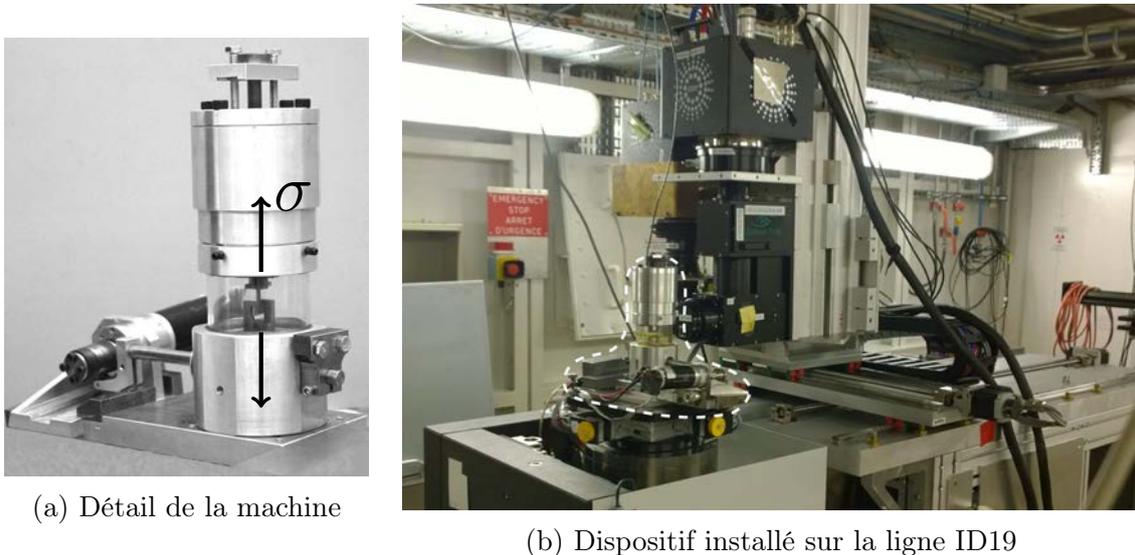
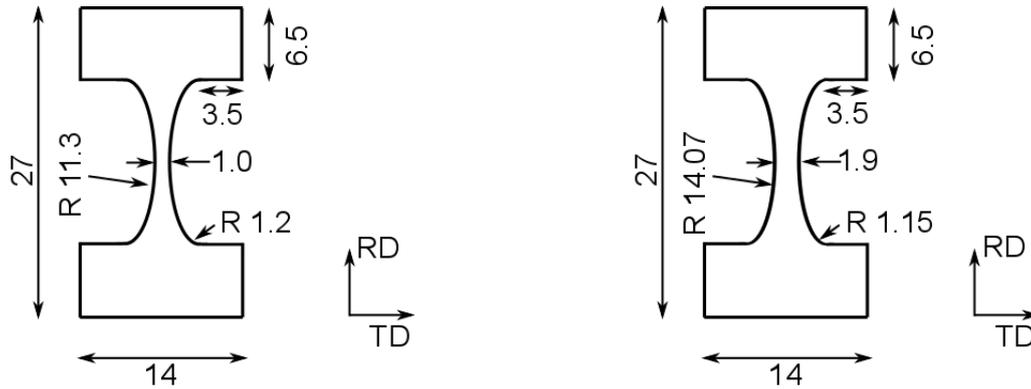


FIGURE 1.6 – Dispositif de fatigue *in situ* (détaillé par Buffiere et al. (2006)).

#### 1.2.4 Éprouvettes *in situ*

Les éprouvettes observées *in situ* on dû être adaptées au faible encombrement de la machine. Du fait de leur petite taille, elles sont **nommées XS** dans ce manuscrit (Figure 1.7). Certaines éprouvettes destinées uniquement à des observations de surface ont été conçues au préalable avec une section utile quadruplée. Elles seront **nommées XM** par la suite.



(a) Plan de l'éprouvette XS (épaisseur 1.0 mm) utilisée lors des essais *in situ*.

(b) Plan de l'éprouvette XM (épaisseur 1.9 mm).

FIGURE 1.7 – Plan des éprouvettes utilisées avec la machine présentée en Figure 1.6.

## 1.3 Comportement mécanique

Dans cette partie, le comportement mécanique des deux matériaux 2050-T8 et 7050-T7451 est étudié : en traction, sous chargement cyclique, et en terme de durée de vie sur éprouvettes lisses.

L'un des objectifs est ici de réaliser les essais permettant d'identifier une loi de comportement (traction et cyclique) pour les simulations numériques ultérieures. Les essais cycliques ont été réalisés avec un pilotage en déformation sur les deux alliages.

### 1.3.1 Traction simple

Les essais de traction simple ont été réalisés suivant la direction de laminage à une vitesse de  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , dans les conditions décrites en Annexe A.

**Résultats** Le module d'Young  $E_{x\%}$  est mesuré par interpolation linéaire sur les premiers  $x\%$  de la courbe de traction. Les limites d'élasticité  $R_{e,y\%}$  sont mesurées sur les courbes de traction en prenant la contrainte du point d'intersection de la courbe de traction et de la droite de module d'Young  $E_{0,2\%}$  décalée de  $y\%$ .

Les mesures montrent que la limite d'élasticité à 0,02% est plus faible pour le 7050-T7451 (404 MPa) que pour le 2050-T8 (462 MPa). L'écroutissage à faible déformation (entre  $R_{e_{0,02\%}}$  et  $R_{e_{0,2\%}}$ ) est comparable pour le 7050-T7451 (28 MPa) et pour le 2050-T8 (33 MPa). En revanche, l'écroutissage à rupture (entre  $R_{e_{0,02\%}}$  et  $R_m$ ) est plus important pour le 7050-T7451 (82 MPa) que pour le 2050-T8 (60 MPa). Le bilan de ces valeurs est favorable à la tôle de 2050-T8, qui présente une contrainte à rupture plus élevée en traction que celle de 7050-T7451 (figure 1.8). Les valeurs numériques sont synthétisées dans le Tableau 1.3.

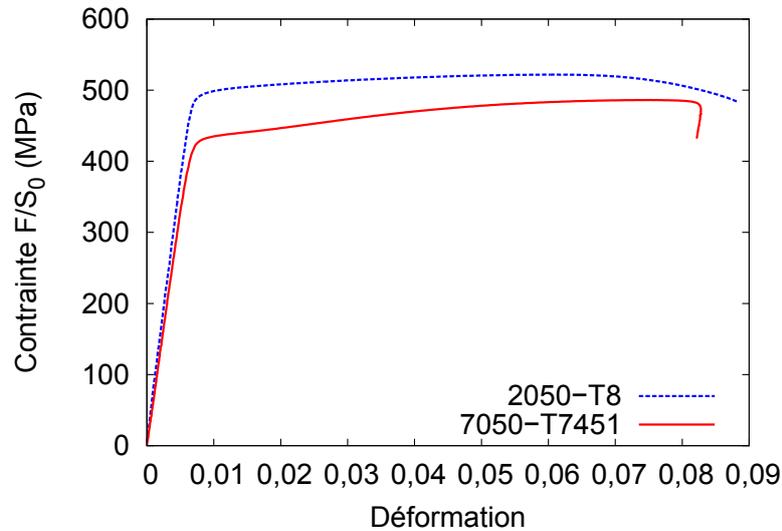


FIGURE 1.8 – Courbes de comportement en traction simple suivant la direction de laminage des tôles de 2050-T8 et 7050-T7451 à  $\frac{1}{4}$  épaisseur (contrainte  $F/S_0$ , et déformation  $\Delta l/l_0$  nominales).

Paramètres	2050-T8	7050-T7451
$E_{0,2\%}$	77,1 GPa	66,7 GPa
$E_{0,4\%}$	74,4 GPa	66,8 GPa
$R_{e_{0,02\%}}$	462 MPa	404 MPa
$R_{e_{0,2\%}}$	495 MPa	432 MPa
$\varepsilon_{e_{0,02\%}}$	0,64%	0,87%
$R_m$	522 MPa	486 MPa
$\varepsilon_{ult}$	8,9%	8,3%

Tableau 1.3 – Propriétés mécaniques en traction des alliages 2050-T8 et 7050-T7451.

**Remarque** Deux régimes différents sont observables lors du durcissement des deux alliages. Le premier régime, peu durcissant, est comparable pour les deux alliages (même écrouissage à faible déformation). Le second régime intervient à partir de 2% de déformation, dans le 7050 uniquement. Il est davantage durcissant et explique l'écrouissage à rupture plus élevé du 7050.

### 1.3.2 Fatigue cyclique

Les essais cycliques ont été pilotés en déformation, d'abord avec un rapport de charge  $R_\varepsilon = \frac{\varepsilon_{min}}{\varepsilon_{max}} = -1$  (déformation maximum appliquée entre 0,6% et 1,1%, voir Tableau 1.4), puis avec un rapport de charge  $R_\varepsilon = 0,1$  (déformation maximum de 1%, voir Tableau 1.5). Les précisions sont apportées en Annexe A.

Matériau	Éprouvette	Déformation maximum réelle
2050	2-2-2	0,66%
"	2-2-4	0,72%
"	2-2-3	0,78%
"	2-2-5	1,06%
7050	7-2-2	0,63%
"	7-2-4	0,89%
"	7-2-3	0,96%

Tableau 1.4 – Essais cycliques pilotés en déformation,  $R_\epsilon = -1$ .

Matériau	Éprouvette	Déformation min et max réelle
2050	2-2-8	0,11%/0,96%
"	2-2-9	0,10%/0,96%
7050	7-2-8	0,11%/0,98%
"	7-2-9	0,12%/1,00%

Tableau 1.5 – Essais cycliques pilotés en déformation,  $R_\epsilon = 0,1$ .

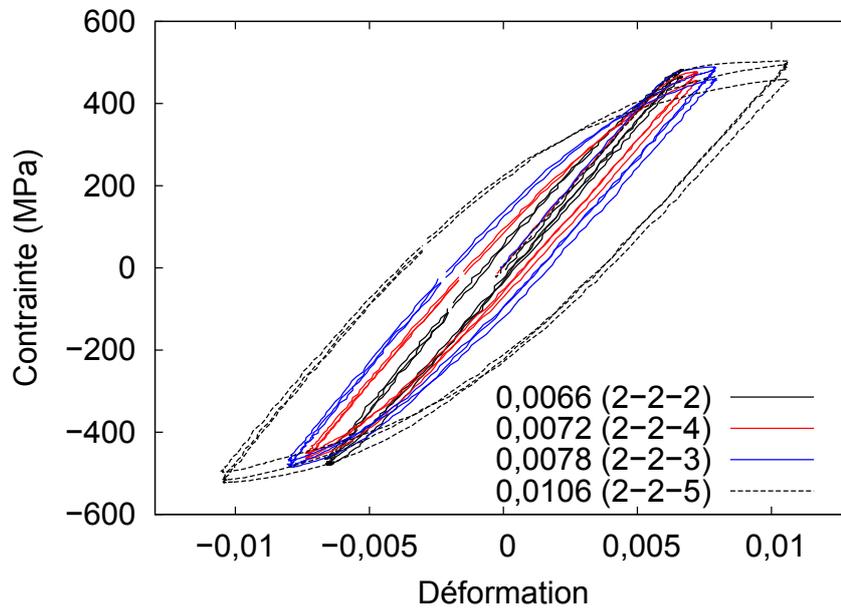
**Résultats** Les comportements du 2050 (figure 1.9a) et du 7050 (figure 1.9b) diffèrent de façon sensible au niveau de la forme des courbes durant les premiers cycles pour un  $R_\epsilon = -1$ . Dans le 7050, les premiers cycles sont parfois caractérisés par une forme non-convexe des cycles (insert de la figure 1.9b). Ce mécanisme est observé pour les amplitudes de déformations plastiques supérieures à 0,89%. Il a été attribué par Asaro (1975) à une réversibilité de la déformation en présence de précipitation non-cisaillable<sup>2</sup>. L'ensemble des courbes détaillées concernant ce point et les suivants se trouvent en annexe A (Figures A.3 à A.8).

Dans les deux alliages, un adoucissement cyclique est observé pour  $R_\epsilon = -1$  (figures 1.11a et 1.11b). La littérature n'indique de son côté aucun écrouissage cyclique marqué dans le 2050 (Richard, 2011).

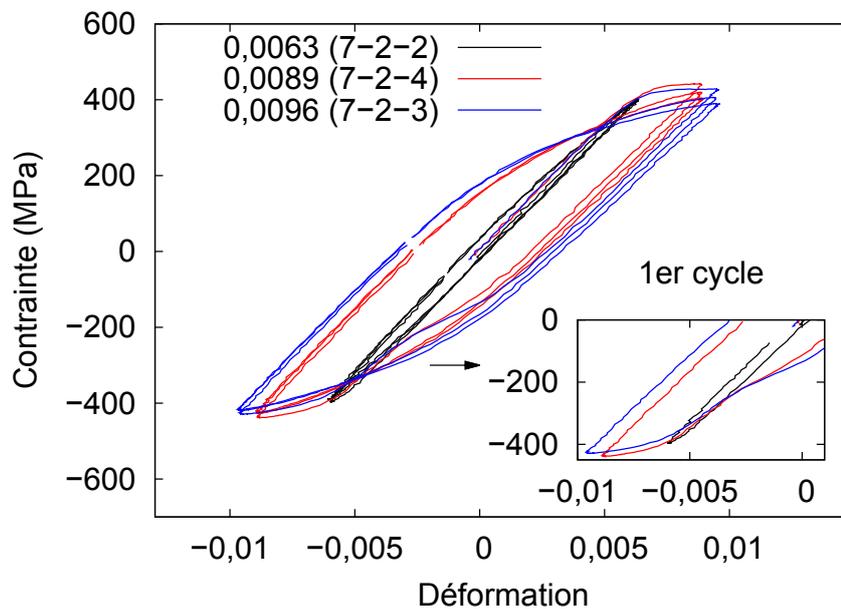
En prenant comme déformation au seuil plastique 0,55% (légèrement inférieure aux valeurs mesurées), on constate un adoucissement de 15 MPa après 10% de déformation plastique cumulée dans le 2050, soit 33 cycles pour une déformation de 0,7% (resp. 25 MPa après 50%, soit 167 cycles). En admettant la même déformation au seuil plastique pour le 7050, on a un adoucissement de 14 MPa après 10% de déformation plastique cumulée (resp. 20 MPa après 50%).

Pour les essais pilotés en déformation à  $R_\epsilon = 0,1$ , un léger mécanisme de durcissement apparaît (figures 1.11e et 1.11f) : la contrainte de traction maximum diminue à chaque cycle, mais ne compense pas l'augmentation en valeur absolue de la contrainte de compression maximum, ce qui amène à un élargissement de la surface de charge (figure 1.10).

2. Dans cette partie, le mécanisme est expliqué par la réversibilité du glissement. Il a été observé à plusieurs reprises dans des essais de traction-compression, comme dans les alliages AlMgSi par Proudhon et al. (2008). Une modélisation en est proposée dans Wulfinghoff et al. (2015).

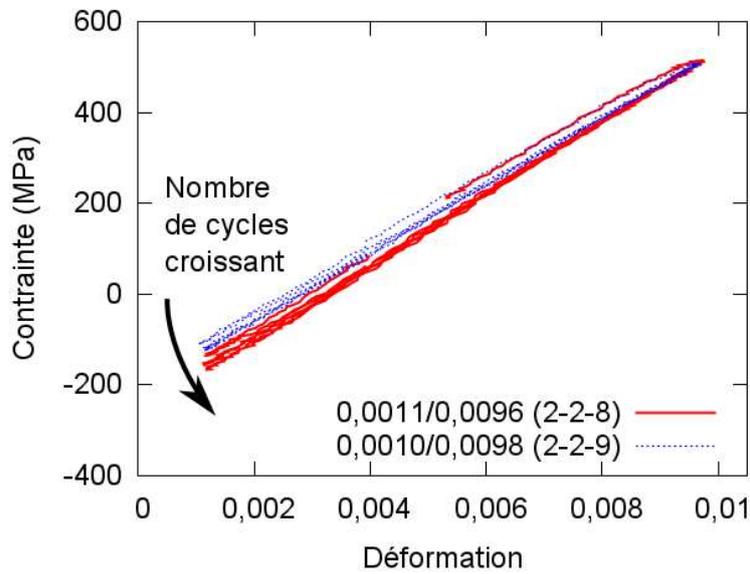


(a) 2050-T8

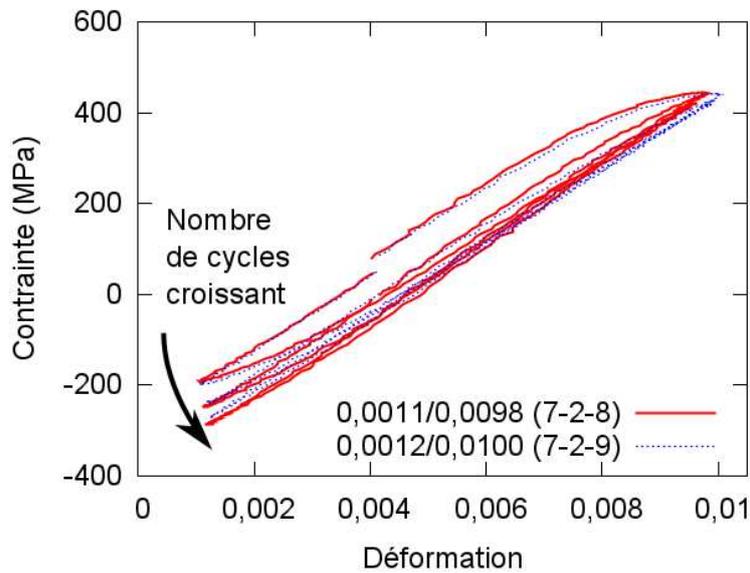


(b) 7050-T7451 (avec zoom sur le premier cycle)

FIGURE 1.9 – Comportement cyclique à déformation imposée ;  $R_\epsilon = -1$  ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle, pour différentes valeurs de déformation imposée (courbes détaillées en annexe A).

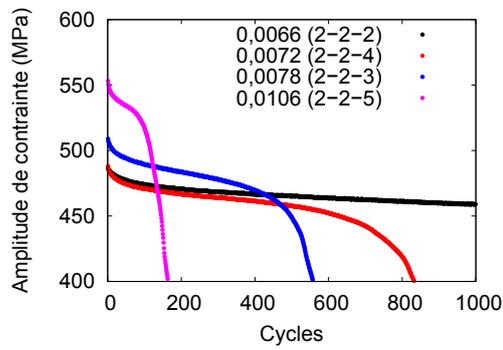


(a) 2050-T8

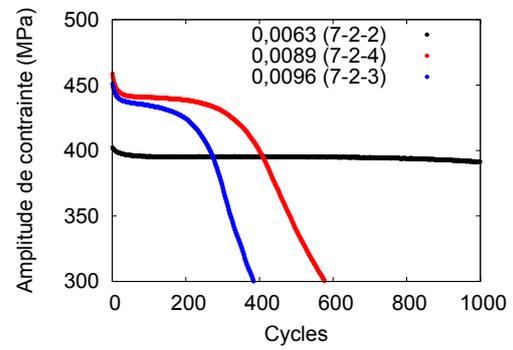


(b) 7050-T7451

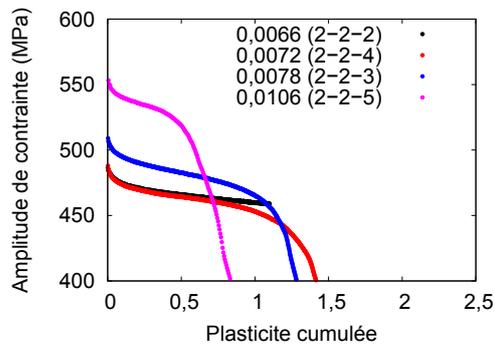
FIGURE 1.10 – Comportement cyclique à  $\varepsilon_{tot} = 0,01$ ;  $R_\varepsilon = 0,1$ ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle (courbes détaillées en annexe A).



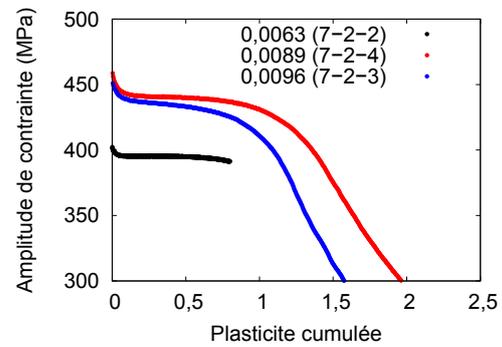
(a) 2050-T8 –  $R=-1$  – cycles



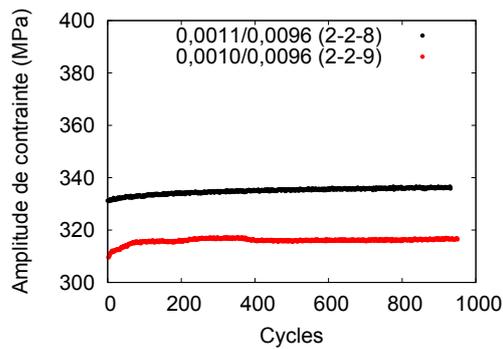
(b) 7050-T7451 –  $R=-1$  – cycles



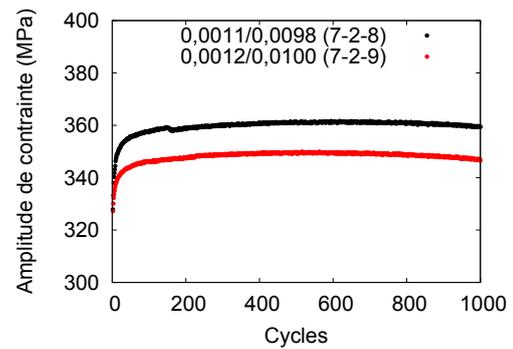
(c) 2050-T8 –  $R=-1$  – plasticité cumulée



(d) 7050-T7451 –  $R=-1$  – plasticité cumulée



(e) 2050-T8 –  $R=0,1$  – cycles



(f) 7050-T7451 –  $R=0,1$  – cycles

FIGURE 1.11 – Adoucissement et durcissement cyclique lors des essais à déformation imposée (respectivement  $R_\varepsilon = -1$  et  $R_\varepsilon = 0,1$ ).

### 1.3.3 Durées de vie

Les essais permettant d'obtenir les courbes de Wöhler des deux alliages ont été réalisés sur des éprouvettes de section rectangulaire à faible concentration de contrainte ( $K_t = 1,04$ ). Ceci complète les essais sur éprouvettes à trou ( $K_t = 2,3$ ) habituellement réalisés (Delacroix, 2011; Ronxin, 2011). Les conditions expérimentales ainsi que les éprouvettes sont détaillées en Annexe A.

**Durées de vie supérieures pour le 2050** Ronxin (2011) a montré les meilleures performances de l'alliage 2050-T8 comparé à l'alliage 7050-T7451 sur éprouvettes à trou. Cette supériorité en durée de vie du 2050-T8 est aussi nettement observée sur les éprouvettes à faible concentration de contrainte (Figure 1.12).

**Effet du polissage sur la durée de vie** Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse complètent ceux de Delacroix (2011). Dans cette précédente étude, la distinction est faite entre les éprouvettes « brutes d'usinage » et les éprouvettes polies. Dans les essais de la présente thèse, la distinction est faite entre les éprouvettes polies imparfaitement et celles auxquelles une attention particulière a été apportée<sup>3</sup>. Dans les deux études existe une classe « moins bien polie » que l'autre.

L'ensemble des résultats montre qu'un mauvais polissage a un effet néfaste sur la durée de vie de l'alliage 2050-T8. À 200 MPa pour les éprouvettes à trou de Delacroix (2011) ainsi qu'à 330 MPa et 350 MPa sur les éprouvettes quasi-lisses de cette étude, deux groupes de durée de vie se distinguent. L'effet observé est le suivant : aucune éprouvette catégorisée dans les classes « moins bien polie » n'apparaît dans le groupe à grande durée de vie. On en conclut qu'en présence de défauts visibles à l'œil (comme des défauts liés à l'usinage, voire des rayures), la durée de vie est considérablement réduite.

**Durées de vie et limite d'élasticité** Les essais de traction ont mis en évidence une limite d'élasticité plus élevée pour l'alliage 2050-T8 que pour le 7050-T7451. Le 2050-T8 présente également un meilleur comportement en fatigue que le 7050-T7451 (courbes de Wöhler décalées).

Toutefois, dans les alliages d'aluminium, la corrélation entre limite d'élasticité et limite de fatigue n'est pas évidente. Ainsi, dans les alliages 2xxx et 7xxx (avec  $\sigma_e > 350$  MPa), pour des durées de vie autour de 100 000 cycles sur éprouvettes lisses, aucune corrélation n'existe<sup>4</sup>.

L'explication du meilleur comportement en fatigue de l'alliage 2050 vis-à-vis du 7050 n'est donc pas, ou pas uniquement, à attribuer à la différence de limite d'élasticité entre les deux matériaux.

---

3. de façon à limiter au maximum les rayures résiduelles et les oxydes résiduels (dont l'apparition en surface est liée à la technique d'usinage).

4. Source : document interne de Constellium.

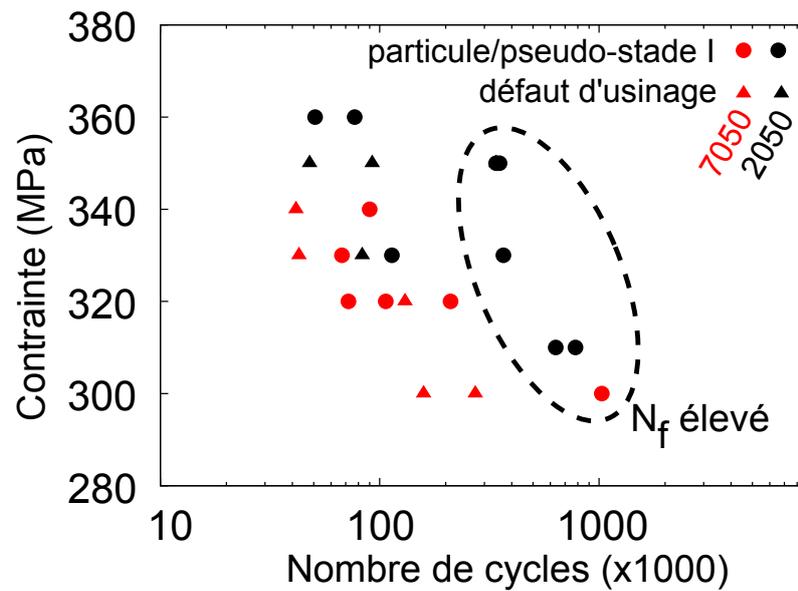


FIGURE 1.12 – Courbes de Wöhler et défauts à l’origine des ruptures (éprouvettes à faible concentration de contrainte, Figure A.9a). Les grandes durées de vie (points entourés) sont uniquement obtenues pour les éprouvettes dont l’état de surface est le plus soigné.

## 1.4 Points importants

Ce court chapitre introductif a eu pour mission principale de présenter les matériaux et les techniques expérimentales utilisées dans la suite de cette thèse. Les caractéristiques les plus importantes des deux matériaux sont rappelées dans le tableau synthèse qui suit. Il est dès à présent important de noter le *meilleur comportement en fatigue* de l’alliage 2050 (Al-Cu-Li) en comparaison avec l’alliage 7050 (Al-Zn). L’attention est attirée sur le fait que la limite d’élasticité macroscopique et la contrainte à rupture, plus élevées dans le 2050, n’expliquent pas *a priori* la différence de comportement en fatigue. La recherche des causes de cette différence fait l’objet des chapitres à venir, et nécessite une analyse précise de l’état initial, ainsi que des étapes d’amorçage et de propagation.

## MATÉRIAUX

*Matériaux étudiés à quart épaisseur  
Éprouvettes prélevées en sens L*

	<b>2050-T8</b> laminé 60 mm	<b>7050-T7451</b> laminé 65 mm
Grains	$\sim 750 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m} \times 35 \mu\text{m}$	$\sim 1500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$
Texture	mixte recristallisation/ laminage	recristallisation avec résidu de laminage

## COMPORTEMENT MÉCANIQUE

Traction	<b>2050-T8</b> $R_{e0,2} = 495 \text{ MPa}$	<b>7050-T7451</b> $R_{e0,2} = 432 \text{ MPa}$
Cyclique	adoucissement cyclique à $R = -1$ : $\sim 20 \text{ MPa}$ léger durcissement cyclique à $R = 0,1$	
Fatigue	mauvais polissage = durée de vie réduite $R_e(2050) > R_e(7050)$ ne peut expliquer à elle seule le meilleur comportement du 2050 en fatigue	

## CARACTÉRISATION PAR TOMOGRAPHIE

<b>ESRF</b>	Résolution 3D	
ID22	$\sim 100 \text{ nm}$	Caractérisation des intermétalliques
ID19	$\sim 1 \mu\text{m}$	Suivi in situ des fissures de fatigue

# Chapitre 2

## Particules à l'état initial

Les particules intermétalliques sont à l'origine de la majorité des amorçages de fissures de fatigue dans les conditions expérimentales de cette thèse (chapitre 3) : alliages 2050 et 7050 sous air, et pour des durées de vie de l'ordre de 100 000 cycles (celles visées lors du dimensionnement des structures aéronautiques). Leur caractérisation détaillée est entreprise dans ce chapitre. L'étude se focalise sur les caractéristiques dont le rôle sur l'amorçage est avéré ou pressenti. Ceci inclut :

- la nature des particules (chimie, cristallographie, module d'élasticité),
- la distribution de taille,
- la morphologie,
- la présence d'amas (particules et pores),
- le mode d'endommagement des particules,
- la présence d'endommagement dès l'état initial,
- la position des particules relativement aux joints de grains.

Les trois premiers points sont reliés à certains des cinq proposés par Murakami (2002) : taille de l'inclusion, propriétés élastiques, composition chimique, forme de l'inclusion et adhésion à la matrice. Par ailleurs, les mécanismes étant intrinsèquement tridimensionnels, la question de la pertinence de leur détermination par des mesures 2D est soulevée.

### 2.1 État de l'art

#### 2.1.1 Nature des particules

Les particules évoquées dans la littérature pour divers alliages de la famille 7xxx sont classiquement les particules  $Mg_2Si$  et  $Al_7Cu_2Fe$ . Les mesures EDX attestent régulièrement de ces compositions (Morris, 1978; Xue et al., 2007a). Dans le cas des alliages de la famille 2xxx, en présence ou non de lithium, la composition des particules n'est pas connue de façon claire. Dans les alliages sans lithium contenant du manganèse, comme le 2024, ce dernier élément semble présent dans les particules (Merati, 2005; Proudhon, 2005). C'est également le cas dans les alliages Al-Cu-Li

(Delacroix, 2011; Ma et al., 2011). Les particules contiennent ainsi les éléments Al, Cu, Fe et Mn, mais aucune stœchiométrie précise n'est proposée. Elles seront par la suite notées Al-Cu-Fe-Mn. Plusieurs compositions coexistent en effet : des particules plus ou moins riches en cuivre ont déjà été observées (Ma et al., 2011), témoignant d'une variabilité des compositions à l'intérieur d'une même tôle (Figure 2.1).

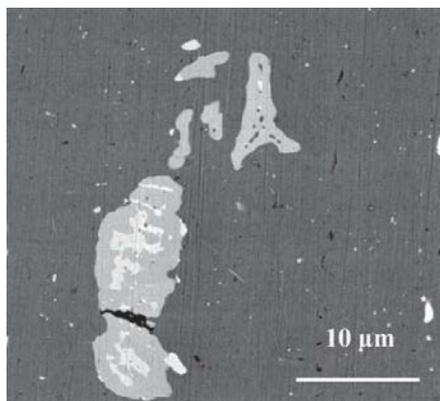


FIGURE 2.1 – Image MEB-BSE de particules Al-Cu-Fe-Mn biphasées contenues dans une tôle de 2099-T8, d'après Ma et al. (2011).

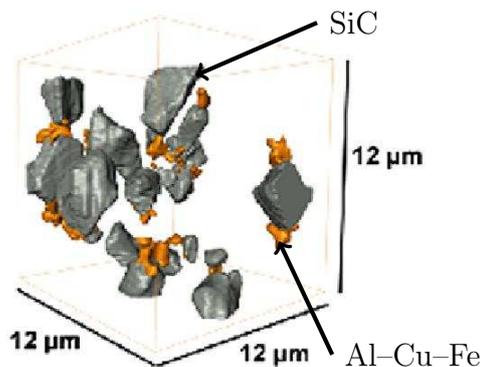


FIGURE 2.2 – Visualisation de particules obtenues à la suite d'une expérience de nanotomographie sur du 2124/SiC/25p MMC, d'après Requena et al. (2009).

Les informations cristallographiques et mécaniques de la littérature sur les phases  $Mg_2Si$  et  $Al_7Cu_2Fe$  ont été détaillées par Nizery (2012). Le module d'Young des particules  $Al_7Cu_2Fe$  est estimé autour de 160 GPa. Le cas des particules  $Mg_2Si$  est plus incertain, puisque les mesures varient entre 50 GPa et 120 GPa suivant les publications (Tableau 2.1). Aucune donnée mécanique n'a pour l'instant été relevée sur les particules Al-Cu-Fe-Mn.

Les propriétés de dilatation thermique de ces particules restent mal connues. Pour les  $Mg_2Si$ , les valeurs de la littérature varient entre  $7,5 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  (Zhang et al., 2000),  $13,5 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  (Wang et al., 2010) et  $12,3 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  (Bessas et al., 2014)<sup>1</sup>. Aucune valeur n'a été trouvée pour les particules  $Al_7Cu_2Fe$  et Al-Cu-Fe-Mn<sup>2</sup>. En comparaison, le coefficient de dilatation thermique de l'aluminium est  $23 - 24 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ .

### 2.1.2 Morphologie

En ce qui concerne la morphologie, les observations 3D se révèlent bien plus riches que celles en 2D vu la complexité des formes rencontrées. Elles restent cependant rares en raison de la résolution requise.

1. Bessas et al. (2014) ont mesuré le coefficient de dilatation volumique ( $37 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ ) à partir duquel le coefficient linéaire de dilatation peut être estimé ( $\alpha_{vol} \approx 3\alpha_{lin}$ )

2. Pour des quasi-cristaux de compositions proches ( $Al_{65}Cu_{23}Fe_{12}$ ,  $Al_{65}Cu_{24}Fe_{11}$  et  $Al_{67}Cu_{22}Fe_{11}$ ), les valeurs varient entre  $10 - 25 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  (Korsunsky et al., 2001).

<b>Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe</b>	Bozek et al. (2008)	Petton (1995)	Petton (1995)	Petton (1995)	Oswald (2003)	Beake (2011)
<i>E</i> (GPa)	160,9 ± 7,6	132,4 ± 0,5	148,4 ± 4,3	167,0 ± 10,9	133,6 ± 17,8	175 ± 15
Dureté	–	8,5 ± 0,5	9,5 ± 0,5	12,4 ± 0,6	–	10,5 ± 0,5
<i>K<sub>Ic</sub></i>	0,14 ± 0,07	–	–	–	–	–
<i>σ<sub>max</sub></i>	1350-1580	–	–	–	–	–
Méthode	nancind.	nancind. (7,5 mN)	nancind. (3 mN)	nancind. (1 mN)	nancind. (25 à 300 nm)	nancind.

<b>Mg<sub>2</sub>Si</b>	Whitten et al. (1965)	Mondolfo (1976)	Petton (1995)	Petton (1995)	Munoz- Palos et al. (1996)	Oswald (2003)	Wang et al. (2007)	Beake (2011)
<i>E</i> (GPa)	121	–	82 ± 3	99 ± 5	120	50 ± 5	–	55 ± 5
Dureté	–	4,5	4,1 ± 0,3	5,9 ± 1,0	–	–	4,4 ± 0,5	≈ 2,5
<i>K<sub>Ic</sub></i>	–	–	–	–	–	–	1,35 ± 0,25	–
Méthode	sonore	–	nancind. (3 mN)	nancind. (1 mN)	–	nancind. (25 à 300 nm)	dureté vickers	nancind.

Tableau 2.1 – Comparaison des valeurs de propriétés mécaniques trouvées dans la littérature pour les particules Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe et Mg<sub>2</sub>Si. La ténacité est donnée en  $MPa \cdot m^{\frac{1}{2}}$ , d'après l'étude bibliographique de Nizery (2012).

Certaines études (Merati, 2005, dans du 2024) présentent un grand nombre d'observations de particules en surface et permettent d'acquérir une impression visuelle d'ensemble en 2D. D'autres, à l'aide de mesures de tomographie haute-résolution, permettent d'avoir une idée de leur morphologie 3D (Proudhon, 2005; Delacroix, 2011, dans du 2024 et du 2050 respectivement). En revanche, la tomographie haute-résolution est insuffisante pour la détection de ruptures dans les particules. Pour cela, des mesures de nanotomographie sont requises, comme celle réalisée par Requena et al. (2009) dans du 2124/SiC/25p MMC (Figure 2.2).

Il y a encore un manque d'informations tridimensionnelles précises concernant la morphologie des particules des alliages des familles 2xxx et 7xxx.

### 2.1.3 Distribution de taille 2D/3D et alignement

Les distributions de taille des particules sont habituellement obtenues en 2D (Oswald, 2003; Payne et al., 2010), et parfois en 3D en utilisant la tomographie par rayons X (Delacroix, 2011). Leurs dimensions caractéristiques sont inférieures à 20 μm.

#### Distributions 2D et 3D

Les mesures de distribution 3D sont coûteuses et peu accessibles. Des méthodes existent pour estimer les distributions 3D à partir de distributions 2D. Elles reposent néanmoins sur un certain nombre d'hypothèses.

Zhang et al. (1998) ont mis en application une telle méthode sur les particules et les pores d'une tôle de 7050-T7451. Les hypothèses sont les suivantes :

- les distributions sont lognormales,
- les particules sont des ellipsoïdes de mêmes rapports  $a/b$  et  $a/c$ ,
- les grands-axes des particules sont tous alignés, ou alors la répartition est totalement aléatoire.

Il leur est possible – à partir des observations dans les plans L-TL, L-TC et TL-TC – d'identifier les cinq paramètres (3 pour la loi lognormale et 2 pour les rapports des ellipsoïdes) qui permettent de remonter à la distribution 3D.

### Alignement avec la direction de laminage

Afin de valider la troisième hypothèse – alignement des particules – de façon quantitative, Zhang et al. (1998) utilisent un *facteur d'orientation*  $\Omega$ . Ce paramètre mesure l'alignement global des particules. En l'analysant, les auteurs ont conclu à une orientation aléatoire des pores, ainsi que des particules en surface et à quart épaisseur dans leur tôle de 7050-T7451. En revanche, ils constatent un alignement des particules dans la direction de laminage à cœur. Cette notion d'alignement est d'autant plus pertinente que les objets ont un rapport d'aspect significativement plus grand que 1.

L'alignement des particules allongées, et le non-alignement des pores sphériques, a également été remarqué de façon qualitative dans diverses études (Xue et al., 2007a; Delacroix, 2011).

#### 2.1.4 Présence d'amas

À l'issue de leur travail visant à tirer le maximum d'informations des données 2D pour en obtenir en 3D, Zhang et al. (1998) soulignent l'impossibilité de traiter de façon satisfaisante la question de la répartition spatiale, c'est-à-dire la notion d'amas ou de proximité, à partir de simples observations de surface : des mesures 3D sont nécessaires.

À la connaissance de l'auteur, il n'existe pas d'analyse quantitative en 3D dans les familles d'alliages étudiées analysant la proximité entre particules et/ou pores. La notion d'amas entre particules a toutefois été observée qualitativement à maintes reprises en 2D, comme dans l'étude de Xue et al. (2007a) sur une tôle de 7075-T651 où les particules apparaissent par endroit alignées et proches.

#### 2.1.5 Position des particules vis-à-vis des grains

La détection de la position des particules vis-à-vis des joints de grains nécessite d'effectuer une attaque, ou, de façon moins destructive, une analyse EBSD. En utilisant cette méthode sur une tôle de 7075-T651 (taille de grain  $200 \times 60 \times 20 \mu\text{m}$ ), Xue et al. (2007a) ont remarqué, comme d'autres auteurs, que les particules ne sont situées préférentiellement ni aux joints de grains, ni à l'intérieur des grains.

## 2.1.6 Endommagement des particules

### Mode d'endommagement des particules

Lors d'observations en surface, deux types d'endommagement sont détectés. Le premier type, déjà observé par Morris (1978) sur du 2219-T851, se présente sous la forme d'une fissure au sein d'une particule à l'intérieur de laquelle se trouve une lamelle de matrice d'aluminium (Figure 2.3). Le second type d'endommagement, qui nécessite des observations à plus haute résolution comme celles de Payne et al. (2010), consiste également en la rupture des particules et donne l'impression d'une rupture où les deux faces sont quasi en contact (Figure 2.4). Dans les deux cas, la rupture des particules peut être qualitativement décrite comme du mode I (rupture orthogonale à la direction de laminage). Ces deux types sont distingués dans cet état de l'art, car ils indiquent vraisemblablement que la rupture des particules peut intervenir à différents moments au cours du traitement thermomécanique des tôles. Dans ces alliages, aucune décohésion à l'état initial n'est détectée.

### Probabilité d'endommagement à l'état initial

Les données statistiques sur l'endommagement des particules à l'état initial sont rares. La principale source est l'étude de Payne et al. (2010). En utilisant des observations MEB à fort grandissement ( $> \times 2000$ ), les auteurs ont détecté que certaines particules situées en surface d'éprouvettes prélevées dans une tôle de 7075-T651 étaient cassées dès l'état initial. Sans que cela ait été formellement confirmé, tout porte à croire que les particules analysées sont des  $Mg_2Si$  et des  $Al_7Cu_2Fe$ . La rupture observée dans ce cas-là n'est pas du même type que celle présentée par Morris (1978) : aucune lamelle d'aluminium n'est en effet évoquée, ni visible sur les images de la publication. D'un point de vue quantitatif, l'article fournit des données sur le nombre de particules de plus de  $1,9 \mu m$  cassées à l'état initial, ainsi que des données moyennes<sup>3</sup>.

## 2.1.7 Bilan de l'état de l'art, et poursuite de l'étude

Les données de la littérature en ce qui concerne les particules présentes dans les alliages 2xxx et 7xxx, et leur état initial, apparaissent assez dispersées. Par ailleurs, si un certain nombre de données ont déjà été rapportées au sujet des  $Al_7Cu_2Fe$  et  $Mg_2Si$ , les particules Al-Cu-Fe-Mn sont peu connues.

---

3. Avertissement : des données comme la taille moyenne des particules cassées ou la fraction globale de particules cassées sont à regarder avec une grande précaution. En effet, (i) si dans le cas d'une distribution de taille gaussienne la moyenne correspond à l'abscisse au niveau du pic, son interprétation est plus complexe pour d'autres distributions ; (ii) étant donnée la distribution de taille exponentiellement décroissante des particules, la fraction globale de particules cassées pourrait aisément varier d'un ordre de grandeur si une autre valeur critique que  $1,9 \mu m$  avait été choisie, ce qui empêche donc toute comparaison.

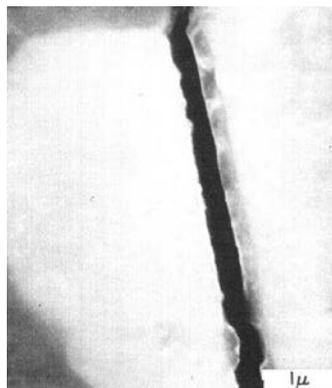


FIGURE 2.3 – Zoom MEB sur une particule  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  contenant une lamelle de matrice d'aluminium ayant mené à une fissure de fatigue, d'après Morris (1978).

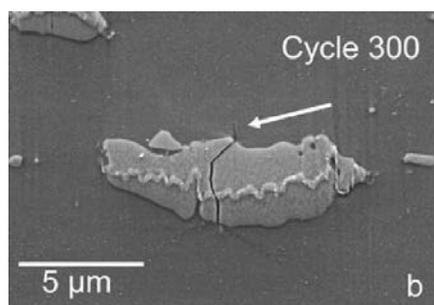


FIGURE 2.4 – Endommagement d'une particule après 300 cycles de fatigue dans un alliage 7075-T651. Cet endommagement, également rencontré avant tout chargement, diffère de celui visible en Figure 2.3. D'après Payne et al. (2010).

Les analyses présentées dans la suite de ce chapitre visent à compléter les résultats de la littérature au sujet de la caractérisation des particules présentes au sein des alliages 7050-T7451 et 2050-T8 étudiés dans le cadre de cette thèse. Les analyses EDX menées sur les tôles de cette étude montrent qu'il s'agit effectivement des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  (7050),  $\text{Mg}_2\text{Si}$  (7050) et  $\text{Al-Cu-Fe-Mn}$  (2050), dont il a été question dans l'état de l'art.

Dans un premier temps seront décrites et comparées les distributions 2D et 3D de particules et de pores. Une analyse de la répartition spatiale sera ensuite menée, en se concentrant sur la proximité entre particules et pores. Une analyse de la morphologie 3D suivra, ainsi que celle de la chimie, toutes deux largement basées sur des résultats de tomographie. Enfin, les effets de nature, taille et forme des particules sur leur probabilité de rupture à l'état initial seront analysés à partir d'observations 2D et 3D.

Cette étude fait appel à la notion de diamètre équivalent (diamètre qu'aurait une sphère de même volume – cas 3D – ou un disque de même surface – cas 2D). Il est nécessaire de distinguer les diamètres équivalents 3D ( $D_{eq3D}$ ) des diamètres équivalents 2D obtenus dans les différents plans L-TL, L-TC ou TL-TC ( $D_{eq2D}^{L-TL}$ ,  $D_{eq2D}^{L-TC}$  et  $D_{eq2D}^{TL-TC}$ ). Ces différents diamètres équivalents *ne sont pas comparables* entre eux, bien que la même désignation « diamètre équivalent » ( $D_{eq}$ ) soit utilisée.

## 2.2 Distributions 3D de particules et pores

Les fractions volumiques et les tailles de particules ont été obtenues à l'aide des images de tomographie haute résolution (taille de voxel de  $0,32\ \mu\text{m}$ ). Le volume de matériau analysé est  $0,22\ \text{mm}^3$ . Les plus petits pores et particules n'ont pas été pris en compte dans les statistiques suivantes, en raison de l'effet de bruit (volume

seuil fixé à 10 voxels). Aussi bien en tomographie qu'en microscopie optique ou électronique à balayage, les particules se distinguent clairement les unes des autres par leur niveau de gris distinctif (Figure 2.5). En raison du plus grand nombre de particules que de pores et de l'importance particulière des plus grandes particules en fatigue, le taille seuil de comptage des particules est choisie plus élevée que celle des pores.

Le tableau 2.2 rassemble des statistiques sur les fractions volumiques et les distributions 3D des plus grandes particules ( $D_{eq3D} > 7,4 \mu\text{m}$ ) et pores ( $D_{eq3D} > 1,6 \mu\text{m}$ ).  $D_{eq3D}$  désigne le diamètre équivalent en 3D, et  $S$  la sphéricité (partie 2.4.1).

Défaut	$Nb_1$ part. $> 7,4 \mu\text{m}$ pore $> 1,6 \mu\text{m}$	$Nb_2$ $> 15 \mu\text{m}$ $> 6 \mu\text{m}$	$f_V$	$f_V^{Delacroix}$	$D_{eq3D}^{max}$	$S_{moy}$
Al-Cu-Fe-Mn	1115	175	0,65%	0,32%	47 $\mu\text{m}$	0,44
Pores (2050)	388	68	0,014%	0,009%	12,3 $\mu\text{m}$	0,89
Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe	945	312	0,78%	–	36 $\mu\text{m}$	0,47
Mg <sub>2</sub> Si	304	–	0,15%	–	17 $\mu\text{m}$	0,46
Pores (7050)	944	42	0,018%	–	9,6 $\mu\text{m}$	0,89

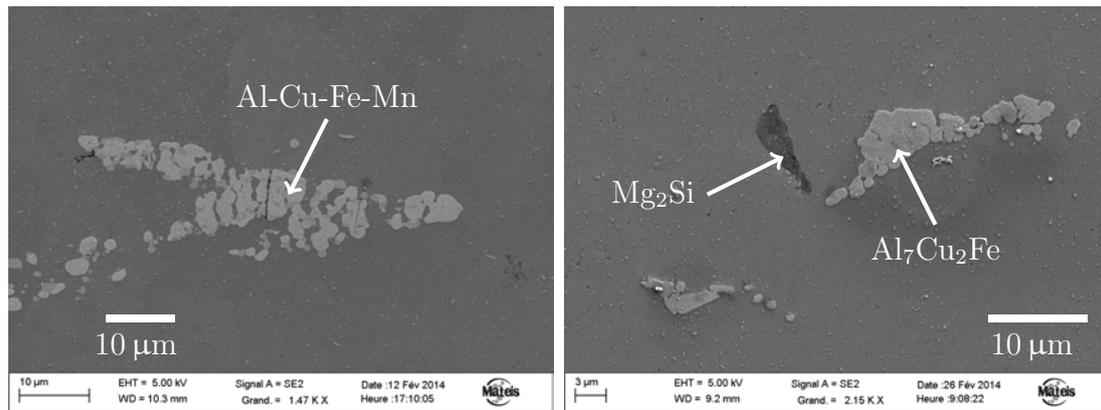
Tableau 2.2 – Tailles et fraction volumique des particules et pores contenues dans les alliages 2050 et 7050, obtenues à l'aide de la tomographie 3D (voxel de 320 nm).  $f_V$  désigne la fraction volumique,  $D_{eq3D}$  le diamètre équivalent (3D) et  $S$  la sphéricité.  $Nb_1$  représente le nombre de particules de plus de 7,4  $\mu\text{m}$  de diamètre équivalent (3D), et de pores de plus de 1,6  $\mu\text{m}$ , tandis que  $Nb_2$  représente les particules de plus de 15  $\mu\text{m}$  et les pores de plus de 6  $\mu\text{m}$ . Le volume analysé est de 0,22 mm<sup>3</sup>.

### 2.2.1 Particules

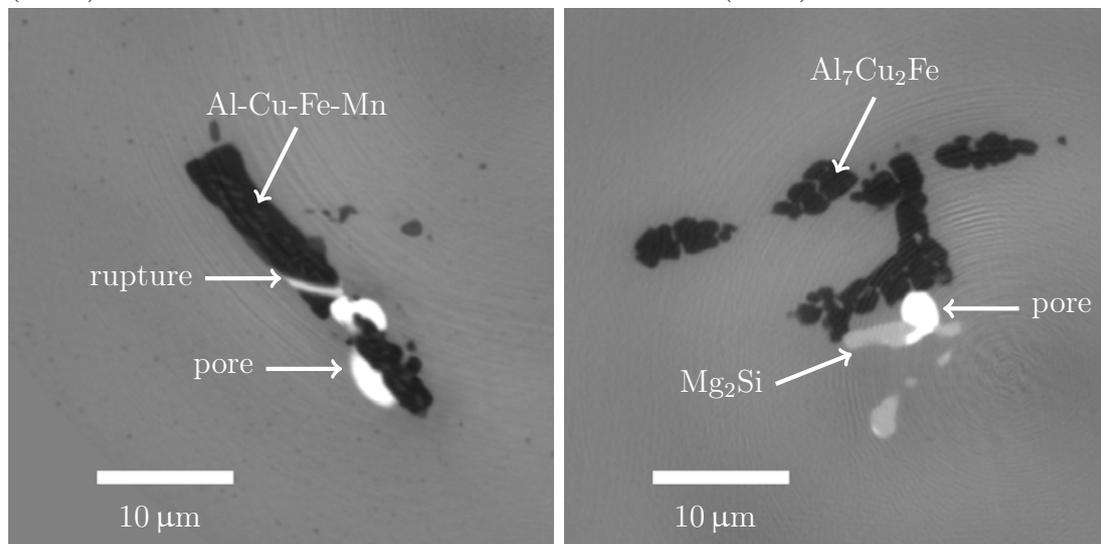
- La distribution des particules (Figure 2.6a) permet de noter les points suivants :
- Dans la tôle en 7050–T7451, les Mg<sub>2</sub>Si sont beaucoup moins nombreux que les Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe : 1 mm<sup>3</sup> de matière contient au plus quelques Mg<sub>2</sub>Si mais plusieurs centaines d'Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe de diamètre supérieur à 20  $\mu\text{m}$ .
  - Les Al-Cu-Fe-Mn de la tôle en 2050 de diamètre équivalent (3D) compris entre 15  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$  sont environ deux fois moins nombreux que les Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe de la tôle en 7050.
  - En revanche, les Al-Cu-Fe-Mn sont au moins aussi nombreux que les Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe à partir d'environ 30  $\mu\text{m}$  de diamètre équivalent (3D).

### 2.2.2 Pores

La distribution des pores dans les deux alliages (Figure 2.6b) montre que les diamètres sont inférieurs à 15  $\mu\text{m}$ , et que leur fraction volumique est comparable ( $\sim 0,016\%$ ). Le pic de densité des pores est autour de 5  $\mu\text{m}$  dans le 2050, et 2  $\mu\text{m}$  dans le 7050. La tôle en 2050-T8 contient davantage de pores de diamètre supérieur à 7  $\mu\text{m}$  que celle en 7050-T7451.



(a) Particule Al-Cu-Fe-Mn, alliage 2050-T8 (MEB) (b) Particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$ , alliage 7050-T7451 (MEB)

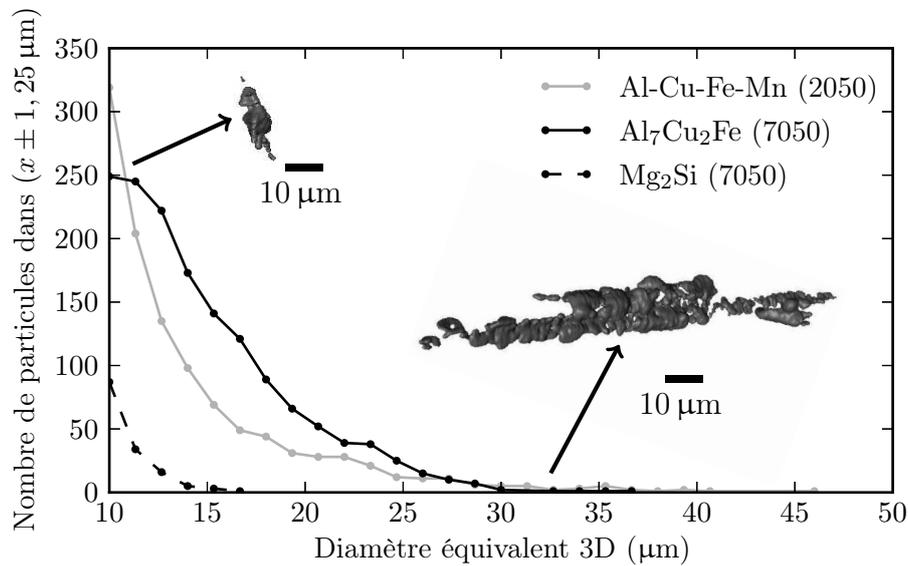


(c) Particule Al-Cu-Fe-Mn cassée, alliage 2050-T8 (coupe d'un volume imagé en nanotomographie, couleurs inversées) (d) Particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$ , alliage 7050-T7451 (coupe d'un volume imagé en nanotomographie, couleurs inversées)

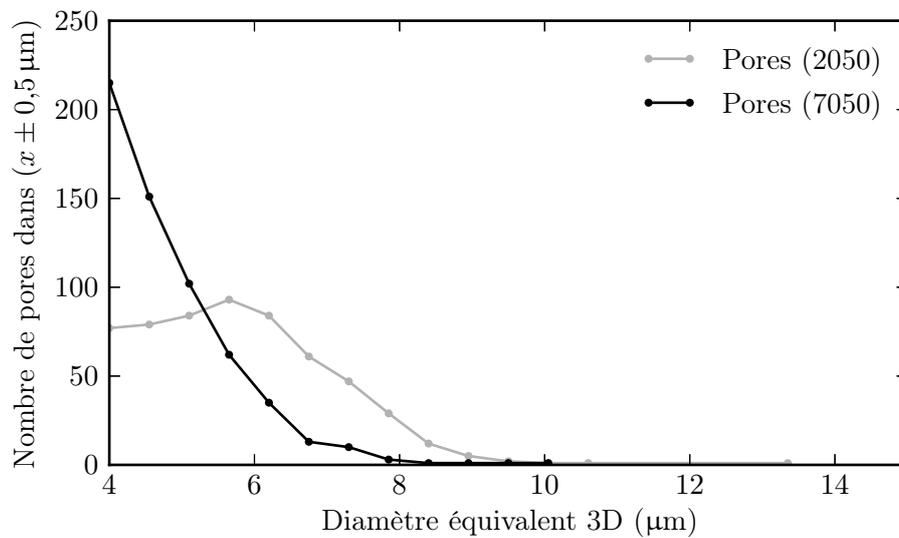


(e) Visualisation 3D de deux particules Al-Cu-Fe-Mn à partir d'images de tomographie haute-résolution (alliage 2050-T8)

FIGURE 2.5 – Visualisation, à l'aide de différentes techniques, des particules contenues dans les alliages 2050-T8 et 7050-T7451.



(a) Particules



(b) Pores

FIGURE 2.6 – Distribution de taille ( $D_{eq3D}$ ) des particules et des pores contenus dans les alliages 2050-T8 et 7050-T7451, dans un volume de  $0,22 \text{ mm}^3$ . Visualisation 3D de particules Al-Cu-Fe-Mn.

### 2.2.3 Comparaison des données 2D et 3D

Comme le montre l'état de l'art présenté au début de ce chapitre, les distributions 2D sont plus facilement obtenues que celles en 3D (microscopie optique, MEB), et donc plus répandues. Malheureusement, les distributions 2D et 3D ne sont pas directement comparables : un nombre de particules par  $\text{mm}^2$  n'est jamais homogène à un nombre de particules par  $\text{mm}^3$ . Dès lors, il est possible de faire appel (i) soit à la stéréologie pour transformer les distributions 2D en distributions 3D (Russ & Dehoff, 1999), (ii) soit à des méthodes permettant de transformer les distributions 3D en distributions 2D. Dans les deux cas, l'objectif est d'obtenir des grandeurs homogènes, qui peuvent être comparées.

Pour estimer la distribution 3D de particules à partir d'observations 2D réalisées dans un seul plan, la stéréologie nécessite d'émettre des hypothèses contraignantes sur la morphologie des particules. Afin de les éviter, la seconde option est choisie : transformer les distributions 3D en distributions 2D. Pour les deux matériaux de l'étude, les distributions comparables (2D) sont obtenues comme suit :

1. La première (équivalente à observer une surface polie, nommée « 2D réelle ») consiste à analyser les distributions dans une multitude de plans L-TL, L-TC ou TL-TC<sup>4</sup>, à partir des images de tomographie. La surface totale de mesure est  $690 \text{ mm}^2$ .
2. La seconde (appelée « idéale ») doit représenter au mieux le diamètre 3D. Elle s'affranchit pour cela de la complexité de forme des particules en substituant, dans les images 3D, les particules par leur ellipsoïde équivalent (avec conservation du volume). Les particules sont supposées alignées avec la direction de laminage. Comme dans le cas précédent, un tirage est effectué dans les plans L-TL, L-TC ou TL-TC. L'algorithme précis de cette seconde méthode est donné en annexe B.1.

La comparaison montre que le nombre de grandes particules est sous-estimé lors des observations surfaciques dans les plans L-TL et L-TC (Figure 2.7), par rapport aux observations 3D. Inversement, le nombre de petites particules est surestimé. L'erreur dépend de l'alliage et des tailles de particules considérées. Elle est due au fait que les grandes particules, non-ellipsoïdales, sont comptabilisées comme plusieurs plus petites (Figure 2.8).

La distribution idéale dans le plan TL-TC reste davantage fidèle à la distribution réelle. Associé au fait que la dimension des particules ( $D_{eq2D}^{TL-TC} > 5 \mu\text{m}$ ) dans ce plan joue un rôle particulier sur l'amorçage, *il est préconisé d'utiliser la distribution de taille dans les plans TL-TC pour les modèles de durée de vie nécessitant une distribution.*

---

4. Les plans inclinés ne sont pas étudiés.

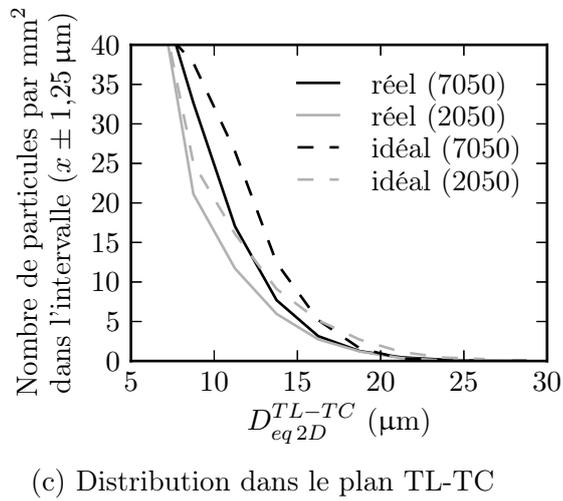
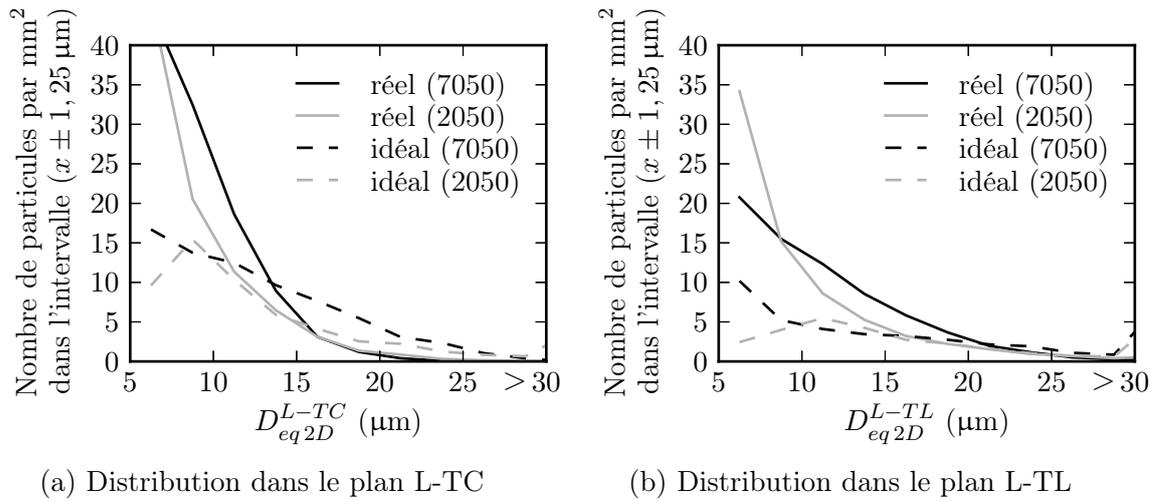


FIGURE 2.7 – Comparaison des distributions 2D réelles et idéales issues d’observations en volume, par  $\text{mm}^2$ .

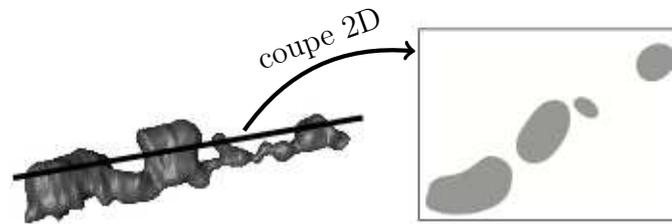


FIGURE 2.8 – La seule grande particule présente en 3D (gauche) apparaît comme quatre petites en 2D (droite) lorsqu’elle est observée dans le plan L-TL.

## 2.3 Analyse des amas de particules et pores

Le rôle de cette partie est de quantifier la notion d'amas dans les alliages étudiés. Il s'agit de traiter en 3D la question de la proximité des particules et des pores, qui est souvent très difficile à déceler en surface (rebouchage des pores lors du polissage, ou localisation sous la surface).

### 2.3.1 Définition des amas

Un amas est ici défini comme un ensemble de particules ou pores (« éléments ») séparés d'une distance inférieure à une valeur  $D$ . La distance entre les éléments peut être mesurée surface à surface ou alors centre à centre (cas traité en annexe B.3).

Pour chaque volume de tomographie, le calcul de la distance entre les surfaces des différentes particules et pores en 3D nécessite 6 heures en utilisant 12 cœurs et 100 Go. L'algorithme a été codé en Java pour les besoins de cette étude. Une fois les distances calculées, les amas sont construits comme suit :

- la construction part d'un ensemble contenant un seul élément qui n'appartient à aucun amas déjà constitué, et non identifié comme isolé,
- à chaque étape, on y ajoute tous les éléments qui sont situés à une distance inférieure à  $D$  d'un élément de l'ensemble,
- l'algorithme s'arrête lorsque plus aucun élément ne peut être ajouté à l'ensemble. S'il contient plus de deux éléments, l'ensemble est un amas.

La valeur  $D = 0,96 \mu\text{m}$  (3 voxels) est choisie, pour deux raisons. D'une part elle correspond à un critère de contact entre particules et pores (2-3 voxels correspond à la résolution en tomographie). D'autre part, les résultats sont stables puisqu'ils restent très similaires pour les valeurs  $D = 1,92 \mu\text{m}$  et  $D = 2,88 \mu\text{m}$  (annexe B.2).

### 2.3.2 Proximité particules/pores dans le 2050 et le 7050

Les trois principaux résultats sont communs aux deux alliages :

1. Dans les amas contenant particules et pores, plus les particules sont grandes, plus les pores le sont également (Figure 2.9b).
2. Plus un amas de particules est grand, plus il a de chances de contenir un pore. La probabilité est supérieure à 50% pour les amas de plus de  $20 \mu\text{m}$ , et atteint presque 100% pour ceux de plus de  $35 \mu\text{m}$ . La probabilité est légèrement plus élevée dans la tôle de 2050 que dans celle de 7050 (Figure 2.9a).
3. Plus un pore est grand, plus il a de chances d'être attenant à des particules. La probabilité est supérieure à 50% pour des pores de plus de  $6 \mu\text{m}$ , et est proche de 100% pour ceux de plus de  $10 \mu\text{m}$  (Figure 2.9c). Les résultats sont très similaires dans les deux alliages.

Les résultats peuvent être résumés en disant que les grandes particules et les grands pores ne sont jamais isolés. Au cours du processus de fabrication, la formation des pores et des particules sont ainsi vraisemblablement très liées.

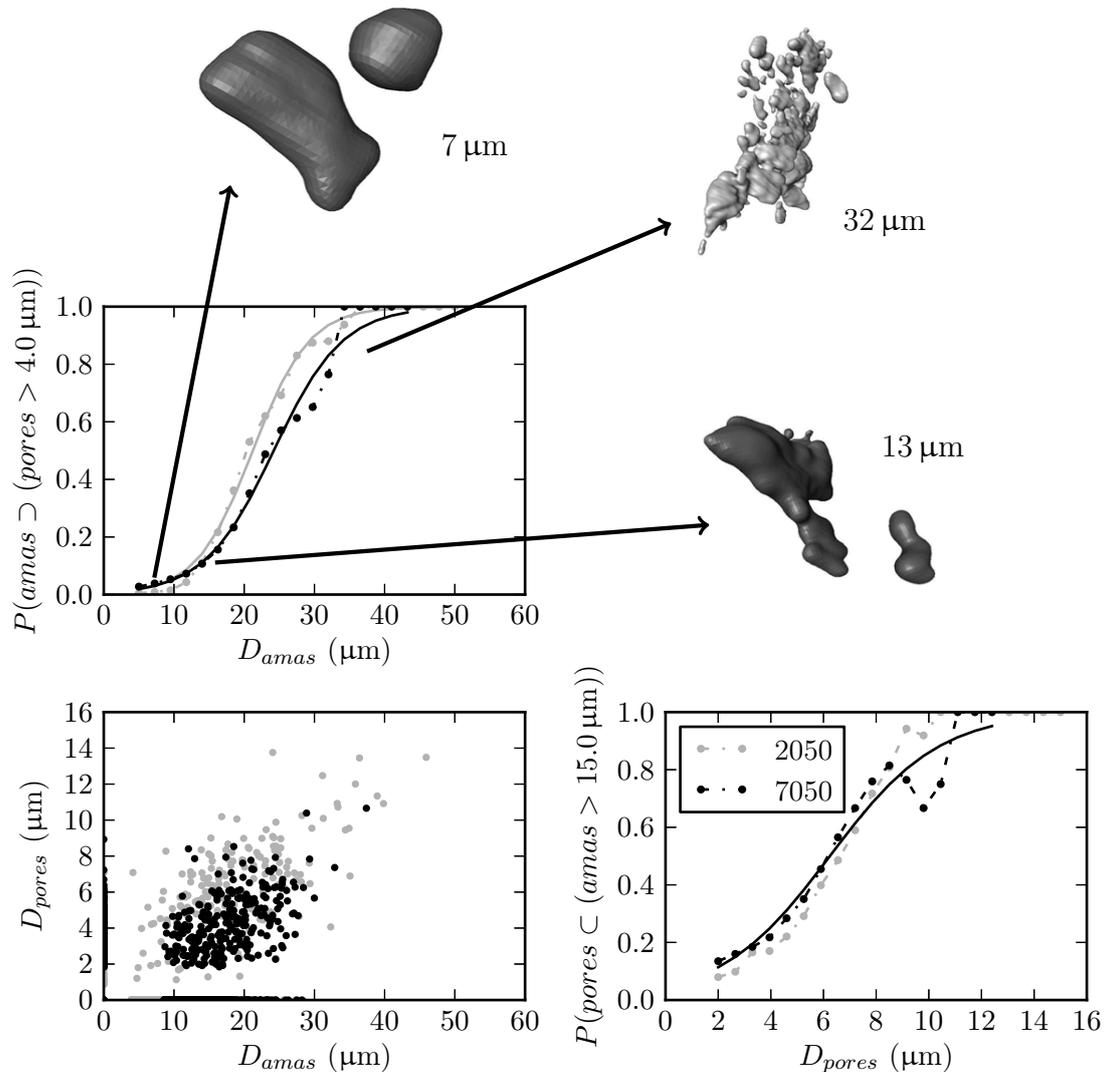


FIGURE 2.9 – (a) Probabilité pour une grande particule d’être attenante à un pore, et visualisation de particules Al-Cu-Fe-Mn de la tôle de 2050-T8, (b) taille des pores en fonction de celle de l’amas qui les contient, (c) probabilité pour un pore d’être situé près d’une grande particule.

## 2.4 Description 3D des particules

### 2.4.1 Sphéricité 3D : les grandes particules ont des formes plus irrégulières

La *sphéricité*  $S$  est définie comme le rapport entre le volume  $V$  de la particule et le volume  $V_A$  qu'aurait une boule de même surface  $A$  que la particule. Cela donne après simplification :

$$S = 6V \sqrt{\frac{\pi}{A^3}}$$

Ce paramètre est une mesure de la complexité de la forme des particules qui va au-delà de son caractère elliptique (déjà pris en compte par le facteur de forme). Il vaut 1 pour les sphères. Des exemples de sphéricité de particules réelles sont donnés en figure 2.10, et encore davantage en annexe sur la Figure B.2.

Expérimentalement, pour des particules de facteur de forme  $\frac{a}{c}$  constant ( $a$  représente le plus grand axe et  $c$  le plus petit de l'ellipsoïde approché), on observe une diminution de la sphéricité quand la taille de la particule augmente (fig. 2.11d) : les grandes particules ont des formes plus irrégulières que les petites.

Les pores, quelles que soient leurs tailles ou l'alliage considéré, ont quant à eux une sphéricité comprise entre 0,8 et 1 (Figure 2.12) : leur forme est très régulière.



(a)  $D_{eq} = 7 \mu\text{m}$ ,  $Sph = 0,66$

(b)  $D_{eq} = 35 \mu\text{m}$ ,  $Sph = 0,15$

FIGURE 2.10 – Visualisation 3D de particules Al–Cu–Fe–Mn du 2050. Le diamètre équivalent (3D) des amas et la sphéricité de la plus grande particule sont donnés.

*Note.* Cette mesure fait intervenir les surfaces des particules, or les surfaces d'objets réels ne sont pas rigoureusement définies du fait de leur caractère fractal. La surface ici utilisée est une interpolation effectuée à partir des voxels extérieurs des objets. Les résultats de cette analyse peuvent être comparés entre eux, mais il faudra faire attention lors de toute comparaison numérique avec des résultats extérieurs.

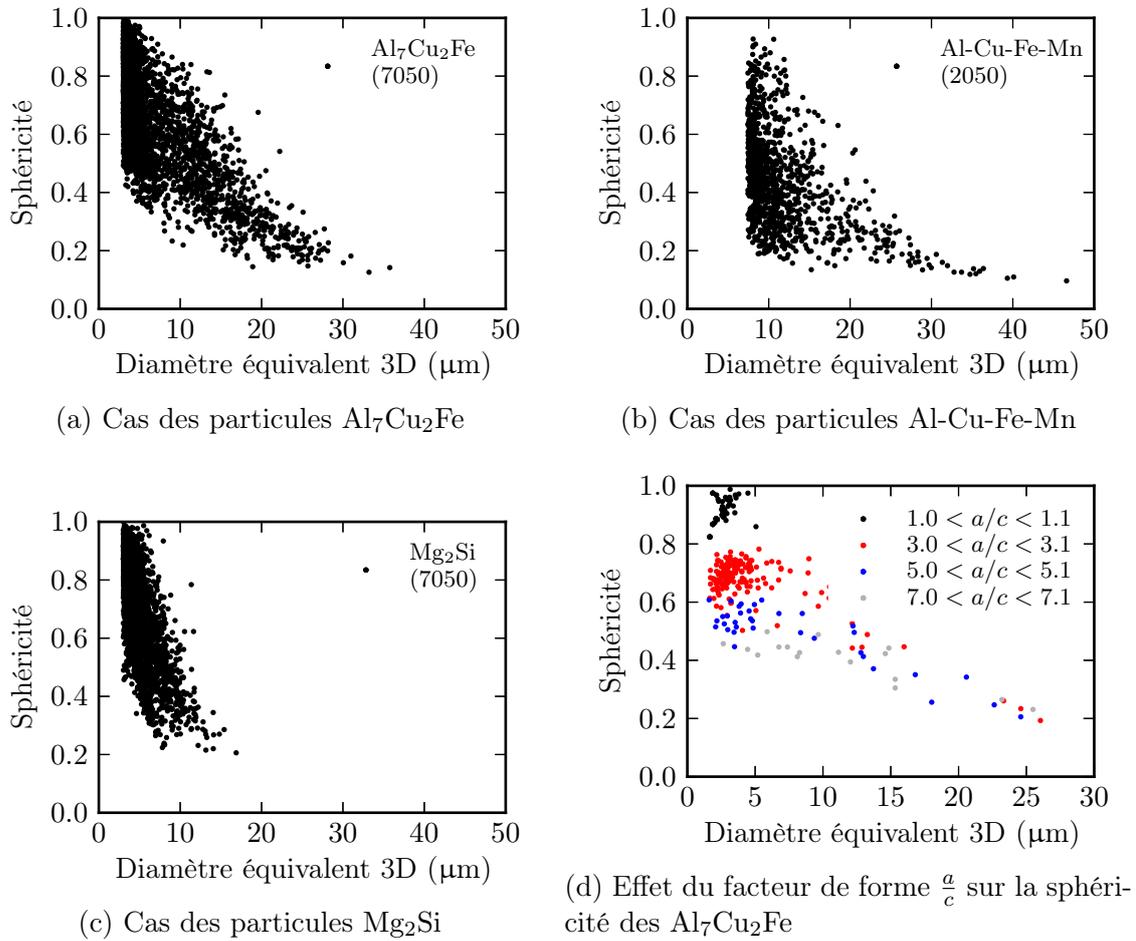


FIGURE 2.11 – Évolution de la sphéricité des particules en fonction de leur taille.

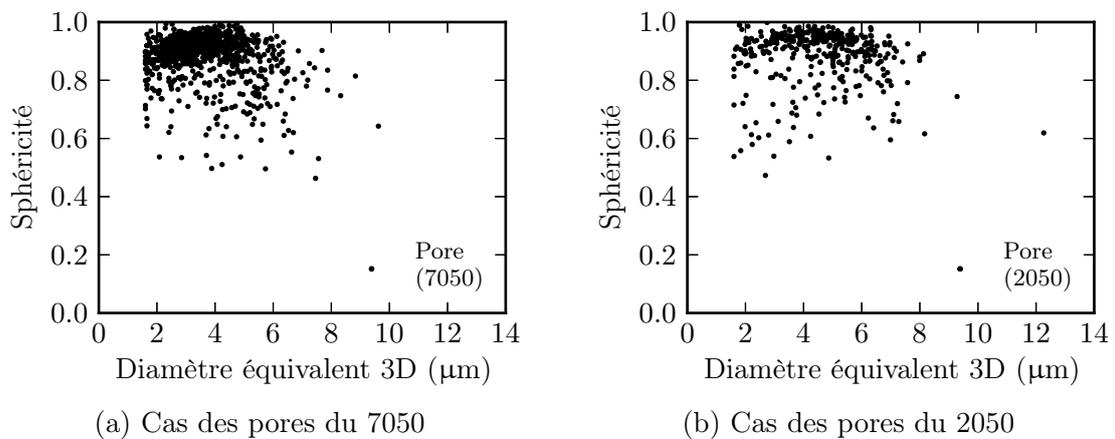


FIGURE 2.12 – Évolution de la sphéricité des pores en fonction de leur taille.

## 2.4.2 Morphologie

Grâce à l'expérience de nanotomographie, la morphologie 3D d'une particule dans chacun des deux alliages a pu être obtenue avec une résolution de 100 nm (taille de voxel 50 nm). Une visualisation de ces particules après seuillage et maillage surfacique par Avizo est présentée en figure 2.13. Ces particules ont également été maillées en volume, pour le besoin des simulations par éléments finis.

Les images obtenues montrent que ces grandes particules sont associées à des pores (en rouge sur les visualisations). Dans le cas du 2050 il est possible de distinguer la rupture d'une grande particule. Dans le cas du 7050, le pore sépare deux particules alignées. Ces deux observations sont en accord avec l'analyse des amas menée précédemment.

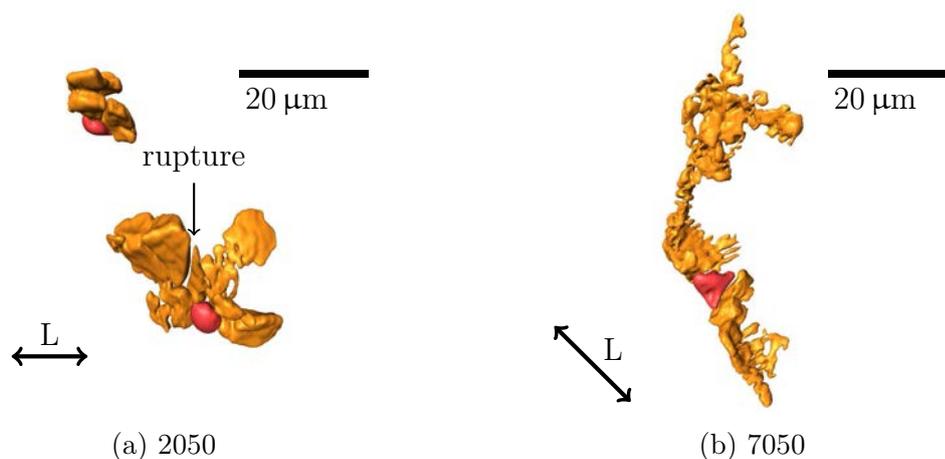


FIGURE 2.13 – Morphologie 3D des particules (orange) et pores (rouge). (a) Dans le 2050 l'une des grandes particules est cassée; (b) la morphologie complexe des particules du 7050 les fait ressembler à des coraux.

## 2.5 Chimie des particules

### 2.5.1 Composition des particules

**7050** Les particules contenues dans le 7050-T7451 sont connues dans la littérature comme étant des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . Afin de vérifier la composition des particules réellement trouvées dans la tôle étudiée, des analyses EDX et une identification de phase à l'aide des bandes de diffraction obtenues par EBSD (réalisée à Constellium par Nardin (2014)) ont été effectuées sur quelques particules. Les données cristallographiques proviennent de la base de données du logiciel Bruker utilisé (Figure 2.14) :

- les particules au cuivre sont majoritairement des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  (structure tétragonale, groupe de symétrie  $P4/mnc$ , paramètres de maille  $a_0 = b_0 = 6,336\text{\AA}$ ,

- et  $c_0 = 14,87\text{\AA}$ , 40 atomes/maille, densité massique 4,137),
- la phase  $\text{Al}_2\text{CuMg}$  est à la fois plus petite ( $< 10\ \mu\text{m}$ ) et qualitativement bien moins fréquente que la précédente dans la tôle étudiée (structure orthorhombique, groupe de symétrie  $C\text{mcm}$ , paramètres de maille  $a_0 = 4,00\text{\AA}$ ,  $b_0 = 9,23\text{\AA}$ ,  $c_0 = 7,14\text{\AA}$ , 16 atomes/maille, densité massique 3,573),
  - la phase  $\text{Mg}_2\text{Si}$  est aussi identifiée (structure cubique, groupe de symétrie  $F\text{m}\bar{3}\text{m}$ , paramètres de maille  $a_0 = b_0 = c_0 = 6,347\text{\AA}$ , 12 atomes/maille, densité massique 1,992).

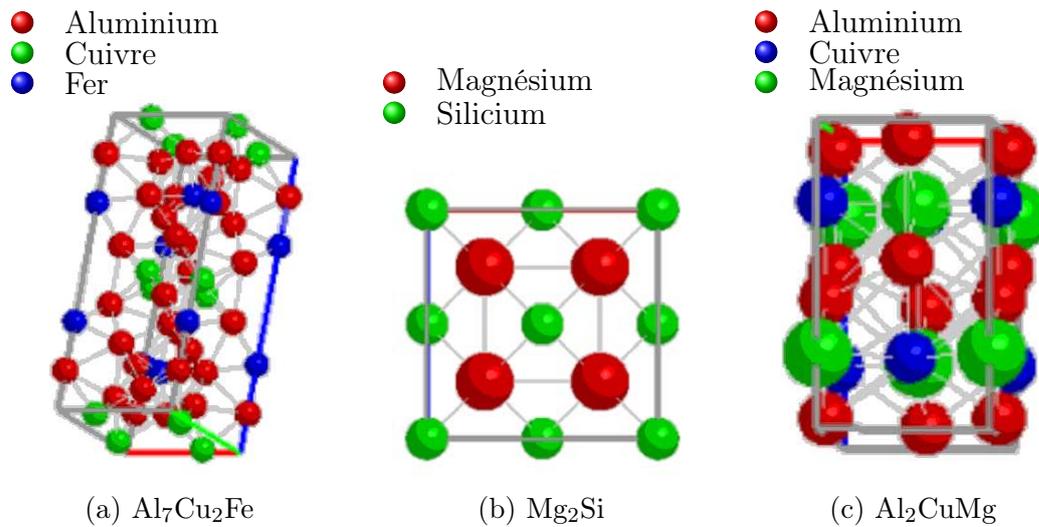


FIGURE 2.14 – Structure cristallographique des particules intermétalliques de la tôle de 7050 (base de données Bruker).

**2050** Les particules du 2050-T8 contiennent selon la littérature les éléments Al, Cu, Fe et Mn : elles se distinguent en deux groupes, en fonction de leur teneur en cuivre.

*Qualitativement*, la superposition d'une image MEB et d'une cartographie d'éléments chimiques montre que, souvent, les particules Al-Cu-Fe-Mn sont en réalité composites et constituées d'entités plus ou moins riches en cuivre (Figure 2.15, étude réalisée à Constellium).

*Quantitativement*, l'étude MEB-EDX de surfaces polies montre que le taux de cuivre et de fer diminue lorsque celui de manganèse augmente (Figure 2.16). Deux expressions de tendance sont proposées pour la composition :

$$\text{Al}_7\text{Cu}_{(2-x)}\text{Fe}_{(1-x)}\text{Mn}_{(2x)}, \text{ pour } x \in [0,1] \quad (2.5.1)$$

ou

$$\text{Al}_7\text{Cu}_{(3-3x)}\text{Fe}_{(1-x)}\text{Mn}_{(2x)}, \text{ pour } x \in [0,1] \quad (2.5.2)$$

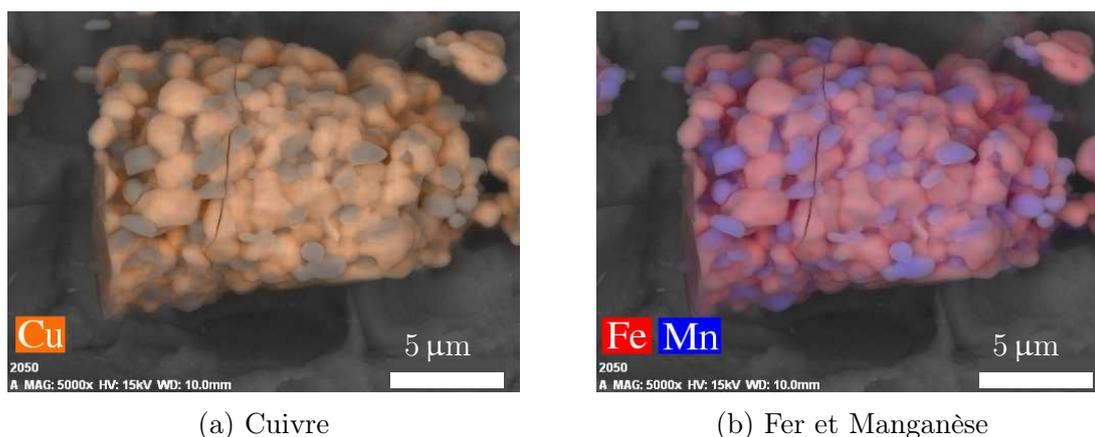


FIGURE 2.15 – Image MEB (mode SE) d’une particule Al-Cu-Fe-Mn (2050–T8) superposée avec une cartographie EDX. La mise en évidence de teneurs différentes en cuivre (gauche) ainsi qu’en fer et manganèse (droite) fait ressortir l’aspect composite des particules Al-Cu-Fe-Mn. La dissolution sélective et les deux images MEB/EDX ont été réalisées par Constellium dans le cadre du projet.

La première formulation tend vers la particule  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  lorsque  $x$  tend vers 0. Mais elle ne peut pas représenter les particules qui ont un rapport  $\frac{\text{Cu}}{\text{Fe}+\text{Mn}}$  supérieur à 2. La seconde formulation permet de mieux représenter le nuage de points  $\frac{\text{Fe}}{\text{Mn}}$  en fonction de  $\frac{\text{Cu}}{\text{Fe}+\text{Mn}}$  (Figure B.6), mais nécessite d’admettre que l’ajout d’une faible quantité de manganèse ne correspond pas à une simple substitution des atomes de fer par des atomes de manganèse (rayons atomiques proches), car la formule ne donne pas  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  par passage à la limite : la structure cristallographique en serait alors modifiée, en contenant par exemple des défauts à l’échelle atomique.

L’analyse des bandes de diffraction EBSD tranche davantage en faveur d’une structure cristallographique modifiée pour les particules riches en cuivre (pas de simple substitution Fe/Mn) : l’indexation indique parfois, mais en très mauvaise qualité, la structure  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  (aucune particule Al–Cu–Fe–Mn n’est recensée dans la base de données utilisée) (Nardin, 2014).

L’intérêt de ces formules réside dans le fait qu’elles permettent de nommer ces particules, tout en décrivant simplement les tendances observées (plus de manganèse signifie moins de cuivre et de fer, et réciproquement). Elles ne décrivent pas la réalité microstructurale, et une étude MET serait nécessaire pour mieux comprendre la cristallographie de ces phases.

*Remarque* Les dispersoïdes de formule  $\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3$  sont un ou deux ordres de grandeur plus petits que les particules étudiées. Ces dispersoïdes ont une teneur atomique en manganèse de 12%, teneur autour de laquelle il y a une zone de déplétion pour les particules intermétalliques (Figure 2.16).

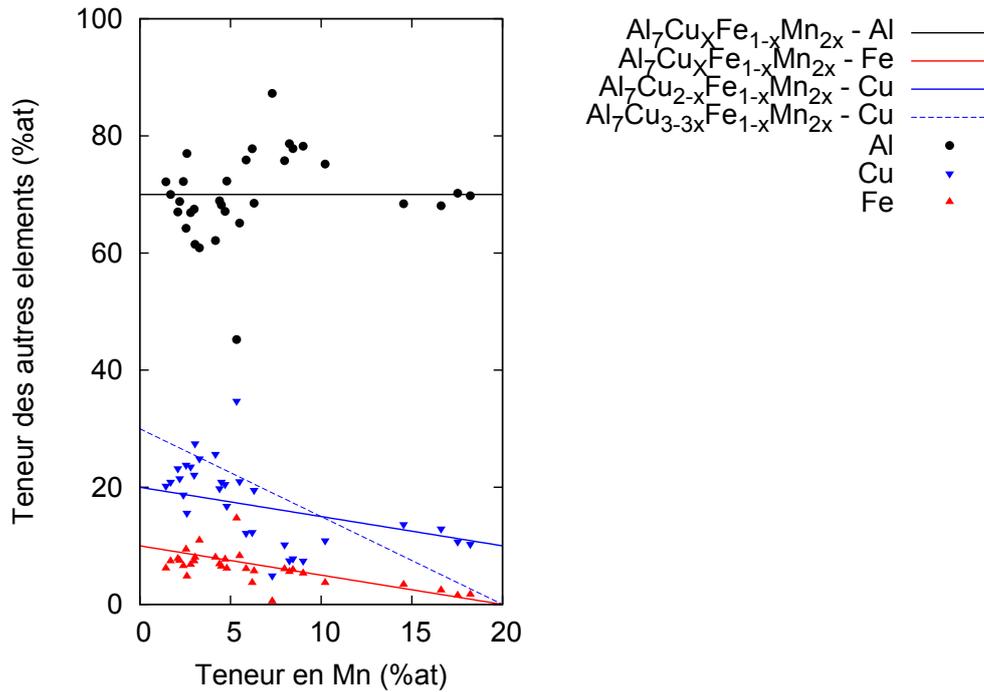


FIGURE 2.16 – Mesure de l'évolution de la teneur en aluminium, cuivre et fer en fonction de celle de manganèse dans différentes tôles de 2050–T8. Les droites représentent les évolutions théoriques prévues par les formules 2.5.1 et 2.5.2.

## 2.5.2 Densité des particules

La mesure de densité des particules utilise une propriété spéciale de la technique de nanotomographie : le niveau de gris d'un voxel est *proportionnel* à la densité électronique du matériau traversé. Dans cette étude, la densité massique sera assimilée à la densité électronique. Ceci induit une erreur inférieure à  $\pm 10\%$  (annexe B.5).

L'étude est menée sur les particules du 2050–T8 et du 7050–T7451. Le *coefficient de proportionnalité* qui relie la densité au niveau de gris est déterminé à l'aide des pores contenus dans les matériaux et de la densité des alliages. En prenant les valeurs des pics de niveau de gris (Figure 2.17), la densité moyenne des particules peut ainsi être déterminée par la formule suivante :

$$d_{particule} = \frac{Ng_{particule} - Ng_{pore}}{Ng_{matrice} - Ng_{pore}} \times d_{matrice} \quad (2.5.3)$$

où  $d$  désigne la densité, et  $Ng$  le niveau de gris (exprimé indifféremment en 32-bits ou dans une unité linéairement équivalente).

À partir de la formule 2.5.3 et des images de nanotomographie, la densité calculée est 2,09 pour les phases claires assimilées aux  $Mg_2Si$  (Figure 2.5d). Cette valeur est à comparer avec la mesure théorique de 1,99 aussi retrouvée expérimentalement dans la littérature (Schmid et al., 1990). Parallèlement, pour les  $Al_7Cu_2Fe$ , la densité de

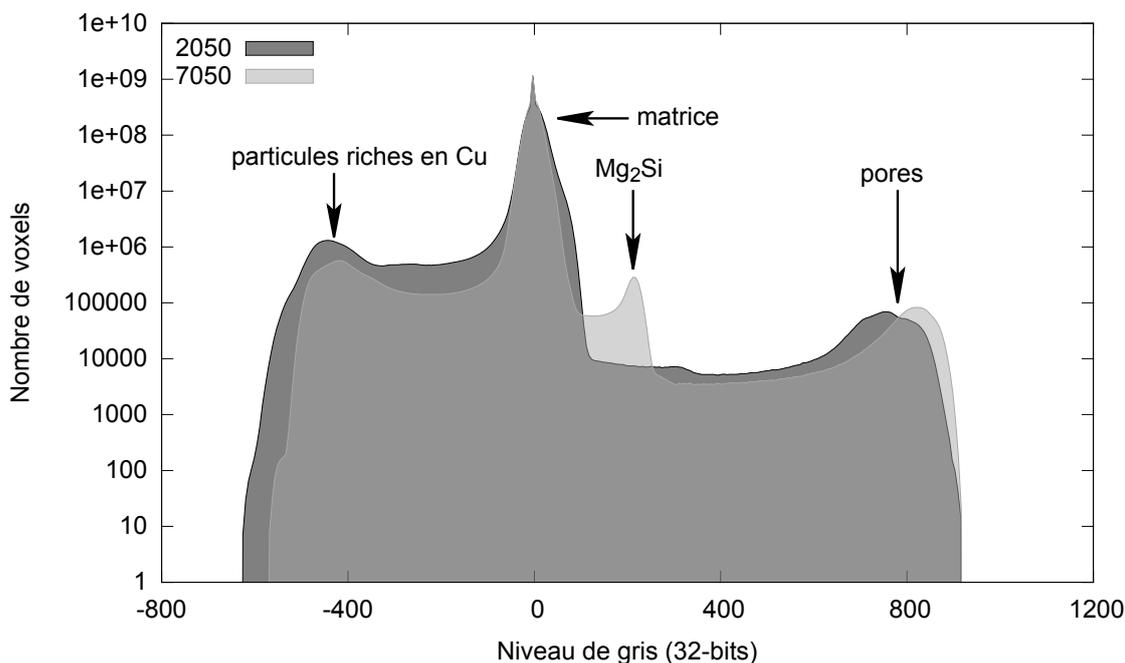


FIGURE 2.17 – Distributions de niveau de gris dans les alliages 2050 et 7050 (obtenues à l'aide des images de nanotomographie).

4,25 mesurée par holotomographie est à comparer avec la valeur 4,30 mesurée par Bown & Brown (1956) et celle calculée de 4,14. L'ensemble des résultats est donné dans le tableau 2.3.

L'étude permet ainsi d'estimer à  $4,29 \pm 10\%$  la densité des particules riches en cuivre contenues dans le 2050. Cette valeur est très proche de celle obtenue pour les  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ , ce qui validerait l'hypothèse selon laquelle les deux particules ont des structures cristallographiques proches (cela ne dit rien sur la présence de défauts à l'échelle atomique).

Phase	2050 matrice	7050 matrice	Al-Cu-Fe-Mn riche en Cu	$\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$	$\text{Mg}_2\text{Si}$
$d_{\text{théorique}}$	–	–	–	4,14	1,99
$d_{\text{expérimentale}}$	2,71	2,83	–	4,30	1,99
$d_{\text{holotomographie}}$	–	–	$4,29 \pm 0,43$	$4,25 \pm 0,43$	$2,09 \pm 0,21$

Tableau 2.3 – Densité mesurée par holotomographie et comparaison avec les valeurs théoriques et expérimentales.

## 2.6 Statistiques de rupture des particules

Certaines particules sont cassées dès l'état initial. Les deux types de rupture évoqués dans la littérature ont été retrouvés (avec ou sans lamelle d'aluminium). Les paragraphes qui suivent établissent une corrélation entre la présence d'une rupture, et certaines caractéristiques des particules. Les données 3D sont obtenues par nanotomographie, les données 2D par imagerie MEB (grandissement  $\sim \times 2000$ ) : dans les deux cas la détection de fissure est visuelle, et la mesure des dimensions faite par analyse d'image.

### 2.6.1 Remarques préalables

Deux indices permettent d'affirmer avec confiance que les premières étapes de préparation et de polissage n'affectent pas la rupture des particules :

- les particules rompues le sont dans un plan orthogonal à la direction de laminage,
- la nanotomographie confirme dans le cas du 2050 et du 7050 que des particules internes sont cassées ; les quelques données 3D présentées sur les statistiques de rupture sont en accord avec les mesures 2D.

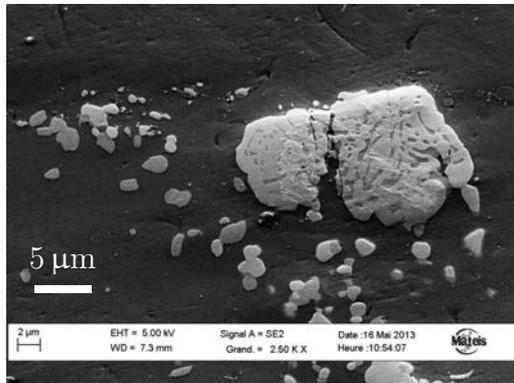
Concernant les moyens d'observation, il est constaté qu'un grand nombre de ruptures visibles au MEB en haute résolution n'apparaissent pas comme telles en microscopie optique ou au MEB à plus basse résolution (Figure 2.18) : les seules ruptures révélées en microscopie optique sont celles qui sont ouvertes, ou bien des pores assimilés à des ruptures. Pour cette raison, les particules de grandes et moyennes tailles situées dans le plan L-TL sont observées au MEB à fort grandissement. Elles sont ensuite seuillées (Figure 2.19). Des petites particules sont également présentes dans ces zones, ce qui permet d'acquérir des informations pour l'ensemble des tailles de particules.

La principale incertitude de ces mesures (2D et 3D) est liée au nombre des observations, en particulier pour les grandes particules. Des intervalles de confiance à 80% sont calculés, suivant la méthode de Wilson<sup>5</sup> (Agresti & Coull, 1998).

---

5. En écrivant la proportion observée de particules cassées  $\hat{p} = \frac{k}{n}$ , et  $z_{\alpha/2}$  représentant le  $(1 - \frac{\alpha}{2})$  quantile de la loi normale standard, l'intervalle de confiance à  $100(1 - \alpha)\%$  s'obtient par la formule :

$$\left( \hat{p} + \frac{z_{\alpha/2}^2}{2n} \pm z_{\alpha/2} \sqrt{\frac{\hat{p}(1 - \hat{p}) + \frac{z_{\alpha/2}^2}{4n}}{n}} \right) / \left( 1 + \frac{z_{\alpha/2}^2}{n} \right)$$



(a) Avant chargement

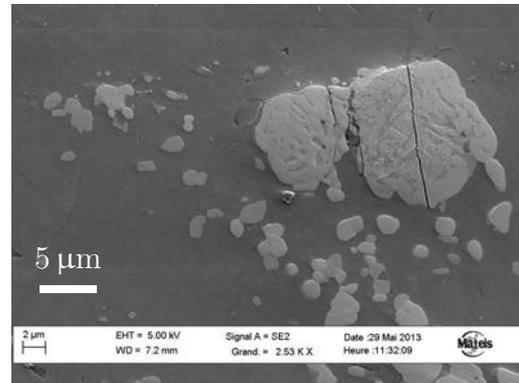
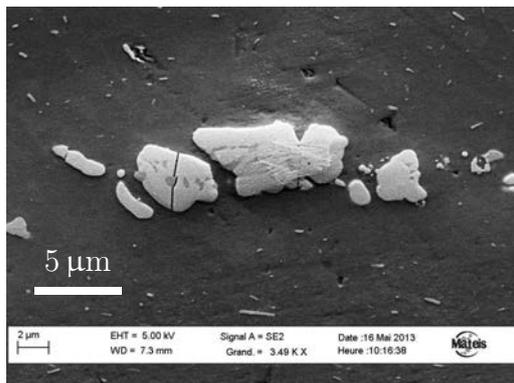
(b) Après 40 cycles à  $\sigma_{max} = 360 \text{ MPa}$ 

FIGURE 2.18 – Images MEB-SE d’une particule Al-Cu-Fe-Mn. Avant chargement la rupture est presque indécélable, et ne pourrait pas être détectée en microscopie optique ou électronique à faible résolution.



(a) Image MEB-SE



(b) Image après seuillage

FIGURE 2.19 – Seuillage d’une particule Al-Cu-Fe-Mn du 2050 permettant d’analyser la taille et la morphologie des particules.

### 2.6.2 Effet de la nature des particules

Le premier résultat de cette analyse confirme que les différents types de particules ont des comportements qui varient significativement (Tableau 2.4). Ainsi les  $Mg_2Si$  cassent très facilement, légèrement plus que les Al-Cu-Fe-Mn de grande taille. Au contraire, les  $Al_7Cu_2Fe$  ne sont que rarement cassés à l'état initial.

La raison pour laquelle les particules Al-Cu-Fe-Mn sont davantage cassées que les  $Al_7Cu_2Fe$  à l'état initial n'est pas comprise. En effet leurs structures cristallographiques sont proches (au moins pour celles riches en cuivre). Trois explications se dessinent : (i) les particules Al-Cu-Fe-Mn sont intrinsèquement moins résistantes, en raison d'une structure similaire mais contenant plus de défauts, (ii) les coefficients de dilatation thermique des deux types de particules sont différents, (iii) les quelques différences du procédé de fabrication des deux alliages ont une influence significative.

Particule	$Mg_2Si$	Al-Cu-Fe-Mn	$Al_7Cu_2Fe$
Nombre de particules > 10 $\mu m$	12	49	53
Fraction cassée	50%	37%	2%

Tableau 2.4 – Fraction des particules de plus de 10  $\mu m$  de diamètre équivalent (2D, L-TL) cassées, en fonction de leur nature.

### 2.6.3 Effet de la taille des particules

Avant chargement, la probabilité qu'une particule soit cassée est proportionnelle à son diamètre équivalent (dans la gamme des tailles concernées). Ceci est observé aussi bien en 2D (L-TL, Figure 2.20a) qu'en 3D (Figure 2.20b). Le coefficient de proportionnalité dépend de la nature de la particule, de la matrice et des conditions de laminage.

### 2.6.4 Effet du facteur de forme 2D (plan L-TL)

Les résultats numériques de Bozek et al. (2008) montrent que le facteur de forme d'une particule affecte la contrainte ressentie par celle-ci lors d'une sollicitation de traction. La contrainte varie du simple au double entre la forme la plus et la moins favorable. À titre d'exemple, une particule plus allongée qu'une autre, dans la direction L, ressentira une contrainte plus grande.

Dans le cas présent, les particules sont approchées par des ellipses de demi-grands-axes  $a \geq b$ . Afin de prendre en compte l'alignement ou l'orthogonalité des particules avec la direction de sollicitation (parallèle à L), un rapport de forme RF est introduit, qui prend en compte l'angle,  $\alpha$ , entre le grand-axe principal et la direction de laminage L :

$$RF = \left(\frac{a}{b}\right)^{\cos 2\alpha}$$

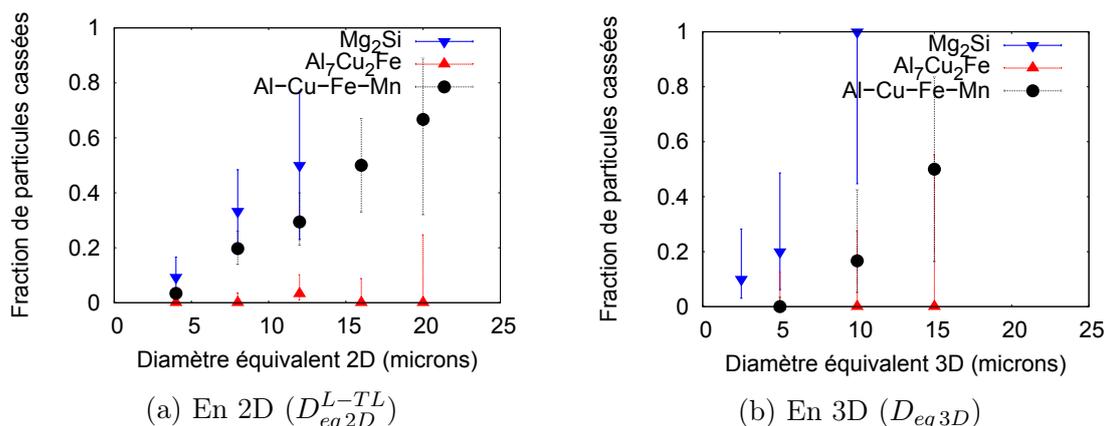


FIGURE 2.20 – Probabilité de rupture des particules Al-Cu-Fe-Mn, Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe et Mg<sub>2</sub>Si à l'état initial en fonction de leur diamètre.

Pour une particule sphérique ou orientée à 45°, le rapport de forme vaut  $RF = 1$ . Une particule allongée dans la direction L aura un rapport supérieur à 1 (qui coïncide avec la définition habituelle), et une particule allongée dans l'autre sens un rapport inférieur à 1. La formule proposée est l'une des plus simples vérifiant ces trois exigences<sup>6</sup>.

Dans le cas des Al-Cu-Fe-Mn, tout comme dans le cas des Mg<sub>2</sub>Si, on remarque un important effet du facteur de forme (Figures 2.21a et 2.21b). Au-delà d'une certaine ligne limite, toutes les particules sont cassées. Des particules cassées se trouvent également en-dessous de cette ligne : l'explication la plus probable réside dans le caractère 3D des particules (une particule de surface qui paraît petite peut en réalité être grande dans le volume, l'inverse n'est pas possible).

Enfin, on peut noter la différence de pente limite entre les deux types de particules. La faible pente pour les Al-Cu-Fe-Mn indique que le rapport de forme a plus de poids dans leur critère de rupture qu'il n'en a sur celui des Mg<sub>2</sub>Si.

### 2.6.5 Analyse des particules cassées observées en 3D

Dans le volume de 2050 étudié ( $8,4 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$ ), deux particules sont cassées et trois pores sont observés. Pour les deux particules cassées, un pore est relié à la rupture. Le dernier pore est également en contact avec une particule, et la sépare en deux : elle pourrait être elle-même considérée comme une fissure.

Dans le 7050, trois particules Mg<sub>2</sub>Si cassées ont été repérées ainsi que trois pores. La plus grande des trois particules présente une rupture multiple et touche deux pores. Toutefois, il est à noter que les fissures ne partent pas des pores comme cela était le cas pour les particules Al-Cu-Fe-Mn du 2050. Les deux autres particules

6. Ce rapport est *a priori* différent du ratio entre les dimensions projetées de l'ellipse selon  $x$  et  $y$  (par ailleurs bien plus compliqué à calculer à partir des seules dimensions  $a$  et  $b$ ). Les calculs de trigonométrie nécessaires à la démonstration sont complexes et n'ont pas été faits.

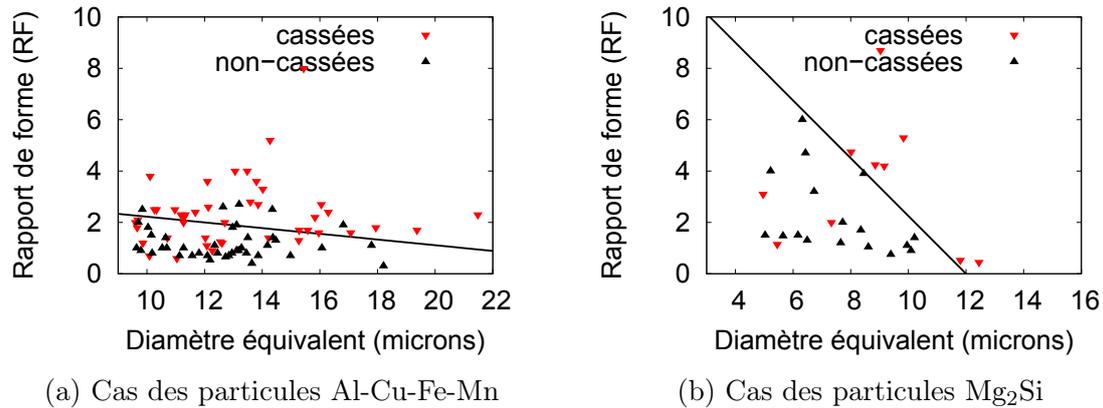


FIGURE 2.21 – Représentation des particules cassées en fonction de leur diamètre équivalent (2D, L-TL) et de leur facteur de forme. Les droites représentées correspondent à des lignes limites au-dessus desquelles la très grande majorité des particules sont fracturées.

ne touchent aucun pore ou particule. Le dernier pore est proche d'une particule d' $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  non cassée.

Il semblerait ainsi qu'il y ait une plus grande corrélation entre la rupture d'une particule et la présence d'un pore dans le cas des Al-Cu-Fe-Mn du 2050 que dans le cas des  $\text{Mg}_2\text{Si}$  du 7050.

## 2.7 Points importants

Ce chapitre a analysé en détail l'état initial des potentielles zones d'amorçage de fissures (particules intermétalliques  $\text{Mg}_2\text{Si}$ ,  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  dans le 7050 et Al-Cu-Fe-Mn dans le 2050). Les premiers points communs et les premières différences entre alliages se dégagent, avant même d'avoir réalisé les essais de fatigue. Au-delà de la complexité de morphologie des particules souvent constatée, plusieurs résultats nouveaux méritent d'être soulignés.

Le premier résultat est la quantification de la rupture des grandes particules. Les grandes particules au fer du 2050, et celles au silicium du 7050 ( $\text{Mg}_2\text{Si}$ ) sont particulièrement nombreuses à être cassées. Les particules au fer du 7050 restent davantage indemnes. Cette différence entre les particules au fer des deux alliages a motivé l'approfondissement de l'analyse chimique des particules Al-Cu-Fe-Mn (composition, densité) moins connues que leurs homologues  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ . Aucune explication n'a pour l'instant permis de comprendre leur différence de comportement malgré des compositions et des densités très proches. Seules des hypothèses ont été formulées, qui indiquent la nécessité d'une étude par microscopie en transmission.

Le second résultat améliore la connaissance de la répartition des défauts dans les alliages d'aluminium à haute résistance : les plus grands pores et les plus grandes

particules sont toujours en contact. Ce résultat de tomographie implique un ajustement de la description du défaut critique : l'image d'un amas particule *et* pore doit remplacer celle d'une particule seule. Il sera nécessaire à l'avenir de comprendre leur interaction, et en particulier le rôle joué par les pores sur la rupture des particules.

### DISTRIBUTIONS ET AMAS

nombre de grands pores et particules	fraction volumique
$n_{2050} \geq n_{7050}$	$f_{2050} \leq f_{7050}$

- Distributions de particules : *plan TL-TC le plus pertinent* (représentatif de la taille 3D, et pertinent pour une sollicitation en sens L).
- *Présence d'un grand pore  $\Leftrightarrow$  présence d'une grande particule* : Les deux sont toujours rassemblés en amas, et jamais isolés.

### MORPHOLOGIE ET CHIMIE DES PARTICULES

2050 (formules proposées)	7050
$\text{Al}_7\text{Cu}_{(2-x)}\text{Fe}_{(1-x)}\text{Mn}_{(2x)}, x \in [0,1]$	$\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}, \text{Mg}_2\text{Si}$
$\text{Al}_7\text{Cu}_{(3-3x)}\text{Fe}_{(1-x)}\text{Mn}_{(2x)}, x \in [0,1]$	

- Sphéricité ( $S$ ) :  $S_{\text{sphère}} \approx S_{\text{pores}} \geq S_{\text{petites particules}} > S_{\text{grandes particules}}$
- *Nanotomographie* : visualisation 3D de particules + détection de ruptures et de pores attenants.
- La densité massique et la structure cristallographique des particules riches en cuivre du 2050 sont proches de celles des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ .

### STATISTIQUES DE RUPTURE À L'ÉTAT INITIAL

Particules cassées uniquement visibles au MEB (grand.  $\sim \times 2000$ ).

Probabilités de rupture :

Effet de nature :	$\frac{P(\text{rupture})}{P(\text{rupture})}$	Al-Cu-Fe-Mn	$\text{Mg}_2\text{Si}$	$\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$
		+	++	0

- Effet de taille :  $P(\text{rupture}) \propto D_{eq}$
- Effet de forme :  $P(\text{rupture})$  est plus élevée pour une particule allongée et alignée selon la direction de laminage.

Dans les Al-Cu-Fe-Mn du 2050, les ruptures partent des pores. Ce n'est pas nécessairement le cas pour les  $\text{Mg}_2\text{Si}$  du 7050.

# Chapitre 3

## Particules et amorçage

Dans ce manuscrit, le choix a été fait de distinguer clairement l'analyse des particules à l'état initial, et après sollicitation cyclique, en leur consacrant respectivement un chapitre. Cette distinction est notamment nécessaire pour analyser l'effet de taille des particules sur la durée de vie : quelle part de la nocivité des grandes particules est due à leur plus grande propension à casser, et quelle part au fait que cela produit une fissure dont la taille initiale est plus importante ?

Connaissant l'état initial des tôles étudiées, ce chapitre aborde l'amorçage des fissures de fatigue au niveau des particules intermétalliques. Les résultats présentés dans cette section font principalement appel aux observations des surfaces et des faciès de rupture.

Après un état de l'art, sont présentés les modes d'endommagement – et notamment de rupture – des particules  $Mg_2Si$ ,  $Al_7Cu_2Fe$  et Al-Cu-Fe-Mn qui sont à l'origine des fissures de fatigue. Dans un second temps la nocivité des particules en fonction de leur nature, de leur taille et de leur forme est quantifiée – lorsque cela est possible – et discutée. L'effet de la cristallographie est alors abordé. Enfin, en suivant une approche plus ingénieure, un modèle de prévision de durée de vie tenant compte des distributions de taille des particules est proposé.

### 3.1 État de l'art

Après amorçage d'une fissure, il est possible d'analyser la particule qui en est à l'origine. Ses caractéristiques, ainsi que ce qui la différencie de sa voisine non-endommageante, sont autant d'informations qui aident à comprendre l'apparition, plus ou moins tardive, de l'amorçage. Les points abordés dans l'état de l'art sont :

- le mode d'endommagement des particules (décohésion, rupture fragile/ductile) ;
- la nocivité des particules pré-cassées ;
- l'effet de nature, taille et forme sur l'amorçage, ainsi que la cristallographie ;
- les modèles prédisant l'effet de taille des particules sur la durée de vie.

### 3.1.1 Caractérisation de l'amorçage au niveau des particules

L'amorçage dans les alliages d'aluminium industriels se présente principalement après apparition de l'un des trois défauts suivants : rupture d'une particule, décohésion particule/matrice ou présence d'une bande persistante de glissement (à l'échelle d'un grain). Bien que les informations disponibles dans la littérature au sujet du 2050 soient maigres, les mécanismes sont de nature comparable à ceux du 7050 ou d'alliages 2xxx et 7xxx plus traditionnels.

#### Rupture, décohésion et bandes de glissement

Pour commencer, notons, comme cela a été fait très tôt par Grosskreutz & Shaw (1969) notamment, que les particules de surface sont bien plus nocives que les autres dans les alliages des séries 2xxx et 7xxx.

Parmi les premières études menées sur du 2024-T4 et du 2124-T4, Kung & Fine (1979) notent que les ruptures dans les particules ne semblent jouer aucun rôle sur l'amorçage dans la matrice. Parallèlement, les auteurs remarquent que certaines amorces ont eu lieu sur bandes persistantes de glissement, principalement aux plus fortes contraintes de chargement (à  $R = -1$ ).

Ces observations sont en contradiction avec un grand nombre d'études ultérieures. Ainsi, observant des fractographies, Halliday et al. (1999) notent que les fissures ont amorcé exclusivement sur particules intermétalliques dans leur tôle de 2024-T351. Plus récemment, Xue et al. (2007a), Weiland et al. (2009) et Payne et al. (2010) concluent que l'amorçage a lieu majoritairement, voire exclusivement, sur particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  fracturées dans leurs tôles respectives en 7075-T651. Gupta & Agnew (2011) confirment dans les alliages 7075-T751 et 7050-T7451 que la rupture, et non la décohésion, des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  est associée à plus de 75% des amorces<sup>1</sup>.

Parmi ces particules fracturées, certaines le sont dès l'état initial (cf. chapitre précédent), tandis que d'autres le sont uniquement après chargement. Chez Xue et al. (2007a), ce sont 40% des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  fracturées qui le sont par le chargement ; chez Payne et al. (2010) 25% des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et 6% des  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . Chez Payne et al. (2010) (où les durées de vie sont proches de 10 000 cycles), la plupart des particules fracturées par le chargement le sont dans les tout premiers cycles.

#### Modèle de rupture de particule lié à l'accumulation de dislocations

Dans les trois cas (rupture, décohésion, bande persistante de glissement), si le défaut n'est pas présent à l'état initial, il est nécessaire d'évaluer le nombre de cycles à apparition du défaut. Étant donné la prédominance manifeste de la rupture des particules dans les alliages 2xxx et 7xxx, le seul modèle présenté sera consacré à ce mécanisme.

---

1. Le reste correspondant à des défauts d'usinage ou des sites non identifiés.

En suivant Chang et al. (1979) qui ont travaillé sur un alliage 2219-T851, considérons une rupture fragile des particules lorsque l'énergie élastique accumulée  $W$  dépasse une valeur seuil  $W_c$ . On exprime pour cela l'énergie comme :

$$W = \overbrace{w^3}^{\text{volume}} \underbrace{K_1 S' \varepsilon}_{\text{énergie volumique}}$$

où  $w$  est une dimension caractéristique de la particule,  $K_1$  une constante du matériau,  $S'$  une contrainte effective subie, et  $\varepsilon$  une déformation locale supposée proportionnelle au nombre de dislocations,  $n$ .

L'augmentation  $dn$  de ce nombre de dislocations par incrément de cycles  $dN$  est décrit linéairement vis-à-vis de la longueur de la bande de glissement, de la contrainte effective et du nombre de cycles :

$$dn = K_2 l (S - K_3 n) dN$$

où  $l$  désigne la longueur des bandes de glissement, et  $S - K_3 n$  la différence entre la contrainte appliquée et la contrainte interne. Après intégration, remplacement dans l'énergie, puis en prenant le logarithme, on remonte au nombre de cycles à rupture de la particule, et à son approximation d'ordre 1 :

$$N_1 = \frac{1}{K_2 K_3 l} \ln \left( 1 - \frac{W_c K_3}{K_1} w^3 S S' \right) \approx N_1 = \frac{C_1}{l w^3 S S'}$$

Pour une amorce en stade II, une approche similaire permet d'estimer le nombre de cycles à amorçage dans la matrice :

$$N_2 = \frac{C_2}{l \sqrt{w} S^2} - \frac{C_3}{l} \sqrt{w}$$

Du fait de la forte dépendance en  $w$  trouvée pour  $N_1$ , la formule prévoit que l'amorçage a lieu sur particules si elles sont grandes ( $N_1 \ll N_2$ ), et peut avoir lieu préférentiellement sur bandes de glissement en-dessous d'une certaine taille.

Peu après, Tanaka & Mura (1982) étudient le même problème en utilisant la théorie d'Eshelby. Ils trouvent une expression similaire pour  $N_1$  (excepté la dépendance en  $1/l$  qui devient  $1/l^2$ ) et font le lien entre le paramètre  $C_1$ , les modules de cisaillement de la matrice et de l'inclusion, et l'épaisseur de la bande de glissement.

### Morphologie de rupture des particules

Dans le cas où l'amorçage a lieu sur particules, il est pertinent de caractériser les modes de rupture de celles-ci, et notamment les différences qui peuvent exister entre des particules de natures différentes.

Un mode de rupture fragile est plus ou moins tacitement admis (Oswald, 2003; Wen et al., 2013) pour les particules intermétalliques, sans qu'aucune étude détaillée n'ait été faite avec les moyens de caractérisation actuels. Il est toutefois possible

d'évoquer le travail d'Oswald (2003) qui, après visualisation des fractographies, est le seul à soulever la possibilité de plasticité dans les particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ .

Lorsqu'elles proviennent du procédé de fabrication, ces ruptures sont qualitativement décrites par les différents auteurs comme orthogonales à la direction de laminage (Halliday et al., 1999).

### 3.1.2 Facteurs de nocivité : nature, taille et prérupture des particules

Il est acquis que différentes particules possèdent une nocivité différente vis-à-vis de l'amorçage d'une fissure de fatigue, en raison de leur taille, de leur nature ou de la présence d'une fracture dès l'état initial.

#### Effet de la taille des particules

L'effet de taille est probablement le plus connu et le mieux décrit. À l'époque où Grosskreutz & Shaw (1969) montrent que les particules de plus de  $1\ \mu\text{m}$  sont plus nocives que les autres, cet effet est déjà étudié dans les aciers. Afin de le quantifier, Kung & Fine (1979) représentent les probabilités relatives d'amorcer pour des particules de différentes tailles ( $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Al}_2\text{CuMg}$ , Figure 3.1).

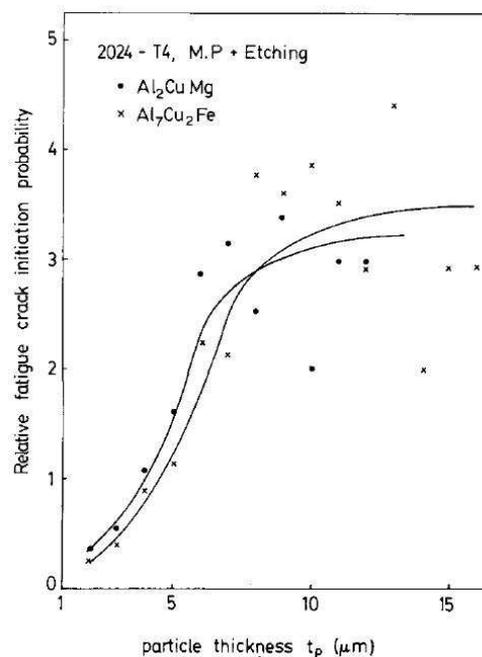


FIGURE 3.1 – Probabilité relative d'amorçage (en pourcent) dans du 2024-T4 en fonction de la taille des particules intermétalliques, d'après Kung & Fine (1979).

Les études ultérieures comme celle de Payne et al. (2010) notent que, de façon attendue, la taille moyenne des particules donnant lieu à une amorce est plus im-

portante que celle des autres. Elles notent encore la présence d'une taille minimum dans le plan de rupture (environ 5-7  $\mu\text{m}$ , Figure 3.2) pour les particules situées aux amorces (Laz & Hillberry, 1998).

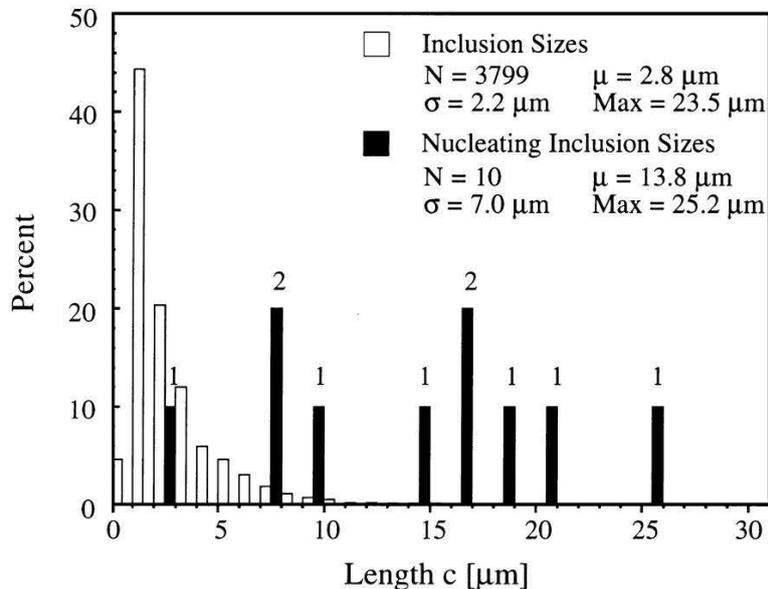


FIGURE 3.2 – Comparaison de la taille des particules ayant produit une amorce avec la distribution globale, d'après Laz & Hillberry (1998), dans une tôle en alliage 2024-T3.

Les tailles utilisées précédemment, dont il est le plus souvent question, sont celles mesurées en surface de l'éprouvette. Elles diffèrent de la taille dans le plan de rupture, considéré par Murakami (2002) comme un paramètre majeur, puisqu'elle agit directement sur le facteur d'intensité de contrainte. Pour mesurer les tailles dans le plan perpendiculaire à la direction de sollicitation, trois techniques d'investigation peuvent être proposées :

- tomographie par rayonnement synchrotron : méthode non-destructive d'analyse 3D ; grand volume exploré ; difficile d'accès et résolution nécessaire aux limites de ce qui est possible,
- Focused Ion Beam (FIB) : méthode destructive 2D haute résolution ; faible volume exploré ; difficile d'accès et ne permet pas d'avoir d'information complète sur la particule,
- fractographies : analyse post-mortem ; une seule surface explorée ; facile d'accès.

Sur les fractographies, seules les particules ayant donné lieu à rupture sont observables. Afin d'observer d'autres particules dans un plan parallèle au plan de rupture, Wen et al. (2013) ont utilisé la découpe FIB. Ils arrivent à la conclusion que la profondeur a un rôle déterminant dans leur tôle de 2024-T351 : il existerait une taille critique (5  $\mu\text{m}$ ) en-dessus de laquelle une particule fracturée propagerait une fissure

dans la matrice, et en-dessous de laquelle ce ne serait pas le cas.

Dans l'ensemble des cas, l'étude de l'effet de taille des particules est implicitement ou explicitement reliée à la distribution de taille totale des particules, et n'est jamais ramenée au cas des particules fracturées. Cela ne permet donc pas de distinguer l'effet de taille sur la rupture des particules et sur l'amorçage dans la matrice.

### Effet de la nature des particules

L'effet de la nature des particules est traité qualitativement par différents auteurs, au risque d'arriver à des résultats parfois contradictoires. Ainsi, remarquant que la quasi-totalité des amorces a lieu sur  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  dans sa tôle en 7075-T651, Payne et al. (2010) en arrivent à négliger les  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . À l'opposé, Oswald (2003) observe une majorité d'amorces sur  $\text{Mg}_2\text{Si}$  dans du 7055 malgré une distribution de taille plus faible, d'où il conclue à une plus forte nocivité de ces dernières. Aucune étude ne fait référence à une notion de nocivité intrinsèque.

### Effet de la rupture des particules avant ou pendant cyclage

Si la majeure partie des fissures de fatigue dans la matrice amorcent au niveau de particules fracturées, seule une partie des particules fracturées donne lieu à des amorces. Après 10% de la durée de vie d'une éprouvette en 7075-T651, Xue et al. (2007a) détectent des fissures sur environ 20% (3/17) des particules fracturées (aucune après 1%). La même fraction est observée chez Weiland et al. (2009), mais est plus élevée chez Payne et al. (2010).

Sans que cela n'ait été analysé ni relevé par les auteurs, les données présentées par Payne et al. (2010) sont précieuses car elles permettent de comparer la nocivité des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  fracturées avant et pendant le cyclage sur l'amorçage de fissure dans la matrice. Tandis qu'elles ne représentent que 25% des particules cassées, les particules rompues pendant le cyclage représentent 35% des amorces. Exprimé de façon différente, 91% des particules rompues pendant le cyclage donnent lieu à une amorce, contre 66% des particules rompues avant.

L'effet sur la durée de vie de la prérupture des particules n'a jamais été quantifié. Il est possible de supposer que le gain serait celui du nombre de cycles à rupture des particules.

### Effet de la géométrie des particules

L'effet de la géométrie des particules est un point *a priori* délicat à analyser expérimentalement. Il faut en effet pouvoir comparer deux situations où les particules ont des tailles comparables et sont situées dans un même grain, de sorte que la seule différence soit la géométrie.

Le résultat présenté par Halliday et al. (2003) sur une tôle de 2024-T351, Figure 3.3, est un tel cas où deux fissures partent de la même particule. La géométrie de

la particule fracturée n'a aucune raison d'être parfaitement identique au niveau de ses deux fractures. Après cyclage on observe l'amorçage de deux fissures de fatigue identiques. Ainsi, bien que les auteurs n'aient originellement pas analysé ces amorçages, il est raisonnable d'affirmer que la géométrie n'a vraisemblablement qu'un effet de second ordre sur l'amorçage.

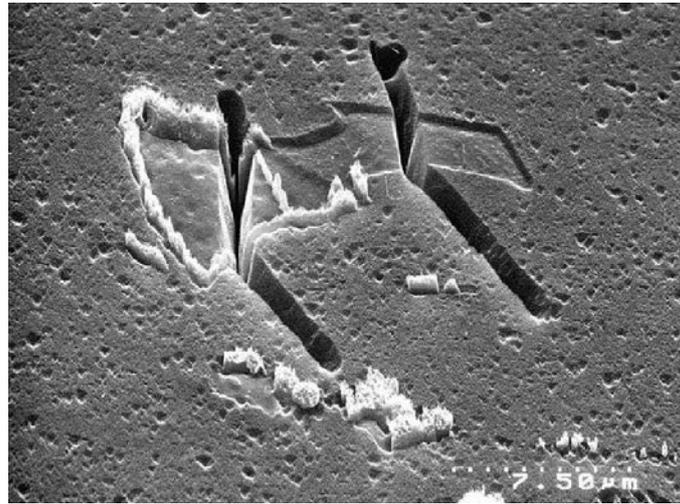


FIGURE 3.3 – Deux fissures très similaires amorcent d'une même particule dans du 2024-T351, témoignant d'une certaine reproductibilité de l'amorçage, et d'un faible effet de la géométrie exacte de la fracture. D'après Halliday et al. (2003).

### Effet de la cristallographie

Petton (1995) a tenté de définir une zone d'orientations cristallographiques à risque vis-à-vis de l'amorçage, à partir d'essais réalisés en sens TL sur du 7010. Après avoir sélectionné à la fois des orientations de grains contenant et ne contenant pas d'amorce, il en résulte que les grains avec une orientation proche de  $\{100\}\langle 011\rangle$  – en réalité légèrement décalés – seraient les plus à risque. Pour une raison de symétrie, cela reste vrai pour une direction de sollicitation alignée avec L.

Ces données doivent être confrontées à celles de Taylor et al. (1999) sur du Al-Li 8090 extrudé. Pour des durées de vie de l'ordre de  $10^3$  à  $10^4$  cycles (et un nombre extrêmement important de fissures secondaires), les grains possédant le plus d'amorçages secondaires sur bandes de glissement sont ceux présentant une orientation de type Goss  $\{011\}\langle 100\rangle$  (direction  $\langle 100\rangle$  alignée suivant la direction de sollicitation, mais avec une très grande variabilité).

Toutefois, connaître les orientations cristallographiques les plus à risque est différent de connaître le gain en durée de vie entre ces orientations et les autres. Aucune information claire n'est disponible sur ce point.

### 3.1.3 Modèles de prévision de durée de vie liés à la distribution de particule

#### Fondements

Étant donné l'importance industrielle de la fatigue, des modèles de prévision de durée de vie ont fleuri dans la littérature. Ils peuvent être répartis en deux grands groupes : (i) ceux de type Miner/rainflow, (ii) et ceux dits cycle-à-cycle, basés sur l'intégration d'une vitesse de propagation à partir de la taille du défaut constituant le maillon le plus faible – en l'occurrence la plus grande particule. Seuls les seconds seront traités ici.

Estimer la durée de vie avec une famille de modèles simples doit être fait avec précaution, car d'autres types de dispersion existent que celle de la distribution de taille des particules. On constate en effet que pour des particules dont la mesure est la même dans le plan de rupture, le nombre de cycles à rupture peut varier du simple au double (Laz & Hillberry, 1998).

Pour en revenir aux modèles de type (ii), l'estimation de la taille de la plus grande particule est obtenue aisément à l'aide des distributions<sup>2</sup>. La plus grande difficulté consiste donc à obtenir un modèle satisfaisant de vitesse de propagation de fissure. C'est sur ce dernier point que portent les modèles présentés dans les lignes suivantes.

Avant d'aborder des modèles plus élaborés, notons que certains auteurs, travaillant sur des domaines de sollicitations réduits, utilisent de simples interpolations dans le domaine des fissures courtes. C'est le cas d'Halliday et al. (2003) dans du 2024-T351 ( $da/dN$  en mm/cycle,  $\Delta K$  en  $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ ) :

$$\frac{da}{dN} = -2,21 \cdot 10^{-6} + 1,257 \cdot 10^{-6} \Delta K$$

#### Propagation de Paris et fermeture de fissure

Le modèle de propagation le plus simple est celui de Paris, que l'on peut extrapoler – loin de son domaine de validité – au cas des fissures courtes :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m$$

Ce modèle est cependant *a priori* peu approprié au cas de l'amorçage sur particules, puisque la fissure qui y amorce passe la plus longue partie de sa durée de vie dans le domaine des fissures courtes. Lorsqu'elle est toutefois employée pour des raisons d'efficacité, son utilisation est justifiée (Ehrström et al., 1998).

À la suite des premières études sur la fermeture de fissure initiées par Elber (1970), Newman & Edwards (1988) ont en partie expliqué, comme d'autres, la particularité des fissures courtes par l'absence de fermeture, contrairement aux fissures

---

2. Il faudrait toutefois considérer la plus grande particule fissurée, et non la plus grande particule quelconque.

longues. Cela donne lieu à des modèles utilisant un  $\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{ouv}$  en lieu et place du  $\Delta K$  :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_{eff})^m$$

Cette formule ne permet pas de modéliser un effet de seuil. La solution la plus efficace consiste à décréter, comme Newman & Edwards (1988) et Laz & Hillberry (1998), que la vitesse de propagation s'annule si  $\Delta K_{eff} < \Delta K_{th}$ . Laz & Hillberry (1998) ont identifié le modèle de façon satisfaisante sur du 2024-T3, dans le domaine de sollicitations investigué, en choisissant  $\Delta K_{th} \approx 1 \text{ MPa} \cdot \sqrt{\text{m}}$ .

### Propagation avec seuil en contrainte pour les fissures courtes

Les modèles précédents ne tiennent cependant toujours pas compte du fait que, pour des fissures courtes, le seuil ne s'exprime plus en facteur d'intensité  $\Delta K_{th}$ , mais en contrainte (diagramme de Kitagawa-Takahashi). Afin d'introduire un seuil en contrainte, El Haddad et al. (1979) font appel à une longueur intrinsèque  $a_0$  dans le calcul de  $\Delta K$ . Ainsi, pour les fissures courtes ( $a \approx 0$ ), la fissure ne pourra pas se propager en-dessous de  $\sigma_{th} = \Delta K_{th}/(\pi a_0)$  :

$$\Delta K = \Delta \sigma \sqrt{\pi(a + a_0)} \quad \text{au lieu de} \quad \Delta K = \Delta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (3.1.1)$$

Ishihara & McEvily (2002) trouvent un autre moyen pour introduire un effet de seuil en contrainte, en revenant à la définition du facteur d'intensité des contraintes, qui est la limite quand  $\rho$  tend vers 0 de l'expression :  $K_t \sigma \sqrt{\pi \rho/4}$ . Ils proposent de faire tendre  $\rho$  vers une valeur finie  $\rho_e$ . Sous un chargement en mode I, et pour une fissure classique pour laquelle  $K_t = 1 + 2\sqrt{a/\rho}$ , on obtient :

$$\Delta K = \Delta \sigma \left( \sqrt{\frac{\pi \rho_e}{4}} + \sqrt{\pi a} \right) = \Delta \sigma (\sqrt{\pi a_0} + \sqrt{\pi a}) \quad (3.1.2)$$

La différence avec la formule d'El Haddad et al. (1979) est l'addition à l'extérieur de la racine, et non sous la racine. Pour  $a = 0 \mu\text{m}$  et  $a \gg a_0$ , les deux formules  $\Delta K = f(a)$  donnent les mêmes valeurs.

Afin d'intégrer ces seuils dans une loi de vitesse de propagation, il est nécessaire d'apporter une modification à la loi de Paris, ce qui est fait par exemple en prenant l'une des deux expressions équivalentes à Paris pour les  $\Delta K$  élevés :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K - \Delta K_{th})^m \quad \text{ou} \quad \frac{da}{dN} = C(\Delta K^m - \Delta K_{th}^m) \quad (3.1.3)$$

Il est également possible d'utiliser une version permettant de régler plus finement la vitesse de transition entre un comportement de fissure longue et l'arrêt de la fissure (Liu & Mahadevan, 2009) :

$$\frac{da}{dN} = C \Delta K^m \left( 1 - \frac{\Delta K_{th}}{\Delta K} \right)^p = C \Delta K^{m-p} (\Delta K - \Delta K_{th})^p \quad (3.1.4)$$

avec  $p > 0$  pour que le seuil ait un effet ralentissant sur la fissuration.

Le modèle initial proposé par Ishihara & McEvily (2002) utilise la version la plus répandue  $(\Delta K - \Delta K_{th})^m$  avec une valeur  $m = 2$ , une correction pour la fermeture de fissure, et pour  $a$  la longueur de fissure  $l$  augmentée de la taille de la zone plastique  $r_p$  :

$$a = l + r_p = l + \frac{l}{2} \left( \sec \left( \frac{\pi \sigma_{max}}{2 \sigma_e} \right) - 1 \right)$$

Quelques modifications ont été apportées par Cui et al. (2011), afin, notamment, de reproduire l'effet de propagation instable pour les  $\Delta K$  élevés, et de généraliser la valeur de  $m$  :

$$\frac{da}{dN} = \frac{C(\Delta K_{eff} - \Delta K_{th})^m}{1 - (K_{max}/K_c)^n} \quad (3.1.5)$$

Dans le but de reproduire des effets de spectre de chargement, les auteurs font varier la valeur d'ouverture de fissure  $\Delta K_{ouv}$  (utilisée dans le calcul de  $\Delta K_{eff}$ ) avec la taille de la zone plastique. Un tel modèle de propagation cycle-à-cycle permet alors de reproduire des effets de ralentissement liés à des surcharges (Figure 3.4).

Les variantes des équations 3.1.1 à 3.1.5 offrent des possibilités variées. Pour un besoin défini (*e.g.* modélisation d'un effet de seuil en  $\Delta K$ ), le choix de l'une d'elles peut être arbitraire (habitude, convention, simplicité) ou avec une visée de minimisation d'erreur (au prix de paramètres non physiques supplémentaires).

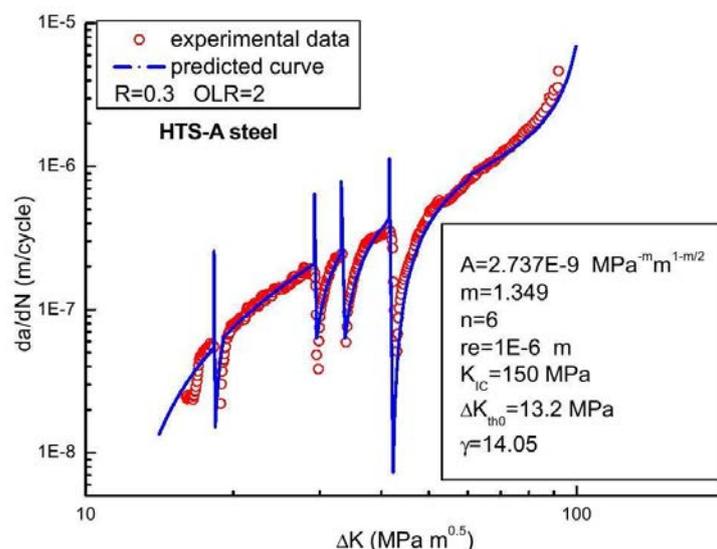


FIGURE 3.4 – Comparaison des vitesses de propagation entre le modèle et des données expérimentales sur un acier, avec application de surcharges répétées, d'après Cui et al. (2011).

### Lien avec l'effet de distribution de taille des particules

Les modèles précédents, qui tiennent compte du seuil en contrainte avec ou sans correction de fermeture, semblent d'une part peu répandus – la seule variante développée trouvée dans la littérature étant celle de Ishihara & McEvily (2002) et Cui et al. (2011) – et d'autre part n'avoir jamais été mis en relation avec une potentielle quantification statistique de l'effet de distribution de taille des particules intermétalliques sur la durée de vie.

### Modèles probabilistes

Les modèles précédents sont des modèles déterministes, dans le sens où la connaissance des paramètres de la loi de propagation<sup>3</sup>, et de la taille de la plus grande particule sur l'échantillon permet de calculer la durée de vie.

Il est possible d'introduire un premier type de comportement probabiliste lié à la distribution de taille des défauts, à l'instar de Charkaluk et al. (2014) sur un alliage d'aluminium A319 produit par moulage à cire perdue. La mesure de la distribution de défauts et des durées de vie permet alors d'identifier les paramètres de la loi de propagation choisie.

Une autre option consiste à introduire des variables aléatoires dans la loi de propagation. Dans ce dernier cas, on distingue les modèles qui prennent en compte la variabilité locale de la microstructure (Navarro & de los Rios, 1987; Cox et al., 1987; Przystupa et al., 1997) de ceux qui remplacent les paramètres habituellement constants des formules de type Paris ( $C$  et  $m$ ) par des variables aléatoires (Brückner-Foit & Jäckels, 1993; Liu & Mahadevan, 2009). La loi contient alors au moins autant de nouveaux paramètres que de nouvelles variables aléatoires.

### 3.1.4 Bilan de l'état de l'art, et poursuite de l'étude

La littérature confirme l'amorçage sur particules fracturées dans la plupart des alliages similaires à ceux étudiés. Les modèles basés sur l'accumulation de dislocations le prédisent également lorsque des particules suffisamment grandes sont présentes. Dans la suite, le nombre et le type d'amorçages sur les particules des tôles de 2050 et 7050 seront recensés et comparés à la littérature.

Le mode de rupture des particules est considéré fragile. Les études étant peu détaillées, ce point sera à nouveau traité dans ce chapitre. En complément, puisqu'une différence de nocivité entre les particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$  émerge de l'état de l'art, cette notion sera vérifiée et quantifiée.

En ce qui concerne l'effet de taille des particules, la littérature ne sépare pas son effet sur l'incubation (propension à casser) de celui sur l'amorçage dans la matrice : ce point sera démêlé. Une étude de l'effet des grains et de leur orientation sur l'amorçage viendra compléter celles de la littérature.

---

3. Les paramètres de la loi peuvent être identifiés à l'aide (i) de vitesses de propagation mesurées, (ii) ou des durées de vie.

Les modèles de vitesses de propagation à disposition sont nombreux. Ils serviront à quantifier, dans la mesure du possible, les effets de taille de particules et d'éprouvettes sur la durée de vie.

## 3.2 Modes d'endommagement des particules

### 3.2.1 Quantité d'amorçage dans les deux alliages

En préambule de cette partie, le nombre d'amorçages dans les deux matériaux de cette étude a été comptabilisé dans des grandes éprouvettes (XL) ainsi que des petites éprouvettes (XM), pour des *durées de vie comparables* (pour garantir cela, la différence de contrainte appliquée lors du cyclage entre les deux alliages est de 30 MPa). L'analyse a été menée à quart épaisseur des tôles respectives, et montre un nombre d'amorçages plus important dans la tôle de 2050 que dans celle de 7050 : légèrement sur les petites éprouvettes XM, et plus marqué mais avec beaucoup de variabilité sur trois grandes éprouvettes XL.

Les *éprouvettes XM* ont été cyclées entre 20 000 et 40 000 cycles à  $\sigma_{nom} = 330$  MPa (2050) et  $\sigma_{nom} = 300$  MPa (7050), à  $R = 0,1$ . Pour un nombre comparable de fissures de plus de 100  $\mu\text{m}$ , le nombre moyen de fissures détectées sur la surface utile est légèrement supérieur dans le 2050 (3,9 contre 3,1 dans le 7050). La même observation est valable pour les fissures de plus de 50  $\mu\text{m}$  (2,6 contre 1,6). Lorsque le nombre d'amorçages est rapporté au nombre de particules de plus de 7  $\mu\text{m}$  de diamètre équivalent, la proportion d'amorçages par particule est 3 fois supérieure dans le 2050 par rapport au 7050 (Tableau 3.1).

Les *éprouvettes XL* ont été cyclées autour de 60 000 cycles à  $\sigma_{max} = 360$  MPa (2050) et  $\sigma_{max} = 330$  MPa (7050), à  $R = 0,1$ . Le nombre total de fissures de plus de 200  $\mu\text{m}$  observées sur la zone utile de trois éprouvettes de chaque matériau est quatre fois supérieur dans le 2050 (27 contre 7, Tableau 3.2). Ce résultat est à relativiser par la grande variabilité entre les éprouvettes : le nombre d'amorçage varie de 3 à 16 entre deux éprouvettes de 2050 similaires. Les distributions de tailles en surface de ces éprouvettes n'ont pas été mesurées.

### 3.2.2 Fréquence relative des ruptures, décohésions et endommagements non-visibles

Les trois types de particules observés dans les deux alliages ont des modes d'endommagement qui varient sensiblement (Tableau 3.3) :

- Al-Cu-Fe-Mn : l'amorçage a lieu sur des particules rompues, la rupture des particules étant pour partie due à l'état initial, et pour partie due au chargement,
- Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe : l'amorçage a lieu sur des particules rompues, la rupture des particules intervenant lors du chargement,

Matériau	2050-T8	7050-7451
Contrainte nominale	330 MPa	300 MPa
Nombre d'éprouvettes	11	8
Fissures/épr. (détectées)	3,9	3,1
Fissures/épr. ( $> 50 \mu\text{m}$ )	2,6	1,6
Fissures/épr. ( $> 100 \mu\text{m}$ )	0,9	0,8
(Fissures $> 50 \mu\text{m}$ )/(Nb part. $> 15 \mu\text{m}$ )	2,6	0,48
(Fissures $> 50 \mu\text{m}$ )/(Nb part. $> 7 \mu\text{m}$ )	0,24	0,076

Tableau 3.1 – Nombre moyen de fissures observées en microscopie optique sur les surfaces extérieures des éprouvettes XM dans les deux matériaux, après 20 000 à 40 000 cycles à  $R = 0,1$ . Nombre de fissures ramené au nombre de particules de diamètre équivalent supérieur à  $15 \mu\text{m}$  et  $7 \mu\text{m}$ , où le nombre de particules a été mesuré sur 4 éprouvettes de chaque matériau. La surface extérieure utile d'une éprouvette est  $\sim 3 \text{mm}^2$ .

Matériau	2050-T8	7050-7451
Contrainte maximum	360 MPa	330 MPa
Éprouvette 11	3	3
Éprouvette 12	8	2
Éprouvette 13	16	2
Total	27	7

Tableau 3.2 – Nombre de fissures de taille supérieure à  $200 \mu\text{m}$  observées sur trois éprouvettes XL dans les deux matériaux, après environ 60 000 cycles à  $R = 0,1$ . La zone utile observée comprend les deux côtés courbes de l'éprouvette, ainsi qu'une face plane, soit environ  $160 \text{mm}^2$ .

Type de particule	Al-Cu-Fe-Mn	Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe	Mg <sub>2</sub> Si
Particule rompue	31	9	7
Décohésion	3 (!)	2 (!)	3
Défaut non visible	4	2	

Tableau 3.3 – Types d’amorçages déterminés dans la matrice à partir des particules observées en surface d’éprouvettes XM en fonction de leur nature, et pour des durées de vie inférieures à 100 000 cycles (12 éprouvettes de 2050, 8 éprouvettes de 7050). Le point d’exclamation indique un regard critique sur les valeurs en raison de la complexe morphologie 3D des particules sous la surface.

- Mg<sub>2</sub>Si : l’amorçage a lieu sur des particules rompues (avant ou au cours du chargement) et des particules présentant une décohésion au niveau de l’interface avec la matrice.

Les types d’amorçage au niveau des particules ont été identifiés par des observations de surface, et complétées par des observations de fractographies.

Dans le 2050, les observations de surface permettent de conclure que seules les particules Al-Cu-Fe-Mn rompues donnent lieu à des amorces de fissures dans la tôle en 2050 (Tableau 3.3)<sup>4</sup>. Une analyse menée sur quatre petites éprouvettes XM montre que si plus de 90% des particules sont rompues avant chargement, les nouvelles ruptures de particules donnent presque systématiquement lieu à une fissure dans la matrice, et représentent finalement un tiers de l’ensemble des amorces (Tableau 3.4). Cela confirme ce qui avait été déduit de la littérature.

Dans la tôle de 7050 étudiée, les amorçages observés sur la face lisse se répartissent à parts égales entre les particules Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe et Mg<sub>2</sub>Si. Comme dans le cas du 2050, les amorces sur particules au fer ont lieu exclusivement sur celles qui sont rompues. Mais à la différence du 2050, aucune particule au fer n’est cassée à l’état initial. Le cas des Mg<sub>2</sub>Si est le seul à présenter des amorçages sur décohésion particules/matrice ; la décohésion et la rupture des particules peuvent intervenir conjointement sur une même particule (Tableau 3.3). La décohésion peut également être déjà présente à l’état initial. Lorsqu’aucun défaut n’est visible en surface, il est également probable qu’une particule endommagée soit présente sous la surface.

4. Les amorces identifiées comme des décohésions sur ce type de particules ont en réalité lieu sur de très petites particules, et il est très probable, en observant les faciès de rupture (Figure 3.5) que de plus grandes particules rompues se trouvent sous la surface. Cette remarque est également valable pour les amorces sur défauts non visibles.

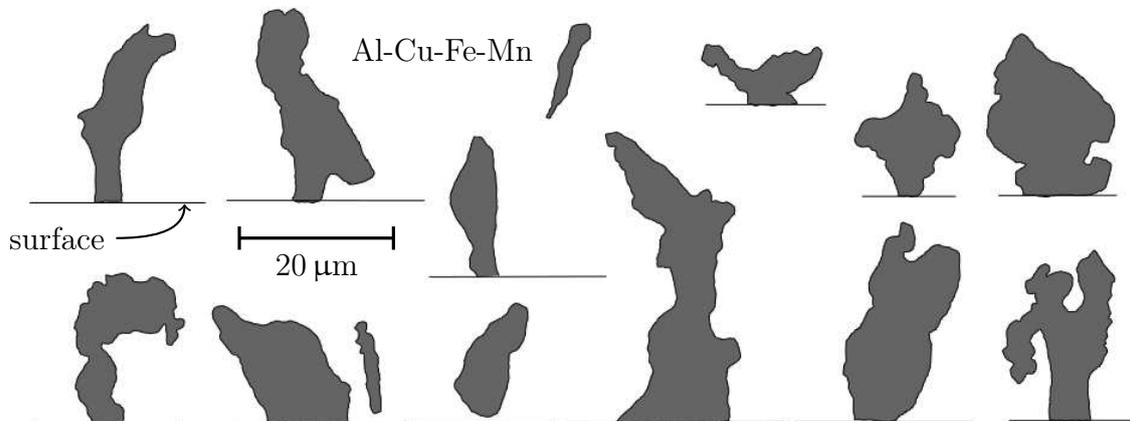


FIGURE 3.5 – Observation des faciès de rupture sur éprouvettes XL dans le 2050 : morphologie des particules Al-Cu-Fe-Mn dans le plan de rupture. La partie visible en surface est parfois faible en regard de la taille réelle de la particule.

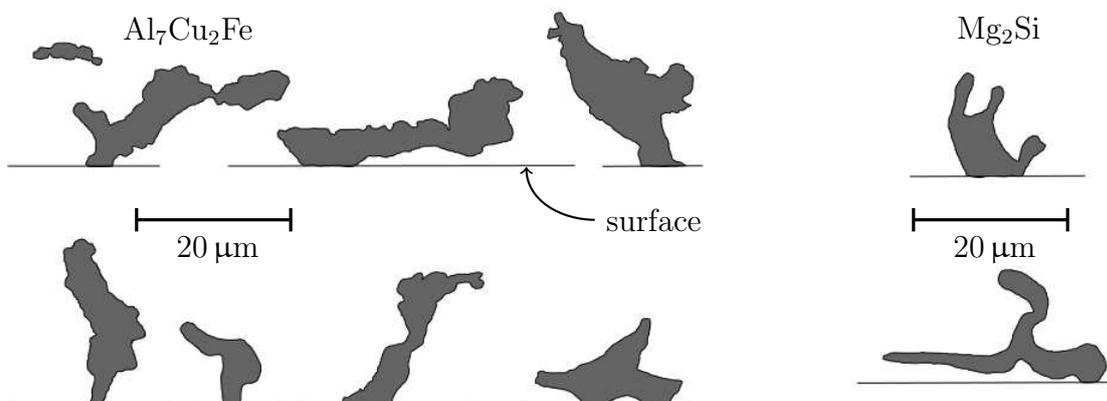


FIGURE 3.6 – Observation des faciès de rupture sur éprouvettes XL dans le 7050 : morphologie des particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  et  $\text{Mg}_2\text{Si}$  dans le plan de rupture. La partie visible en surface est parfois faible en regard de la taille réelle de la particule.

Particule	Al-Cu-Fe-Mn		Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe		Mg <sub>2</sub> Si	
	particules cassées	fissure matrice	part.	matr.	part.	matr.
Particules cassées avant cyclage	87	13/87	0	0/0	40	7/40
Particules cassées lors du cyclage	6	5/6	8	6/8	7	2/7
Total	93	18/93	8	6/8	47	9/47

Tableau 3.4 – Nombre d’amorçages de fissures de fatigue dans la matrice au niveau des particules cassées avant et pendant le chargement, dans les tôles de 2050 et 7050 étudiées, sur quatre éprouvettes XM de chaque matériau, après observation au MEB pour des grossissements supérieurs à  $\times 2000$  (en comptant les rattrapages, terme défini dans le chapitre suivant). Les particules qui fracturent durant le cyclage ont une probabilité supérieure aux autres de donner lieu à un amorçage dans la matrice.

### 3.2.3 Étude de cas sur l’effet pré-cassé des particules

Un effet du caractère pré-cassé des particules sur l’amorçage existe si deux particules en tous points semblables, excepté la présence d’une rupture à l’état initial, se comportent différemment vis-à-vis de l’amorçage. L’effet serait nul si la particule initialement non fracturée casse durant le(s) tout premier(s) cycle(s). La question est habituellement difficile à trancher de façon expérimentale, car il faut remplir simultanément plusieurs conditions :

- avoir deux particules de même nature, de taille et forme similaire,
- l’une doit être cassée à l’état initial, l’autre non,
- les particules doivent être situées dans le même grain,
- il est nécessaire de s’assurer que leur taille/forme dans le volume (en 3D) soit comparable.

C’est pour cette raison que la littérature expérimentale traite cet effet de façon détournée, de même que cela a été fait dans le paragraphe précédent.

Dans cette étude de cas, il sera possible de répondre à l’ensemble des points évoqués plus haut, à l’aide de trois particules (Figure 3.7). Ces particules ont des dimensions comparables en surface (de  $8\ \mu\text{m}$  à  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre équivalent), et sont alignées avec la direction de sollicitation. Parmi elles, deux sur les trois sont cassées à l’état initial (les particules *b* et *c*). L’analyse EBSD de la surface permet de vérifier que ces trois particules sont situées dans un même grain d’orientation ( $307^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $30^\circ$ ). Une analyse de leur composition par SEM-EDX permet de conclure que ces particules sont de même nature avec une composition proche de Al<sub>7,5</sub>Cu<sub>1,6</sub>Fe<sub>0,57</sub>Mn<sub>0,29</sub> (Figure 3.8, Tableau 3.5).

L’éprouvette contenant ces particules a été cyclée, puis observée à nouveau à plusieurs reprises en surface. Après 26 000 cycles, une observation sous charge de l’éprouvette a été faite sur la ligne ID19 de l’ESRF. Les images (Figure 3.9)

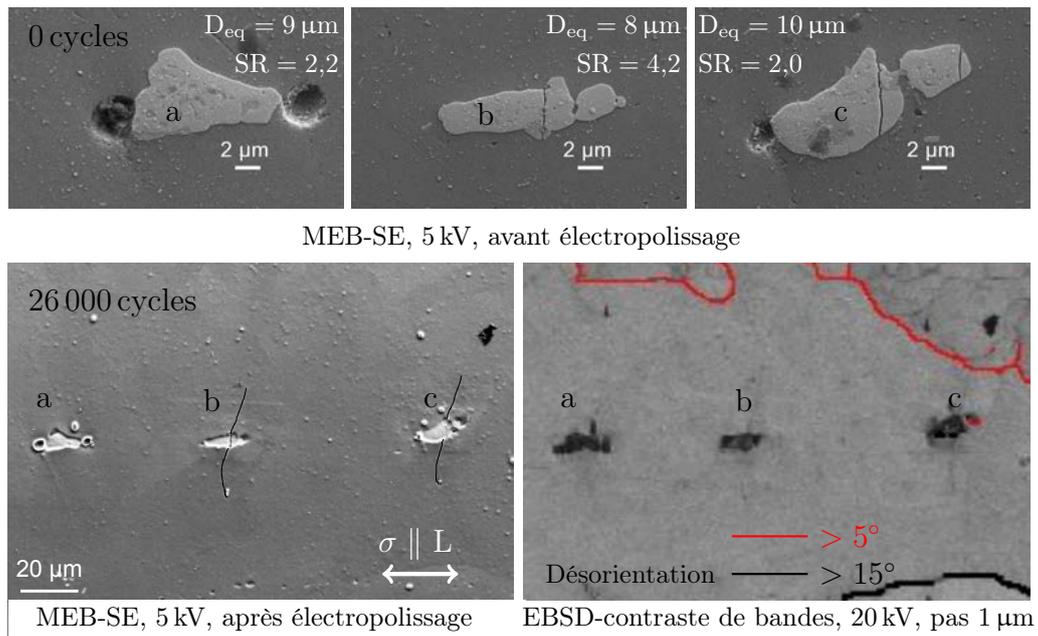


FIGURE 3.7 – Observation MEB et EBSD des particules étudiées en partie 3.2.3 à l'état initial et après 26 000 cycles.

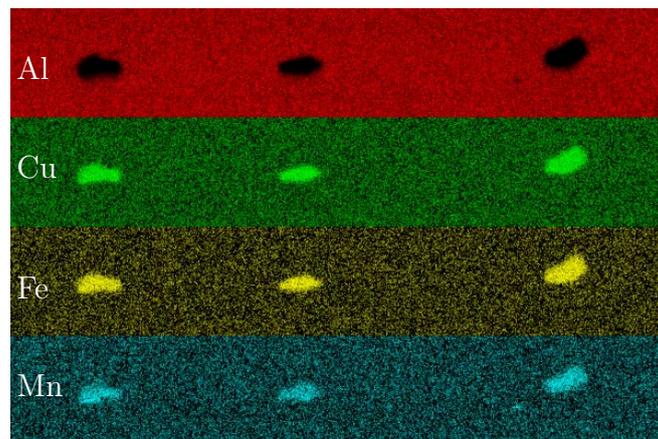


FIGURE 3.8 – Analyse chimique par MEB-EDX des trois particules étudiées en partie 3.2.3.

confirment que la profondeur des trois particules (en blanc sur les images du haut) est très proche, et qu'en aucun cas la particule *a* – non rompue à l'état initial – serait moins profonde. Par ailleurs, des micropores sont observés immédiatement sous la surface des particules *a* et *b* (en noir sur les images du bas).

Dès lors, la situation initiale présente trois combinaisons distinctes :

- particule *a* : non-rompue avec pore sous la surface,
- particule *b* : rompue avec pore sous la surface,
- particule *c* : rompue sans pore sous la surface.

Particule	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Al	75,0	77,0	73,2
Cu	16,0	15,4	16,8
Fe	5,7	5,2	6,3
Mn	3,0	2,1	3,5
Autre	0,3	0,3	0,25

Tableau 3.5 – Composition chimique (en % atomique) des particules, obtenues par MEB-EDX.

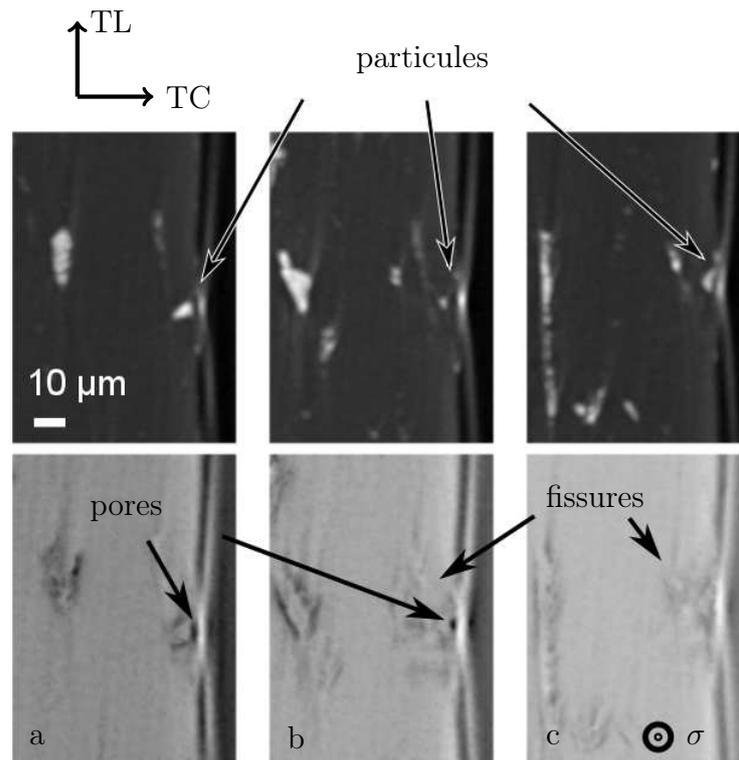


FIGURE 3.9 – Visualisation en tomographie aux rayons X de la profondeur des particules (en blanc sur les images du haut), et des pores et fissures (noir et gris foncé sur les images du bas), après projection des niveaux de gris maximum et minimum dans les quelques images contenant les particules.

L'observation de ces mêmes particules après 26 000 cycles (Figure 3.7) montre que les particules *b* et *c* ont donné lieu à deux amorfes très similaires, tant du point de vue de la longueur que de la trajectoire. La particule *a* est restée intacte. La conclusion qui peut être tirée est donc la suivante : *toutes choses égales par ailleurs, en présence ou en absence d'un pore sous la surface, le fait qu'une particule soit cassée à l'état initial la rend plus nocive.*<sup>5</sup>

5. Tout du moins, il existe un intervalle de tailles de particules (rencontré industriellement) pour lequel cela est vrai.

### 3.2.4 Orientation du plan de rupture des particules

Lors des essais, le chargement a été appliqué dans la direction de laminage. Les particules sont fracturées environ orthogonalement à la direction de laminage (confondue avec celle de sollicitation, Figure 3.10). L'observation a été faite pour les deux matériaux dans le plan L-TL. Ce résultat est valable pour les différents types de particules, qu'elles aient été fracturées avant ou pendant le chargement.

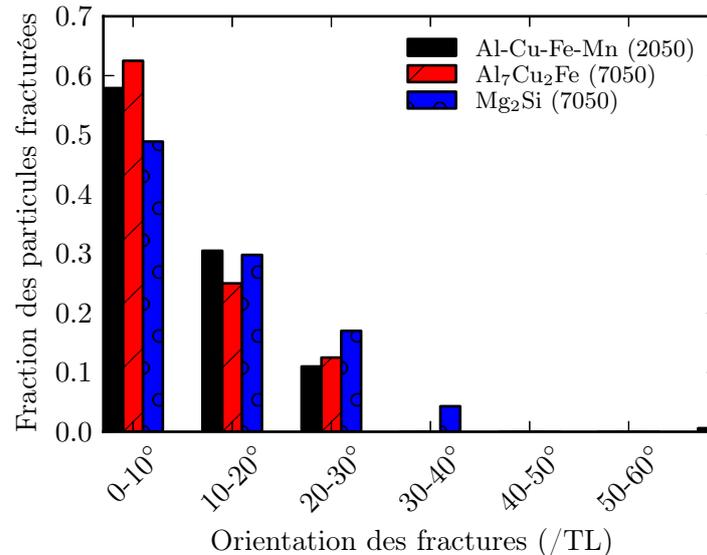


FIGURE 3.10 – Orientation des plans moyens de rupture dans les particules Al-Cu-Fe-Mn, Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe et Mg<sub>2</sub>Si cassées avant et pendant chargement (observation dans le plan L-TL).

### 3.2.5 Analyse fractographique des particules rompues

L'analyse de la rupture des particules à l'état initial (partie 2.6.2) a montré que les particules de certains types fracturent en plus grand nombre. Les faciès de rupture exposés ici – observés au MEB – ont été choisis pour mettre en évidence les différences de mécanismes intervenant dans la rupture des particules.

**Particules Al-Cu-Fe-Mn du 2050** Les faciès montrent une rupture avec des facettes lisses environ perpendiculaires à la direction de la contrainte, séparés par de petites marches verticales à des endroits qui correspondraient à des joints de nodules dans la particule (Figure 3.11a, 3.11b). Sur plusieurs faciès sont également observés des micropores accolés aux particules (Figure 3.11a). Ce point est cohérent avec la caractérisation 3D en nanotomographie, qui a montré la présence de particules fracturées au niveau de micropores dès l'état initial (partie 2.6.5).

**Particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  du 7050** Ces particules présentent deux types de fracture : décohésion internodulaire et rupture fragile. Les images à fort grandissement (Figure 3.11d) montrent que ces deux mécanismes peuvent intervenir sur une même particule. Dans les deux cas présentés ici, la partie où se trouve la décohésion est plus proche de la surface. Un mécanisme possible serait qu'une partie de la particule subisse une décohésion au cours du début du chargement, ce qui induit une concentration de contrainte favorisant la rupture fragile lors des chargements suivants.

**Particules  $\text{Mg}_2\text{Si}$  du 7050** Ce type de particules présente un mode d'endommagement particulier, qui n'est pas assimilable à celui des particules précédentes. Sur l'image de la Figure 3.11c il est possible de déceler une décohésion (branche intérieure), ainsi qu'une surface horizontale rugueuse laissant davantage penser à une présence de plasticité.

### 3.3 Quantification des effets de nature, taille et forme sur l'amorçage

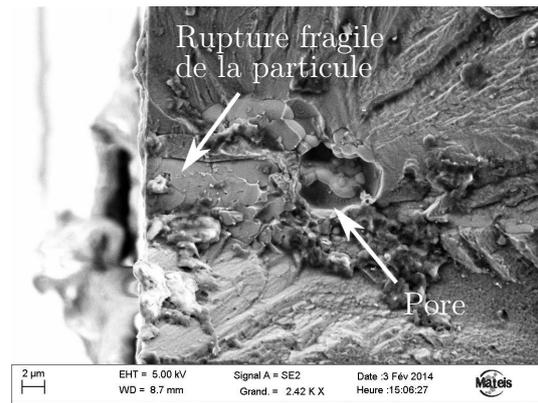
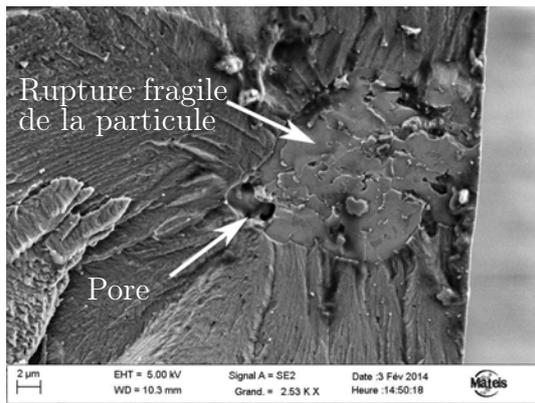
#### 3.3.1 Nocivité des particules $\text{Mg}_2\text{Si}$ vis-à-vis des $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$

La comparaison de la nocivité des particules  $\text{Mg}_2\text{Si}$  et  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  est un sujet qui a déjà été traité pour d'autres alliages d'aluminium. Étonnamment, deux études ont alternativement conclu à un faible effet des  $\text{Mg}_2\text{Si}$  (Payne et al., 2010), et à un fort effet (Oswald, 2003). La première étude a été menée sur un alliage 7075-T761, et la seconde sur un alliage 7055-T7751. Leur teneur relative en  $\text{Mg}_2\text{Si}$  et  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  sont très différentes, et il est donc nécessaire de revenir à une notion de nocivité intrinsèque pour pouvoir comparer ces résultats avec ceux obtenus sur le 7050-T7451 de cette étude.

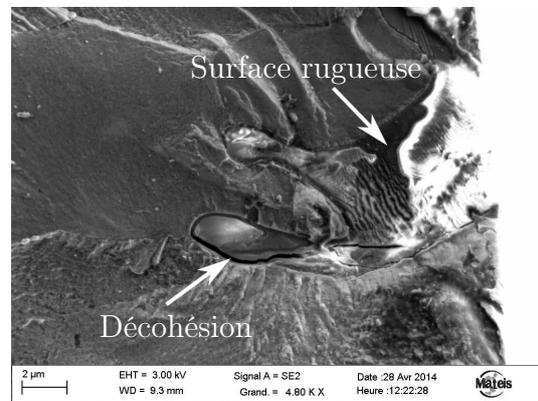
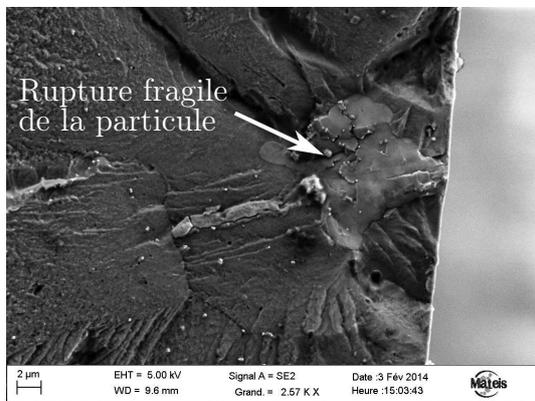
Dans cette partie, nous définissons  $N_{\text{Mg}_2\text{Si}/\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}}$  la nocivité relative des particules  $\text{Mg}_2\text{Si}$  vis-à-vis des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ . La nocivité s'exprime comme suit, en remplaçant « nocif » par « cassé » ou « ayant mené à un amorçage » selon les cas :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{Mg}_2\text{Si}/\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}} &= \frac{\left( \frac{\text{Mg}_2\text{Si nocifs}}{\text{Nombre de Mg}_2\text{Si}} \right)}{\left( \frac{\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe nocifs}}{\text{Nombre de Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}} \right)} \\
 &= \underbrace{\frac{\text{Mg}_2\text{Si nocifs}}{\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe nocifs}}}_E / \underbrace{\frac{\text{Nombre de Mg}_2\text{Si}}{\text{Nombre de Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}}}_D
 \end{aligned} \tag{3.3.1}$$

Le nombre de particules endommagées ou menant à rupture est aisément obtenu dans les publications, ce qui permet de calculer le paramètre  $E$ . La connaissance des distributions de tailles permet d'estimer la valeur de  $D$ , en admettant que les distributions de tailles de  $\text{Mg}_2\text{Si}$  et  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  sont proportionnelles. Cette dernière

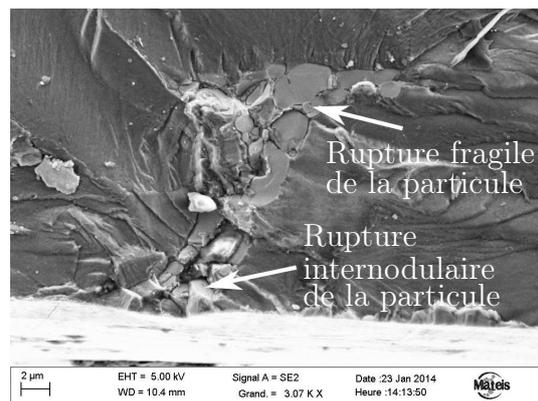
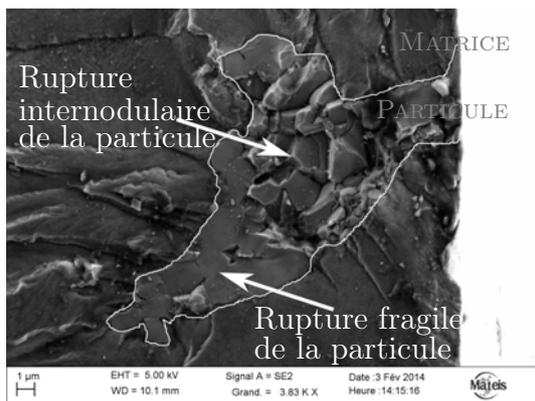


(a) Al-Cu-Fe-Mn : faciès composés de rupture fragile et micro-décohésion, avec présence d'un micropore.



(b) Al-Cu-Fe-Mn : faciès composés de rupture fragile et micro-décohésion.

(c) Mg<sub>2</sub>Si : faciès composés de décohésion avec la matrice et d'une surface rugueuse.



(d) Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe : faciès composés de décohésion internodulaire et de rupture fragile.

FIGURE 3.11 – Observations MEB des faciès de rupture des particules menant à rupture dans les alliages 2050 et 7050.

	Alliage	$E$	$D$	$N_{Mg_2Si/Al_7Cu_2Fe}$
Payne et al. (2010) - fracture	7075-T651	0.489	0.144	3.4
Oswald (2003) - fissure principale	7055-T7751	2.5	0.5	5
Cette étude - amorçage	7050-T7451	0.91	0.2	4.6
Valeur moyenne				<b>4.3</b>

Tableau 3.6 – Comparaison des valeurs de nocivité des  $Mg_2Si$  vis-à-vis des  $Al_7Cu_2Fe$  à partir de données de la littérature et de cette étude. Chez Payne et al. (2010), les particules nocives sont les particules fracturées, chez Oswald (2003) celles ayant mené à rupture (observées sur les fractographies), et dans cette étude celles ayant donné lieu à un amorçage dans la matrice. Les paramètres  $E$ ,  $D$  et  $N_{Mg_2Si/Al_7Cu_2Fe}$  sont définis par l'équation 3.3.1.

hypothèse devient audacieuse pour les tailles extrêmes mais reste vraie pour les tailles entre  $5\ \mu m$  et  $15\ \mu m$  (plan L-TL), également étudiées dans cette étude.

Les résultats de Payne et al. (2010) analysables concernent les particules endommagées à l'état initial, ceux de Oswald (2003) sont obtenus par analyses de fractographies. Les résultats de cette étude comptabilisent le nombre d'amorçages. Après analyse de ces données (Tableau 3.6), il apparaît que les distributions de  $Mg_2Si$  sont intrinsèquement plus nocives, d'un facteur évalué autour de 5 : pour une même distribution de taille, les  $Mg_2Si$  donneront lieu à 5 fois plus d'amorçage que les  $Al_7Cu_2Fe$ . Dans cette étude, ce facteur augmente encore davantage si on ne compte que les particules les plus grandes. La nocivité des  $Mg_2Si$  est attribuée à leur facilité à casser (l'influence du module d'Young d'une particule cassée sur la plasticité en pointe de fissure est faible – chapitre 6).

Cette observation détaillée en sens L vient éclairer la récente étude de Jin et al. (2015) qui a comparé les sites d'amorçage pour des directions de sollicitation L et TL (alliage 7075-T651, fraction volumique similaire de particules) : les particules au fer (cassées à l'état initial) sont les principaux sites d'amorçage lorsque la sollicitation est parallèle à L, et cèdent leur place aux  $Mg_2Si$  lorsqu'elle est parallèle à TL. Cela confirme que la rupture des particules à l'état initial est un facteur de nocivité, et qu'en leur absence les  $Mg_2Si$  sont intrinsèquement plus nocifs.

### 3.3.2 Effet de la taille et de la forme des particules en surface (plan L-TL)

Dans l'étude de la fracture à l'état initial des particules (partie 2.6), l'influence de la nature, de la taille et de la forme des particules a été mise en évidence. Dans le paragraphe précédent, l'influence de la nature des particules sur l'amorçage des fissures a été démontrée, sans pouvoir être découplée de l'état initial. Il reste à essayer de découpler les effets de taille et forme des particules sur leur rupture dès l'état initial et sur l'amorçage dans la matrice.

Tout d'abord, l'effet de la taille<sup>6</sup> est confirmé pour les particules Al-Cu-Fe-Mn (Figure 3.12) : parmi les particules cassées, les grandes ont plus de chance de donner lieu à une amorce. Cet effet est en revanche peu visible pour les particules du 7050 : le faible nombre de grandes particules fracturées observées induit des marges d'incertitude trop importantes pour en tirer des conclusions.

À la lecture de ces résultats, il apparaît finalement que la nocivité des grandes particules est due à leur grande facilité à casser (partie 2.6.3), et que cette nocivité peut être accentuée (2050) lors de l'étape d'amorçage.

En ce qui concerne le rapport de forme obtenu en surface, son effet sur l'amorçage semble nul pour tous les types de particules (Figure 3.13) : parmi les particules cassées, celles qui ont un facteur de forme élevé ne donnent pas lieu préférentiellement à une amorce.

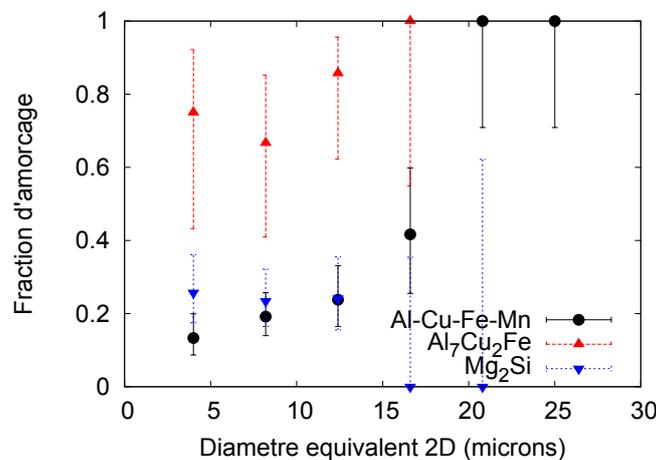


FIGURE 3.12 – Effet de la taille des particules dans le plan L-TL sur la probabilité d'amorçage.

### 3.3.3 Effet de la taille des particules dans le plan de rupture

Dans ce paragraphe, il ne sera pas possible de découpler l'effet de taille sur la fracture des particules à l'état initial et sur l'amorçage.

La taille du défaut initial dans le plan de rupture est une donnée importante, puisqu'elle agit directement sur le coefficient d'intensité de contrainte. Les tailles des particules dans le plan de rupture sont mesurées sur des fractographies, et comparées

6. Une partie de la dispersion lors de l'estimation de l'effet de taille est due au matériau. Une autre partie, qu'il convient de minimiser, est liée à la définition de la « taille ». Idéalement, la surface projetée de la rupture orthogonalement à la direction de sollicitation serait l'un des meilleurs estimateurs de la « taille » (Murakami, 2002) : il n'est pas accessible par des observations de surface. Un diamètre équivalent (utilisé à l'instant) et une longueur projetée de la fracture de la particule peuvent être obtenus en 2D. La qualité de la prévision s'avère la même pour ces deux estimateur (annexe C) ; le diamètre équivalent est préféré pour sa plus grande simplicité.

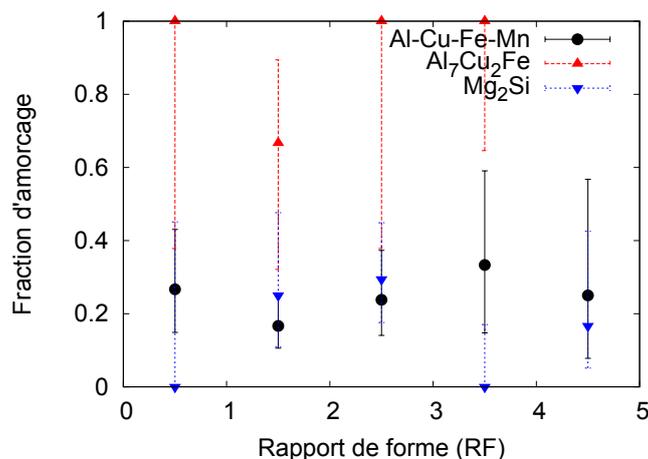


FIGURE 3.13 – Effet du facteur de forme des particules dans le plan L-TL sur la probabilité d'amorçage.

aux distributions de taille dans le plan TL-TC obtenues en tomographie (partie 2.2). Les fractographies proviennent d'une part des grandes éprouvettes, et d'autre part de l'étude de Ronxin (2011) sur deux autres tôles des mêmes matériaux.

La Figure 3.14 représente la probabilité relative pour les particules – d'une classe de taille dans le plan de rupture TL-TC – d'amorcer une fissure visible sur les fractographies. Deux principales remarques doivent être faites :

- La similitude de la forme exponentiellement croissante des courbes est fortement liée à la distribution de taille exponentiellement décroissante des particules. Indépendamment du type de particule, il est donc vérifié que les plus grandes d'entre elles sont les plus nocives vis-à-vis de la fatigue.
- Les particules Mg<sub>2</sub>Si et Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe se trouvant dans la même matrice (7050), leur nocivité peut être comparée à l'aide des courbes : un Mg<sub>2</sub>Si de 15 μm (plan TL-TC) a la même probabilité d'amorçage qu'un Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe de 26 μm.

## 3.4 Amorces et grains

### 3.4.1 Amorces sur particules inter- ou intragranulaires

Les amorces détectées dans les deux matériaux se répartissent de façon équitable entre des particules situées dans des zones inter- et intragranulaires. Lorsque l'on parle d'amorce sur particules intergranulaires dans le 2050, il arrive majoritairement que la particule se situe en réalité dans un amas de petits grains (de l'ordre de 10-20 μm). D'un point de vue quantitatif, 16 et 15 amorces sur particules inter- et intragranulaires respectivement ont pu être identifiées à l'aide de l'EBSD dans le 2050. Dans le 7050, seules 4 et 2 amorces inter- et intragranulaires ont été identifiées clairement.

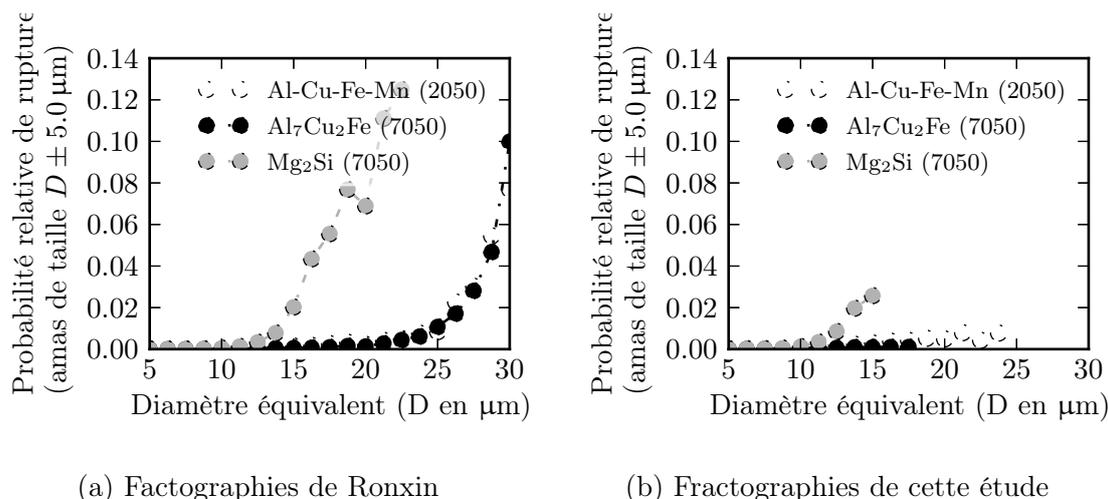


FIGURE 3.14 – Probabilité relative de rupture en fonction de la taille des particules dans le plan de rupture TL-TC.

Type d'amorce	2050	7050
<i>inter</i> -granulaire	16	4
<i>intra</i> -granulaire	15	2

Tableau 3.7 – Nombre d'amorces inter- et intragranulaires identifiées à l'aide de l'EBSID dans le 2050-T8 et le 7050-T8.

### 3.4.2 Effet de l'orientation cristallographique

Les données expérimentales de la littérature disponibles pour l'analyse sont celles de Petton (1995) : 6 grains à partir desquels ont amorcé une fissure<sup>7</sup> (Tableau 3.8). Les données de cette étude comptent 17 orientations (15 dans le 2050, et 2 dans le 7050, Tableau 3.9). Il s'agit de l'ensemble des amorces intragranulaires observées.

La visualisation de ces orientations sur une figure de pole directe n'est pas concluante : les nombreuses symétries rendent complexe l'éventuelle détection de zones angulaires nocives. Pour les visualiser, ces orientations sont ici réduites à deux indicateurs : les deux facteurs de Schmid les plus élevés lors d'une traction dans une direction donnée. La distribution des orientations ayant amorcé peut alors être comparée à la texture de laminage (Figure 3.15).

Des probabilités relatives d'amorçage peuvent être calculées. Le faible nombre d'amorces, ainsi que la dispersion due à la taille des particules, n'autorisent qu'un regroupement grossier des orientations : trois zones ont été définies sur la Figure 3.16, contenant respectivement de haut en bas 9, 5 et 1 amorces. Les probabilités relatives d'amorçage sont comptées en pourcentage, en prenant arbitrairement un nombre de

7. Les angles d'Euler ne sont pas donnés par l'auteur : les orientations qui seront utilisées sont retrouvées par analyse inverse des figures de pole (100), Figure III-43 de Petton (1995), et vérification de la cohérence des facteurs de Schmid donnés par l'auteur.

Grain	Orientation
n° P.1	(-10°, 30°, 80°)
n° P.2	(47°, 3°, 0°)
n° P.3	(-45°, 2°, 0°)
n° P.4	(80°, 36°, 70°)
n° P.5	(25°, 55°, 55°)
n° P.6	(45°, 55°, 38°)

Tableau 3.8 – Orientations des grains ayant amorcé une fissure sous chargement en direction TL dans l'étude de Petton (1995) sur du 7010-7651, obtenues après analyse inverse des figures de pole (100), exprimées avec les angles d'Euler dans le repère modifié (TL, -L, TC). Ces angles peuvent être utilisés en simulation numérique, sans modification du maillage liée à la direction de sollicitation.

Grain	Orientation	Grain	Orientation
n° N.1	(252°, 21°, 32°)	n° N.10	(107°, 11°, 13°)
n° N.2	(307°, 10°, 30°)	n° N.11	(307°, 29°, 34°)
n° N.3	(30°, 46°, 35°)	n° N.12	(302°, 40°, 30°)
n° N.4	(280°, 46°, 56°)	n° N.13	(225°, 45°, 88°)
n° N.5	(116°, 20°, 42°)	n° N.14	(123°, 30°, 38°)
n° N.6	(110°, 4°, 60°)	n° N.15	(294°, 28°, 44°)
n° N.7	(0°, 17°, 19°)	n° N.16	(106°, 4°, 12°)
n° N.8	(281°, 20°, 14°)	n° N.17	(88°, 7°, 56°)
n° N.9	(312°, 30°, 79°)		

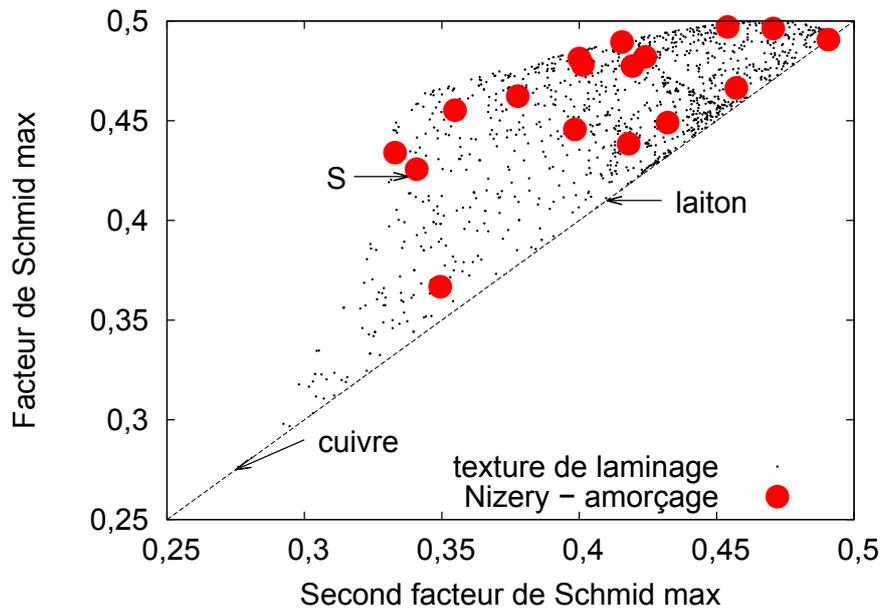
Tableau 3.9 – Orientations des grains ayant amorcé une fissure sous chargement en direction L dans cette étude, exprimées avec les angles d'Euler.

1000 orientations pour l'ensemble.

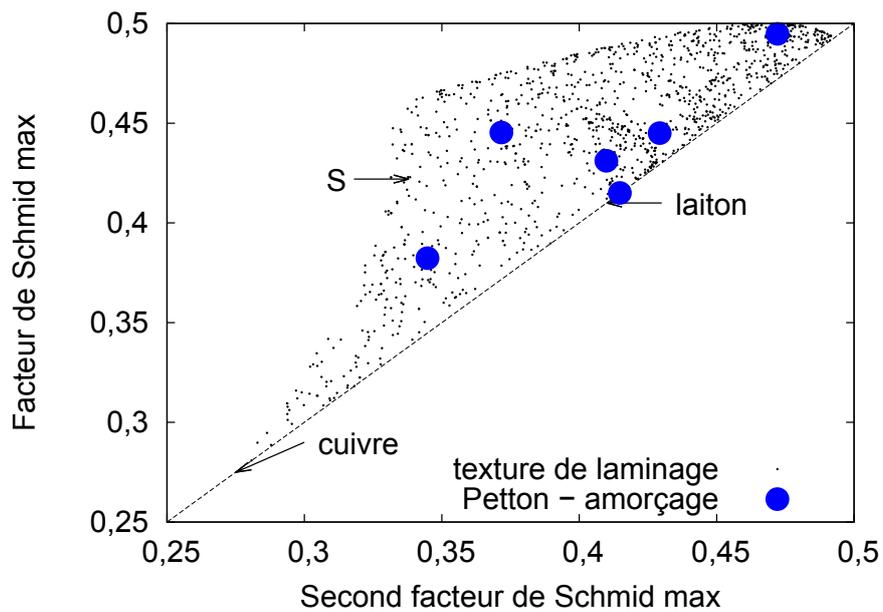
Les probabilités d'amorçage dans les trois zones sont du même ordre de grandeur : l'effet de l'orientation cristallographique sur l'amorçage est de second ordre derrière la taille de particule. Cette analyse ne confirme aucune de deux conjectures de Petton (1995) : (i) présentant les textures cubiques tournées comme davantage nocives que les autres, (ii) ainsi que celles possédant les deux facteurs de Schmid les plus élevés proches. Le deuxième point est même contraire aux nouvelles observations. Il semble donc impossible de pouvoir tirer de quelconques tendances à partir des seuls résultats présentés.

Deux explications peuvent être proposées à la différence de résultats entre cette étude et celle de Petton (1995). Il se peut que la raison soit d'origine statistique. Il est également possible que chez Petton (où la traction a lieu en sens TL) l'amorçage soit davantage gouverné par la fracture des particules<sup>8</sup>, tandis que dans l'étude

8. L'effet de l'orientation cristallographique sur la contrainte ressentie par une particule non-fracturée a déjà fait l'objet de précédentes études. Elles sont rappelées en annexe C.



(a) Cette étude - sollicitation en sens L.



(b) Petton - sollicitation sens TL

FIGURE 3.15 – Représentation des grains ayant mené à une amorce en fonction de leurs facteurs de Schmid maximum. Les facteurs de Schmid de la texture de laminage vis-à-vis des directions de sollicitation respectives sont représentés par le mouchetis.

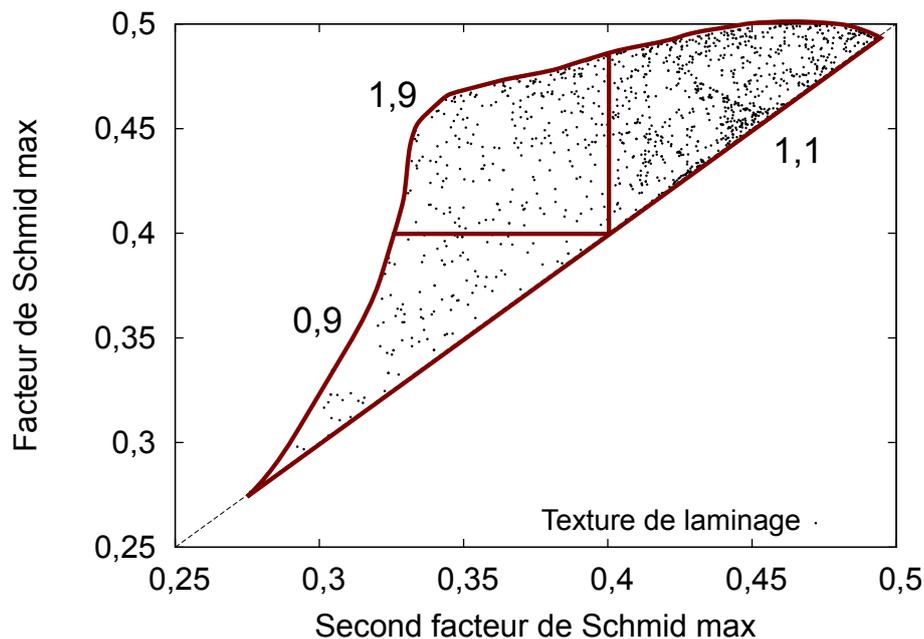


FIGURE 3.16 – Probabilité relative d’amorçage des orientations cristallographiques en fonction des deux facteurs de Schmid les plus élevés, à partir des résultats de cette étude.

présente (où les particules sont déjà fracturées orthogonalement à la direction de sollicitation) l’amorçage est davantage gouverné par l’activité plastique en pointe d’une particule déjà fracturée (étudiée numériquement dans le chapitre 6).

### 3.5 Modèle de prévision de durée de vie, et lien avec les distributions de particules

Pour cette dernière étape de l’étude des particules, la quantification de l’impact de leur taille sur la durée de vie est abordée. Après le choix d’un modèle de prévision de durée de vie, deux effets seront étudiés : (i) celui de la distribution de particules et (ii) de la taille d’éprouvette. Le modèle choisi propose une méthode pour inclure :

- la possibilité de distinguer les  $Mg_2Si$  et  $Al_7Cu_2Fe$  ;
- l’effet de la distribution de particules (au travers de l’estimation de la taille de la particule la plus nocive *i.e.* la plus grande) ;
- une représentation correcte des effets de seuil (en  $\Delta K$  pour les fissures longues, en contrainte pour les fissures courtes).

La fermeture de fissure et la plasticité en pointe de fissure ne sont pas abordées dans le texte principal. Une discussion à ce sujet est proposée en annexe C.

### 3.5.1 Choix de la loi de propagation

**Formulation de la loi** L'expression choisie (formule 3.5.1) est équivalente à la loi de Paris pour les fissures longues ( $l \gg l_0$ ,  $\Delta K_{eff} \gg \Delta K_{th}$ ) et modélise un effet de seuil de propagation :

$$\boxed{\frac{da}{dN} = C (\Delta K_{eff} - \Delta K_{th})^m = C \left( UY \Delta \sigma \sqrt{\pi(l + l_0)} - \Delta K_{th} \right)^m} \quad (3.5.1)$$

où  $l_0$  s'exprime de la façon suivante :

$$l_0 = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\Delta K_{th}}{Y \Delta \sigma_l} \right)^2$$

avec  $\Delta \sigma_l$  désignant le double de la limite d'endurance (à  $R = -1$ ) du matériau.

La version  $(\Delta K_{eff} - \Delta K_{th})^m$  d'Ishihara & McEvily (2002) est utilisée. La formulation classique d'El Haddad et al. (1979) est choisie pour l'effet de seuil en contrainte ( $\sqrt{\pi(l + l_0)}$ ). Les paramètres  $C$ ,  $m$  ainsi que le seuil  $\Delta K_{th}$  sont identifiables sur une courbe  $da/dN - \Delta K$  de fissures longues. Le paramètre  $Y$  correspond à un facteur de forme (fissure interne, débouchante...), et  $U$  à la fermeture de fissure. Les valeurs utilisées n'ont pas été identifiées sur les alliages de cette étude, mais sont typiques pour l'aluminium :

$$\begin{aligned} C &= 10^{-10} \text{ (en m)} & \Delta K_{th} &= 3 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}} \\ m &= 3,1 & \Delta \sigma_l &= 200 \text{ MPa} \end{aligned}$$

L'identification n'a pas tenu compte de la fermeture de fissure, on prend donc  $U = 1$  dans le tracé des courbes de la Figure 3.17. On considère le cas d'une fissure semi-circulaire débouchant en surface d'un échantillon, avec  $Y = 0,65$ .

Afin de bien analyser les courbes  $da/dN - \Delta K$  de la Figure 3.17, il est nécessaire de noter que dans une même région de  $\Delta K$ , parler de faibles contraintes revient à parler de fissures longues. Inversement, parler de contraintes élevées fait référence aux fissures courtes. Cela étant acquis, il est possible de visualiser (i) l'effet de seuil en  $\Delta K$  pour les fissures longues d'une part, (ii) et l'indépendance de la vitesse de propagation vis-à-vis de la taille des fissures courtes.

En ce qui concerne les fissures courtes, leur vitesse diminue avec la contrainte appliquée : la vitesse devient nulle lorsque la contrainte seuil est atteinte. La contrainte seuil (liée au  $l_0$ ) peut également être vue comme la contrainte pour laquelle on passe d'un mécanisme en  $\Delta K_{th}$  (courbes plongeantes) à un mécanisme en  $\Delta \sigma_l$  (courbes constantes).

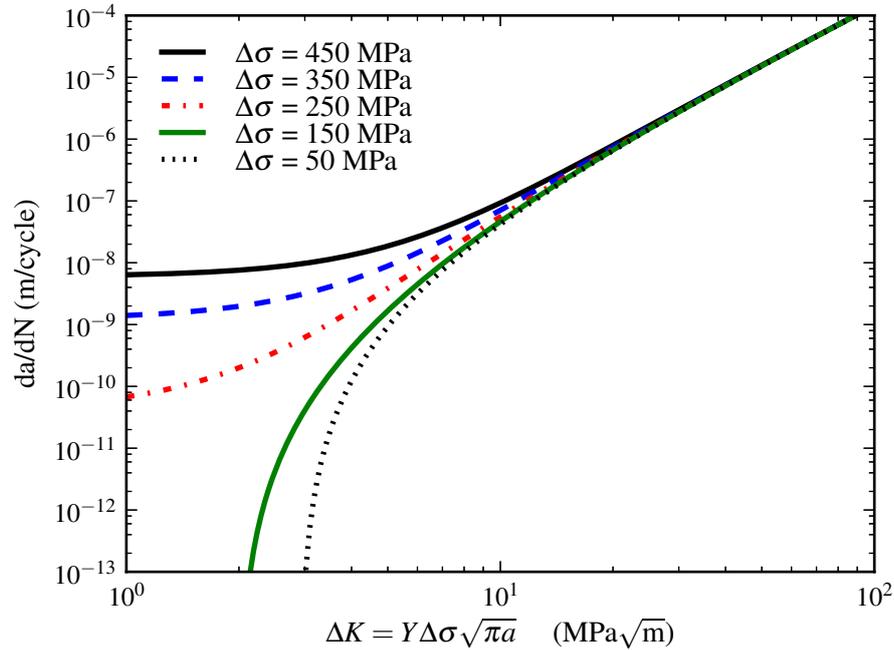


FIGURE 3.17 – Visualisation dans le diagramme  $da/dN-\Delta K$  de la loi de propagation donnée par l'équation 3.5.1.

**Calcul de la durée de vie** Le nombre de cycles de propagation se déduit directement de l'expression de la vitesse de propagation par intégration :

$$\int_{N_i}^{N_f} dN = \int_{a_i}^{a_f} \frac{da}{C \left( UY \Delta\sigma \sqrt{\pi(a + l_0)} - \Delta K_{th} \right)^m} \quad (3.5.2)$$

En reprenant les mêmes valeurs que dans l'analyse du paragraphe précédent, on trace la courbe S-N (Figure 3.18), en considérant que les éprouvettes lisses cassent lorsque la fissure atteint 1 mm, et en faisant varier la taille de l'amorce de 5  $\mu\text{m}$  à 65  $\mu\text{m}$ .

La contrainte à 100 000 cycles (310 MPa) est du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale du 7050 (330 MPa). Les paramètres de la loi de propagation sont conservés pour cette étude semi-quantitative.

Pour les plus faibles durées de vie ( $< 100\,000$  cycles), le modèle prévoit un gain de 17% sur la durée de vie entre des amorces de 5  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$ . Pour les plus grandes durées de vie, le gain est à compter en terme de contrainte d'endurance : il équivaut à 13 MPa en réduisant les tailles d'amorces de 50  $\mu\text{m}$  à 20  $\mu\text{m}$ , et de nouveau 9 MPa en passant de 20  $\mu\text{m}$  à 5  $\mu\text{m}$ . Ces gains sont de l'ordre de grandeur de ceux obtenus entre deux alliages de 2024 de distribution de grandes particules variable (document interne Constellium<sup>9</sup>) : différence d'un facteur 2 sur la durée de vie autour de 100 000 cycles, et 10 à 20 MPa d'écart sur la limite de fatigue.

9. communiqué par J.-C. Ehrström le 1er août 2014

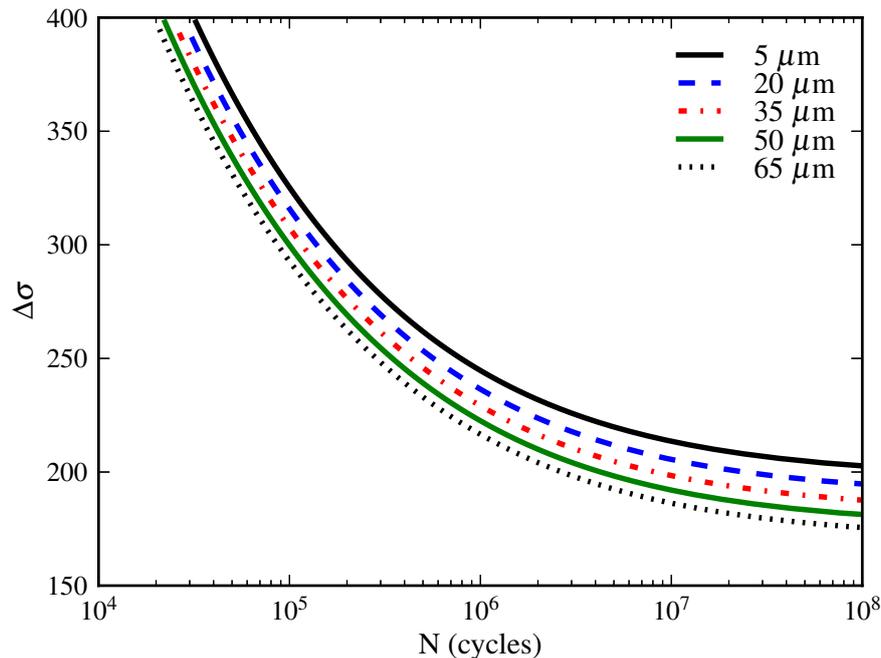


FIGURE 3.18 – Évolution de la durée de vie en fonction de la taille de défaut initiale, en utilisant la loi de propagation donnée par l'équation 3.5.1.

Une étude plus précise pourrait être menée dès lors qu'une loi de propagation est identifiée sur une courbe  $da/dN-\Delta K$ , et le modèle de calcul de durée de vie qui en découle vérifié sur une courbe S-N.

### 3.5.2 Calcul de la taille de la plus grande particule

Pour calculer la durée de vie d'une éprouvette avec la formule 3.5.2, il est nécessaire de connaître la taille du défaut le plus grand contenu à la surface de la zone sollicitée : il correspondra à la borne inférieure d'intégration  $a_i$ . En décrivant la distribution des grandes particules par une loi de type Gumbel<sup>10</sup>, on peut écrire la fonction de répartition sous la forme :

$$F(x, \mu, \beta) = e^{-e^{-\frac{x-\mu}{\beta}}} \quad (3.5.3)$$

Lors du tirage d'une particule, cela donne comme probabilité d'avoir un défaut de taille inférieure à  $X \mu\text{m}$  :

$$P(x < X) = F(X, \mu, \beta) \quad (3.5.4)$$

10. La loi de Gumbel est l'une des trois lois des valeurs extrêmes (avec Weibull et Fréchet). Elle est adaptée aux distributions à décroissance exponentielle.

et réciproquement, la probabilité d'avoir un défaut de taille supérieure à  $X \mu\text{m}$  :

$$P(x > X) = 1 - F(X, \mu, \beta) \quad (3.5.5)$$

Le nombre de défauts de taille supérieure à  $X \mu\text{m}$  sur  $1 \text{ mm}^2$  est en moyenne, après le tirage de  $k$  particules :

$$N_{1\text{mm}^2}(x > X) = k(1 - F(X, \mu, \beta)) \quad (3.5.6)$$

Il est possible d'identifier les paramètres  $k$ ,  $\mu$  et  $\beta$  à partir de la distribution de tailles des particules, ou uniquement de celles fracturées. Les distributions de taille choisies font intervenir un diamètre équivalent, tel que mesuré dans le chapitre 2<sup>11</sup>. En approchant par une même loi les distributions dans le plan TL-TC des particules au cuivre des alliages 2050 et 7050 (taille de particules entre  $7 \mu\text{m}$  et  $30 \mu\text{m}$ ), on trouve les paramètres suivants (Figure 3.19) :

$$\mu = 1,0 \quad \beta = 3,1 \quad k = 700$$

*Approche par la moyenne* On choisit, dans cette approche, de définir la borne inférieure  $a_i$  pour le calcul de la durée de vie d'une éprouvette de surface  $S$  (en  $\text{mm}^2$ ) comme la taille limite pour laquelle la surface contient en moyenne 1 particule plus grande :

$$\begin{aligned} N_{S\text{mm}^2}(x > a_i) = 1 &\iff Sk(1 - F(a_i, \mu, \beta)) = 1 \\ &\iff 1 - e^{-e^{-\frac{a_i - \mu}{\beta}}} = \frac{1}{kS} \\ &\iff -\frac{a_i - \mu}{\beta} = \ln\left(-\ln\left(1 - \frac{1}{kS}\right)\right) \\ &\iff a_i = \mu - \beta \ln\left(-\ln\left(1 - \frac{1}{kS}\right)\right) \end{aligned}$$

Le calcul des durées de vie pour plusieurs tailles d'échantillons est présenté en Figure 3.20 en traits pleins. Quantitativement, le modèle prévoit des durées de vie diminuées de moitié lorsqu'on passe d'un échantillon présentant une surface libre extérieure de  $1 \text{ mm}^2$  à un autre de surface libre extérieure  $1 \text{ m}^2$ .

*Approche par intervalle de confiance* Dans cette approche, on cherche l'intervalle qui contient avec une probabilité de 0,9 la particule la plus grande. C'est cette approche qui fournit la dispersion sur l'éprouvette de surface  $1 \text{ mm}^2$  en Figure 3.20.

Sur une surface de  $S \text{ mm}^2$ , se trouvent  $kS$  particules. La probabilité pour qu'après  $kS$  tirages de particules, aucune ne soit de taille supérieure à  $X \mu\text{m}$  est donc :

$$P(X \text{ est max}) = [F(X)]^{kS} \quad (3.5.7)$$

11. Un autre choix de mesure de la taille des particules (e.g. diamètre du cercle circonscrit) pourrait modifier les résultats et faire l'objet d'un approfondissement.

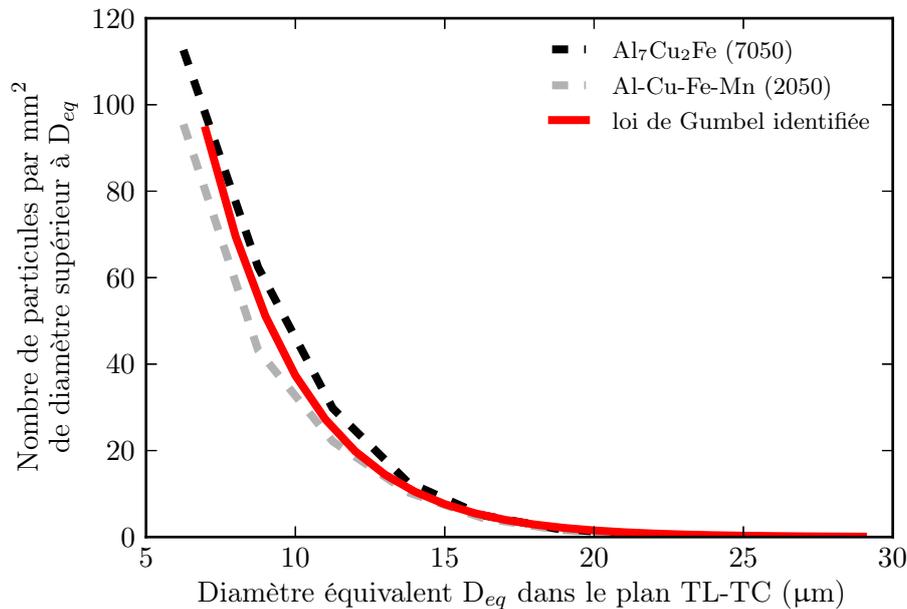


FIGURE 3.19 – Approximation des distributions de particules dans le plan TL-TC des alliages 2050 et 7050 par une loi de Gumbel.

Chercher un intervalle de confiance à 90% revient donc à chercher  $a$  et  $b$  tels que :

$$P(a \text{ est max}) = 0,05 \quad \text{et} \quad P(b \text{ est max}) = 0,95 \quad (3.5.8)$$

Soit, en prenant  $\alpha = 0,05$  ou  $\alpha = 0,95$ , on trouve  $a$  et  $b$  à l'aide de la formule :

$$x = \mu - \beta \ln \left( -\frac{\ln(\alpha)}{kS} \right) \quad (3.5.9)$$

L'intervalle de confiance obtenu par cette méthode permet de dire que l'approche par la moyenne est non-conservative.

### 3.5.3 Prise en compte de la nature de la particule

La prise en compte de la nature de la particule dans ce modèle peut être introduite à deux endroits. Toutes les particules n'étant pas fracturées, il est pertinent de considérer uniquement celles qui le sont lors de l'identification de la distribution de taille. Une telle distribution est facilement obtenue si l'on dispose de la probabilité de rupture des particules en fonction de leur taille.

Dans le cas où les particules ne sont pas fracturées à l'état initial (*e.g.* les Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe du 7050), le modèle doit être étendu en prenant en compte un nombre de cycles à l'amorçage. Dans le cas du 7050, ce nombre de cycles à l'amorçage est identifiable à l'aide des courbes de probabilité relative de rupture (Figure 3.14) :

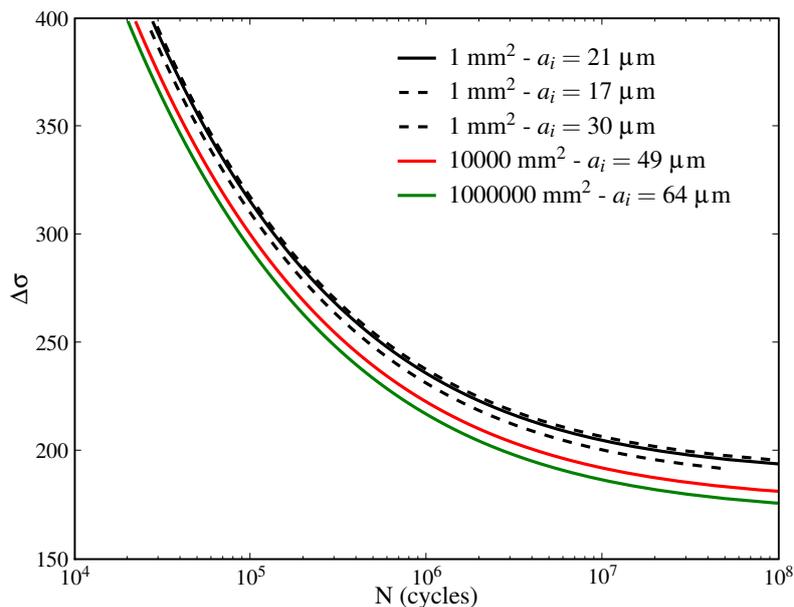


FIGURE 3.20 – Évolution de la durée de vie en fonction de la taille d'éprouvette, c'est-à-dire de la taille de défaut initial, en utilisant la loi de propagation donnée par l'équation 3.5.1, et la distribution des particules dans le plan TL-TC des alliages 2050 et 7050. Les traits pleins correspondent à l'approche par la moyenne, et les traits pointillés aux intervalles de confiance à 90%.

il correspond au nombre de cycles nécessaire pour parcourir la distance entre le diamètre d'un  $\text{Mg}_2\text{Si}$  et d'un  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  avec la même probabilité de rupture.

Certaines analyses complémentaires liées au modèle sont discutés en annexe C. La position de l'amorçage vis-à-vis du coin de l'éprouvette y est abordée, ainsi que la comparaison avec le modèle de limite d'endurance introduit par Murakami (2002), et encore l'effet de fermeture (avec distinction fissure courte et longue).

### 3.6 Points importants

Comme attendu, il est constaté dans ce chapitre que les plus grandes particules cassées sont les plus sujettes à amorcer une fissure dans la matrice, quel que soit l'alliage. Une nouveauté concernant le 7050 a été de quantifier la nocivité des  $\text{Mg}_2\text{Si}$  vis-à-vis des  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  : à distribution de taille égale, il y a cinq fois plus d'amorçage sur  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . Leur nocivité pourrait s'expliquer par leur rupture bien plus fréquente (constatée au chapitre précédent). De même, la nocivité des grandes particules est due d'abord à leur facilité à casser ; puis, parmi les particules cassées, celles de grande taille donnent plus souvent lieu à une amorce, ce qui accentue leur nocivité. En comparaison de ces effets (type et taille de particule), celui de l'orientation

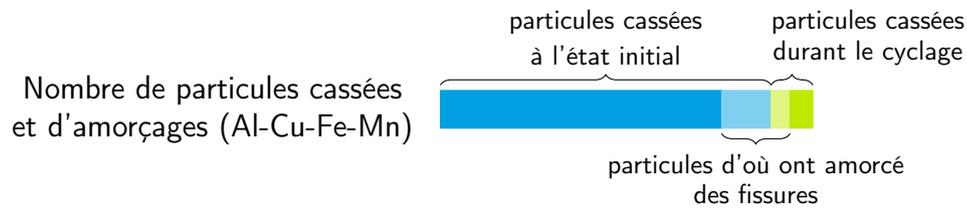
cristallographique de la matrice est de second ordre.

Dans ce chapitre quelques points intuitifs ont été confirmés pour la première fois par l'expérience à l'échelle locale : (i) une particule de taille intermédiaire est plus nocive si elle est cassée à l'état initial; (ii) toutefois, les quelques particules qui cassent durant le chargement cyclique ont plus de chance de donner lieu à une amorce (car les particules cassées à l'état initial et amincies par le polissage sont inoffensives).

La dernière étape – convertir la notion de « nocivité » des grandes particules en une estimation de perte sur la durée de vie – a été l'occasion d'associer une loi de vitesse de propagation à une analyse statistique de la taille du défaut critique. La précision des estimations d'un tel modèle repose sur la qualité de l'identification expérimentale, coûteuse en essais ( $da/dN$  fissures courtes et longues à plusieurs niveaux de contrainte, courbes S-N, distributions de particules).

### ENDOMMAGEMENT DES PARTICULES SITUÉES AU NIVEAU DES AMORCES

- Nombre  $n$  d'amorçages dans la matrice :  $n(2050) > n(7050)$



Endommagement des particules :	Décohésion	Rupture ( $\perp \sigma, \perp L$ )
Mg <sub>2</sub> Si (7050)	✓	✓ (surface rugueuse)
Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe (7050)		✓ (inter-/intranodulaire)
Al-Cu-Fe-Mn (2050)		✓ (intranodulaire)

### EFFETS DE NATURE, TAILLE, FORME ET CRISTALLOGRAPHIE SUR L'AMORÇAGE

- Parmi l'ensemble des particules, le rôle de certains paramètres sur la facilité à amorcer a été étudié (noté « + » s'il y a un effet, « - » sinon) :

Paramètre	Taille	Cristallographie	particule inter-/intragranulaire
Effet	+	-	-

- Parmi les particules cassées, certains effets sont détectés :

Paramètre	Taille	Forme
Al-Cu-Fe-Mn	+	-
Mg <sub>2</sub> Si, Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe		-

- Sur la nocivité relative des Mg<sub>2</sub>Si et Al<sub>7</sub>Cu<sub>2</sub>Fe :

À distribution égale	À probabilité d'amorçage égale
5 fois plus d'amorçage sur Mg <sub>2</sub> Si	diamètre des Mg <sub>2</sub> Si inférieur de 11 $\mu\text{m}$ à celui des Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe

### PRÉVISIONS DU MODÈLE DE DURÉE DE VIE

- Pour une durée de vie  $\sim 100\,000$  cycles à  $R = 0,1$  :  $\sim 20\%$  de gain sur la durée de vie si la particule la plus grande passe de 20  $\mu\text{m}$  à 5  $\mu\text{m}$ .
- Chute d'un facteur 2 de la durée de vie lorsque la surface libre extérieure de l'échantillon passe de 1  $\text{mm}^2$  à 1  $\text{m}^2$ .

# Chapitre 4

## Propagation dans la matrice

Les fissures microstructurellement courtes sont au centre de ce chapitre. Leur taille est de l'ordre de grandeur, ou plus petite, que celle des grains. Ces fissures courtes sont connues pour être fortement influencées par la microstructure, et le nombre de cycles correspondant à leur apparition et aux premiers stades de propagation représente une fraction importante de la durée de vie en fatigue (jusqu'à la majeure partie). L'état de l'art présentera dans un premier temps le rôle de la microstructure sur leur propagation (chemins et vitesses). Dans un second temps, les résultats obtenus sur les alliages 2050-T8 et 7050-T7451 viendront compléter ceux de la littérature.

Le cas des vitesses de propagation a été abordé dans le chapitre précédent sous l'angle des modèles, dans le but d'étudier l'effet de taille des particules sur la durée de vie. Dans cette partie, les vitesses et les chemins de propagation seront abordés d'un point de vue expérimental, en vue d'identifier des mécanismes d'avancée de fissure. Les résultats intègrent à la fois des observations 2D (microscopie, fractographie) et des observations 3D (tomographie).

Deux questions qu'il est légitime de se poser à l'entame d'un tel chapitre sont : (i) est-on capable de comprendre la direction des fissures microstructurellement courtes, (ii) peut-on faire un lien entre mécanismes et vitesses de fissuration. Ces deux questions servent de fil rouge à ce chapitre.

### 4.1 État de l'art

Cet état de l'art se concentre sur les mécanismes de propagation dans les tout premiers grains rencontrés par la fissure. Il est construit autour de trois dualités :

- *grains* – notamment leurs orientations – et *joints de grains*,
- *observations* expérimentales et *modèles*,
- *chemins* de fissuration et *vitesses* de propagation.

Les observations expérimentales pourraient elles-mêmes être décomposées en des observations *de surface* – précises mais incomplètes en volume – et des observations *de volume* avec les faciès de fissuration et la tomographie – complètes mais manquant de précision sur la position du front de fissure ou sur la résolution spatiale.

Derrière les trois points listés précédemment, la *plasticité* se trouve en toile de fond. Les nombreuses observations expérimentales sont cohérentes avec l'idée selon laquelle le glissement sur les différents systèmes cristallographiques explique les mécanismes de fissuration dans les premiers grains. Ceci reste vérifié malgré l'écart qui existe entre un alliage industriel et un cristal pur et parfait.

Dans la suite de ce travail, une fissure sera dite *cristallographique* si sa surface coïncide avec un plan de glissement (plans  $\{111\}$  dans la structure CFC de l'aluminium). Cette notion dépend de l'échelle à laquelle sont effectuées les observations. Ainsi, lorsque l'on décrit la fissure en termes cristallographiques ou non, l'échelle d'observation y sera systématiquement associée – par défaut celle du grain. Lorsqu'un seul plan fortement désorienté traverse un grain, il sera désigné comme un *plan cristallographique de pseudo-stade I*.

### 4.1.1 Chemin de fissuration à l'intérieur d'un grain

Dans les métaux, les chemins de fissuration ont traditionnellement été étudiés à l'aide d'observations de surface ou de fractographies. Avant même la commercialisation du premier microscope électronique à balayage, Forsyth (1961) a proposé un modèle simple pour décrire le chemin de fissuration. L'auteur distinguait deux phases, avec une longueur de transition de l'ordre de quelques centaines de microns : durant le stade I, la fissure croît le long des plans de cisaillement maximum, tandis que durant le stade II, la fissure progresse de façon normale à la direction de sollicitation.

Sans précision supplémentaire, ce premier modèle historique est maintenant trop souvent mis en défaut dans les alliages d'aluminium pour être admis en l'état. En revanche, les termes stade I et stade II sont encore utilisés, en raison d'un glissement de sens, pour désigner respectivement une fissure cristallographique ou non à l'échelle des grains, ou encore distinguer fissures courtes et fissures longues.

Entre temps, le MEB a fait son apparition, facilitant les observations des fractographies : selon les échelles d'observations, les alliages, l'environnement et la sollicitation, il devient possible de distinguer ou non des facettes cristallographiques. Plus récemment, avec le développement de techniques comme le FIB, l'EBSO ou la tomographie synchrotron haute résolution, de nouvelles expériences ont été rendues possibles, améliorant la compréhension des mécanismes.

**Cas des ruptures cristallographiques** Les observations EBSO récentes ne cessent de confirmer que les fissures, lorsqu'elles sont cristallographiques, correspondent effectivement à des décohésions de plans de glissement  $\{111\}$  dans les CFC. Cela est aussi bien vérifié dans les alliages d'aluminium (Zhai et al., 2000; Weiland et al., 2009; Wen et al., 2013) que dans ceux de nickel (Schaeff et al., 2011). Dans la phase  $\alpha$  hexagonale compacte du TA6V, les fissures cristallographiques ont également pu être identifiées sur les plans cristallographiques basaux et prismatiques (Le Biavant et al., 2002). De telles confirmations viennent appuyer les observations

en microscopie à différentes échelles aussi bien dans l'aluminium (Halliday et al., 1999) que dans d'autres CFC comme le cuivre (Vinogradov et al., 1995) ou le nickel (Leverant & Gell, 1975; Aswath, 1994).

Le caractère déterministe de la fissuration de fatigue cristallographique à l'échelle du grain a en outre été constaté par Schaefer et al. (2011) dans un alliage base nickel (Figure 4.1). Les deux amorces identiques ont été réalisées par découpe FIB. Cette vision soulignant la répétabilité du chemin de fissuration dans un grain offre des perspectives aux analyses stochastiques classiques, réalisées à l'échelle supérieure (polycristaux).

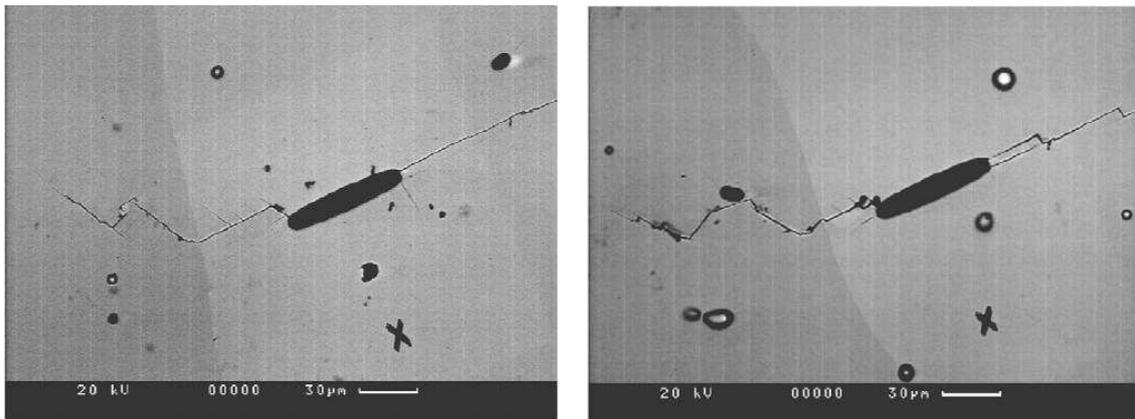


FIGURE 4.1 – Deux fissures similaires amorcent à partir de deux entailles parallèles dans le même grain, et se comportent de la même façon avant et après franchissement du joint de grain. D'après Schaefer et al. (2011).

Si à l'échelle atomique la fissuration est cristallographique car reliée aux dislocations, certains paramètres favorisent l'apparition de faciès cristallographiques aux échelles les plus macroscopiques. Tout d'abord, l'aluminium, avec une énergie de faute d'empilement élevée (autour  $160\text{-}200\text{ mJ/m}^2$ ), a moins de chance de présenter un faciès cristallographique que le cuivre ( $70\text{-}80\text{ mJ/m}^2$ ). Ceci est attribué au fait qu'une forte énergie de faute d'empilement favorise le glissement dévié (Devincre, 2005).

Parmi les alliages d'aluminium, ceux contenant du lithium sont identifiés comme présentant davantage de faciès cristallographiques. Une plus grande planéité du glissement, en partie liée à la précipitation cisailable, en serait la cause. Dans cette idée, l'étude de Kamp et al. (2007) propose un critère permettant de prédire le caractère cristallographique ou non d'une fissure dans des alliages de la série 2xxx, à partir de la connaissance de la distribution de taille de la précipitation.

Pour un même alliage d'aluminium, les essais menés sous vide et ceux menés près du seuil de propagation (Knott, 1986) favorisent également l'apparition de facettes cristallographiques. Enfin, dans les mêmes conditions de sollicitation uniaxiale, certaines orientations cristallographiques sont plus à même de présenter une facette cristallographique (facteur de Schmid élevé, plan géométriquement bien

orienté par rapport au front de fissure). Toujours dans les mêmes conditions de sollicitation, une fissure plus longue augmenterait les interactions liées aux grains adjacents (Halliday et al., 1999) ainsi que le glissement multiple, favorisant les faciès non-cristallographiques.

**Cas des ruptures non-cristallographiques** En ce qui concerne le caractère cristallographique ou non, tout n'est que question d'échelle à laquelle on regarde, et plusieurs systèmes de glissement peuvent être activés à l'échelle microscopique (Figure 4.2).

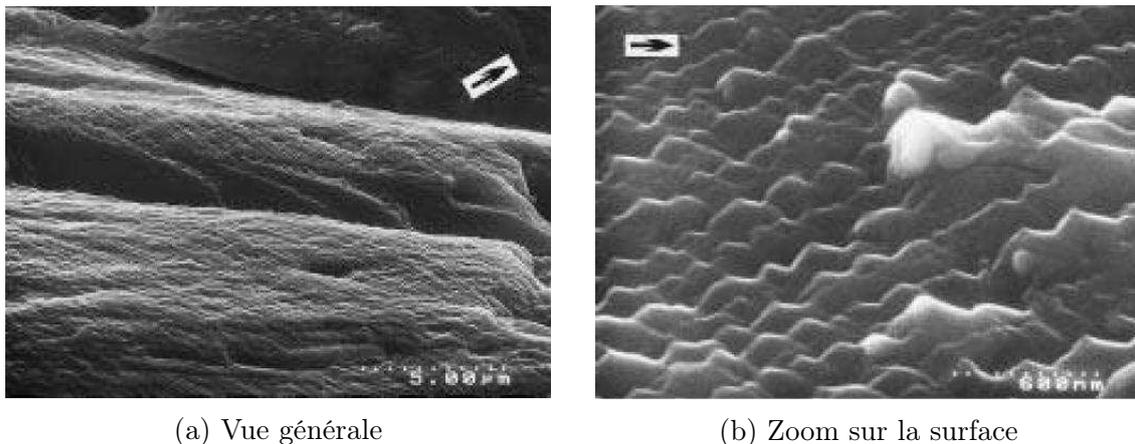
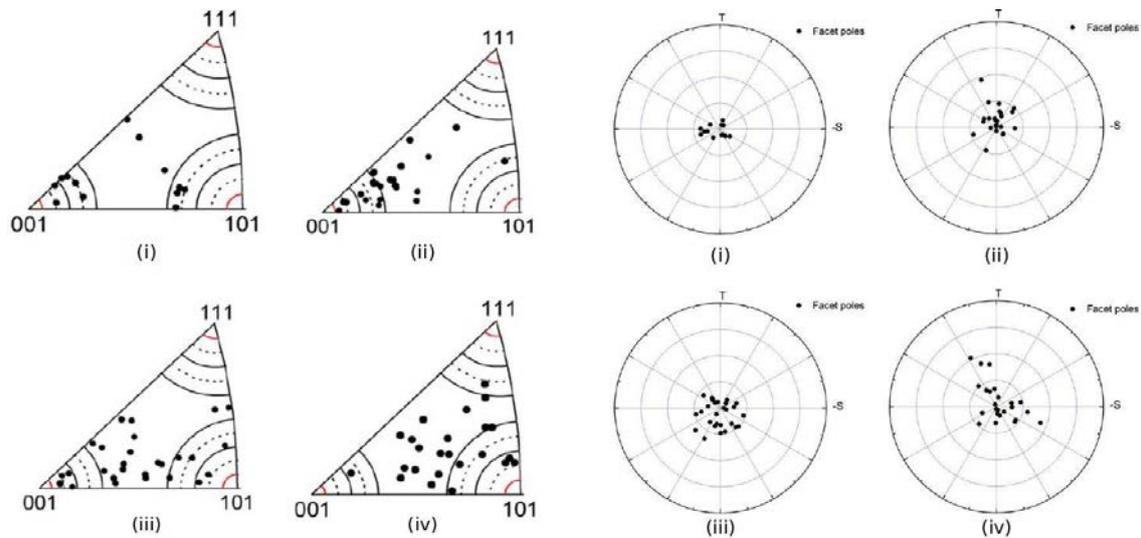


FIGURE 4.2 – Surface de rupture lisse dans du 2024-T351, liée à l'activation de plusieurs systèmes de glissement dans un même grain. D'après Halliday et al. (1999).

Les ruptures non-cristallographiques sont la norme à l'échelle de la taille de la particule d'amorce, soit quelques dizaines de microns (Halliday et al. (1999); Gupta & Agnew (2011)). Plus précisément, dans les conditions de sollicitations étudiées dans cette thèse (air ambiant, durée de vie de 100 000 cycles en fatigue uniaxiale à  $R = 0,1$ ), la littérature rapporte que les faciès non-cristallographiques sont majoritaires.

Afin de trancher avec la distinction stade I/stade II, qui ne reflète pas les mécanismes qu'ils observent dans leurs alliages, Gupta & Agnew (2011) s'intéressent aux fractographies d'éprouvettes en 7075-T751 et 7050-T7451 à l'échelle de l'amorce. En utilisant conjointement l'EBSD en surface, et une méthode stéréo pour obtenir le vecteur normal à des facettes situées dans des grains jouxtant la surface, ces auteurs concluent que les facettes ne sont pas des plans  $\{111\}$  (Figure 4.3a). Ils notent en revanche que les facettes sont alignées avec la direction de traction, d'autant plus que l'air est chaud et humide (Figure 4.3b).

Herbig et al. (2011) et King et al. (2011), lors de travaux sur du titane et du magnésium respectivement, ont étudié de façon similaire la morphologie de deux fissures en volume. En couplant tomographie synchrotron et DCT, ces auteurs ont pu distinguer une alternance entre zones cristallographiques (à l'échelle des grains)



(a) Normales aux faces de rupture vis-à-vis du repère cristallographique.

(b) Normales aux faces de rupture vis-à-vis du repère de la tôle.

FIGURE 4.3 – Figure de pole représentant la normale aux surfaces de rupture, d’après Gupta & Agnew (2011). Matériaux étudiés : (i) 7075-T651, chaud-humide, (ii) 7050-T7451, chaud-humide, (iii) 7075-T651, froid-sec, (iv) 7050-T7451, froid-sec.

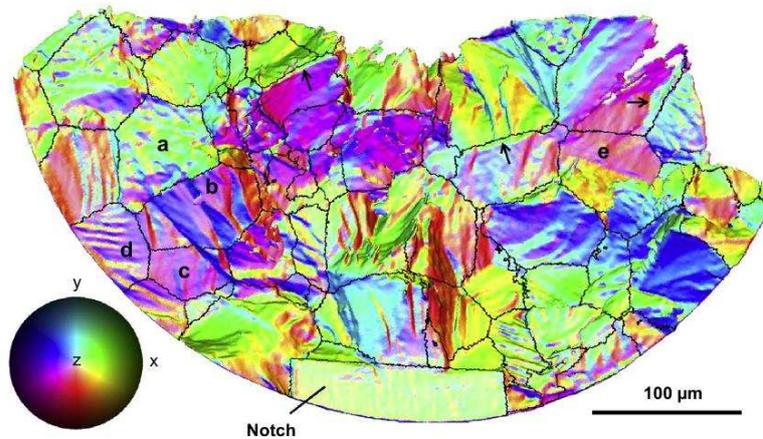
et non-cristallographiques (Figure 4.4). Plus récemment encore, cette méthode a été appliquée à un alliage d’aluminium Al-Mg-Si par Spear (2014).

**Modèles de mécanismes de propagation** Parmi l’ensemble des modèles descriptifs cherchant à expliquer la propagation de fissure, un nombre important se base sur la décohérence de plans de glissement qui intersectent la pointe de fissure (Forsyth, 1961; Düber et al., 2006; Künkler et al., 2008). Cela peut donner lieu à des descriptions 2D cristallographiques ou non (Figure 4.5). Une autre catégorie de modèles fait appel à une notion de zone endommagée en pointe de fissure. Ici également, la cristallographie peut intervenir (Figure 4.6) ou non. Une revue récente est disponible sur le sujet (Christ et al., 2014).

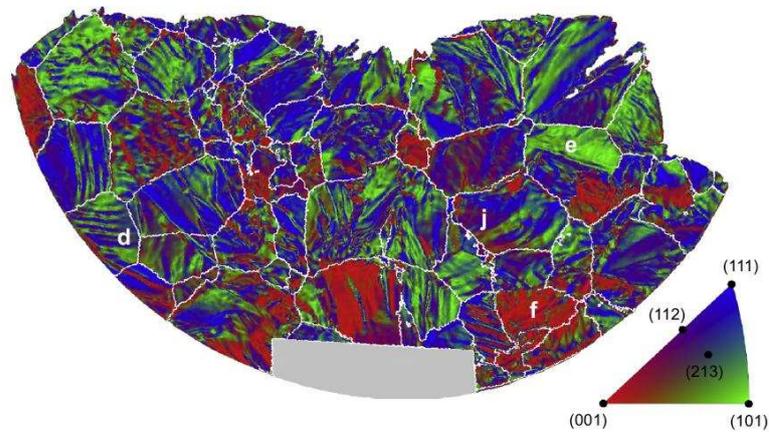
#### 4.1.2 Chemin de fissuration au niveau des joints de grain

Au niveau des joints de grain, la désorientation constitue un obstacle plus ou moins fort à la propagation des dislocations, et donc à l’avancée de fissure. Ce point a été soulevé depuis de nombreuses années (Lankford, 1982; Pineau, 1986), et se matérialise par un changement de direction de la fissure en surface.

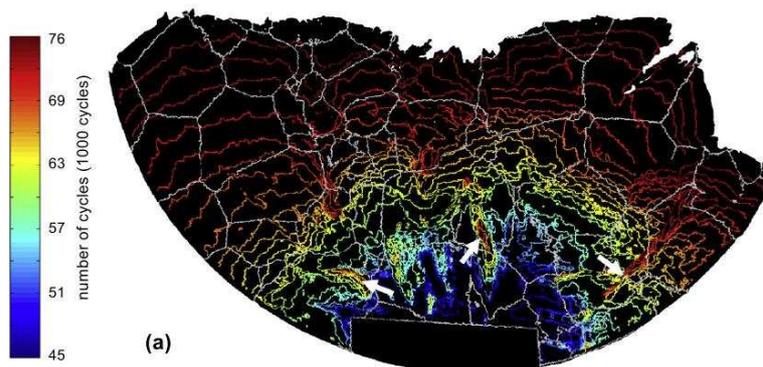
Le modèle actuellement le plus pertinent pour expliquer et prédire les variations de trajectoire en 3D a été proposé par Zhai et al. (2000). Il est cependant uniquement adapté aux cas où la fissuration est cristallographique, comme dans le Al-Li 8090 utilisé dans l’étude originelle.



(a) Orientation locale de la normale à la fissure vis-à-vis de la direction de sollicitation

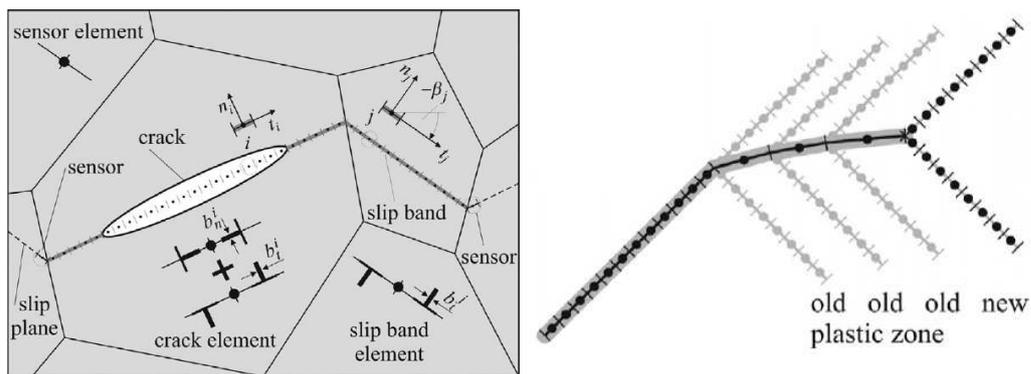


(b) Orientation locale de la normale à la fissure vis-à-vis de la cristallographie du grain traversé.



(c) Position du front de fissure après différentes étapes de propagation.

FIGURE 4.4 – Observation d'une fissure de fatigue dans un alliage de titane par tomographie synchrotron, d'après Herbig (2011).



(a) Propagation suivant les plans de glissement (Künkler et al., 2008). (b) Propagation non-cristallographique (Künkler et al., 2008).

FIGURE 4.5 – Mécanismes de propagation faisant intervenir les dislocations.

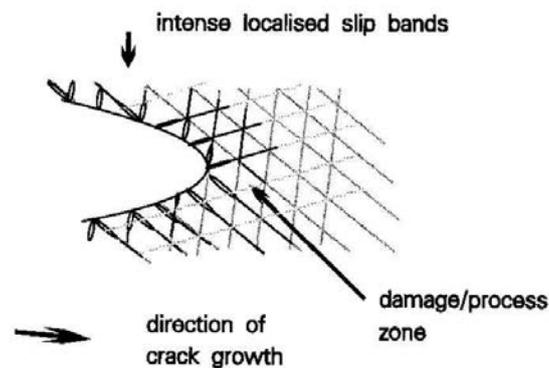


FIGURE 4.6 – Réseau d'endommagement lié aux systèmes de glissement, suivant le modèle proposé par Halliday et al. (1999).

**Le modèle de Zhai et al. (2000)** Une mesure simple de l'écart entre deux orientations cristallographiques est la désorientation. Le calcul de ce paramètre nécessite uniquement la connaissance des angles d'Euler des deux grains, et en aucun cas celle de la position du joint de grain. Or, il est possible d'imaginer que différents agencements atomiques associés aux différentes positions du joint de grain peuvent avoir une influence sur la transmission des dislocations. C'est l'avis de Zhai et al. (2000) qui proposent de définir deux angles pour décrire la désorientation entre deux plans (111) (Figure 4.7a) :

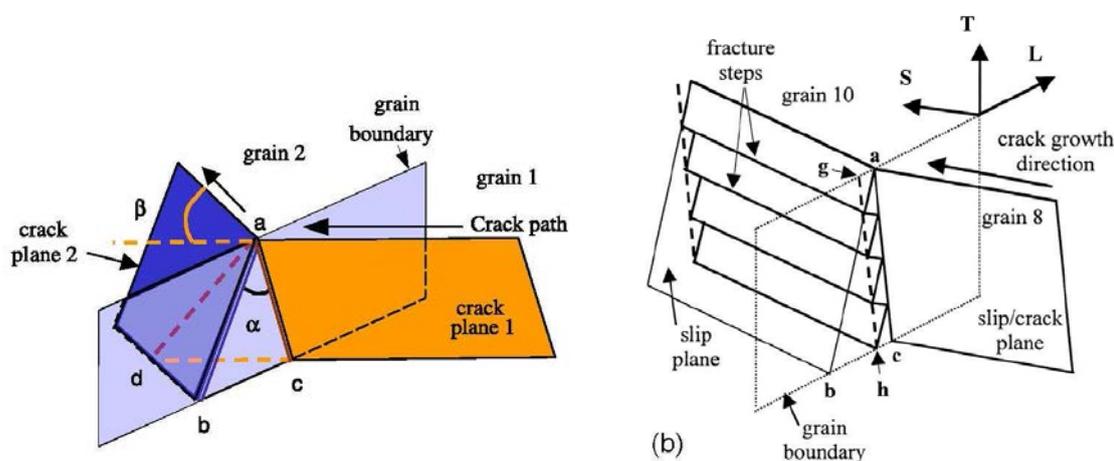
- l'angle de twist ou de déversement,  $\alpha$ , qui correspond à la désorientation de la trace des plans sur le joint de grain,
- l'angle de tilt ou de déviation,  $\beta$ , qui correspond à la désorientation de la trace des plans en surface.

Les angles se calculent à l'aide des formules suivantes :

$$\alpha = \arccos(E \times N_1 \cdot E \times N_2) \quad \beta = \arccos(Z \times N_1 \cdot Z \times N_2)$$

où  $E$ ,  $Z$ ,  $N_1$  et  $N_2$  désignent les vecteurs unitaires normaux au plan du joint de grain, à la surface de l'échantillon, à la normale au plan de glissement de part et d'autre du joint de grain. Dans le cas où il est impossible de déterminer la position du joint de grain, il devient nécessaire de faire une hypothèse sur sa position, par exemple en supposant qu'il est orthogonal à la surface.

Parmi les quatre plans de la famille  $\{111\}$  du second grain, ceux qui présentent un faible angle de déversement  $\alpha$  seraient les plus favorables à la propagation de la fissure au travers du joint de grain. Plus l'angle  $\alpha$  est grand, plus la propagation sur une unique bande de glissement dans le second grain est compliquée : des marches de fractures parallèles en toit d'usine apparaissent ainsi sur les fractographies (Figure 4.7b).



(a) Définition des angles de déversement ( $\alpha$ ) et de déviation ( $\beta$ ), d'après Zhai et al. (2005).

(b) Création de plusieurs marches cristallographiques après franchissement du joint de grain, d'après Zhai et al. (2000).

FIGURE 4.7 – Schémas représentant le franchissement d'un joint de grain en présence d'une forte désorientation de déversement.

**Validation du modèle dans la littérature** Ce modèle a été testé avec succès par d'autres auteurs (Proudhon, 2005; Schaeff et al., 2011; Wen et al., 2013).

Schaeff et al. (2011) ont introduit deux défauts identiques dans un alliage base nickel (à l'aide du FIB) à la même distance de deux joints de grains différents. Les joints de grain ont été choisis *a priori* pour obtenir un angle de déversement faible et un autre élevé. La fissure s'est propagée sur une unique bande de glissement dans le premier cas, et a nécessité l'activation d'un autre système dans le second cas fortement désorienté. Dans ce second cas, de petites marches inférieures à 100 nm sont visibles, témoignant de l'effet de la cristallographie. Les auteurs en concluent que le modèle de Zhai et al. (2000) est qualitativement vrai dans le matériau étudié, mais uniquement à très petite échelle.

Récemment, Wen et al. (2013) ont observé dans du 2024-T351 qu'une fissure avait amorcé plus rapidement d'un côté d'une particule que de l'autre, sans raison apparente en surface. Une découpe FIB leur avait permis de détecter que l'interface particule/matrice était verticale d'un côté, et fortement penchée de l'autre (Figure 4.8). Selon ces auteurs, le modèle de Zhai et al. (2000) leur a permis de justifier cette différence de comportement.

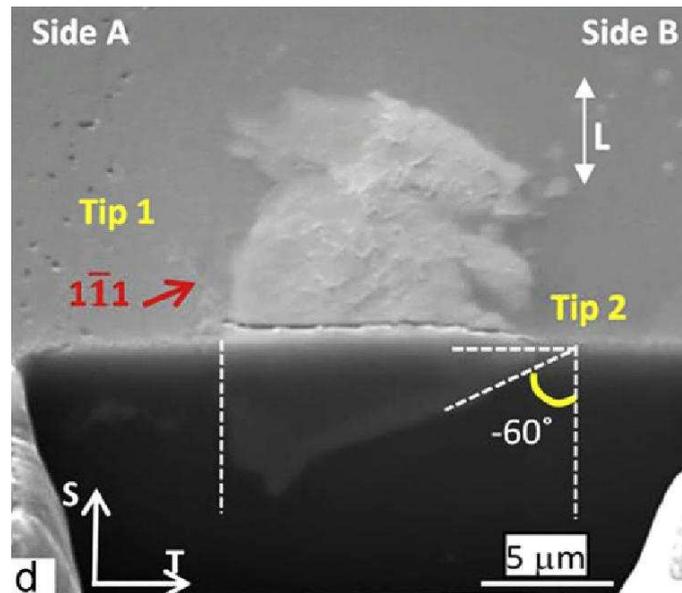


FIGURE 4.8 – Section d'une particule réalisée par découpe FIB. Le côté gauche a amorcé une fissure de fatigue bien avant le côté droit, d'après Wen et al. (2013), dans un alliage 2024-T351.

**Joints de grain et front de fissure** En l'absence de joints de grain, un front de fissure de forme régulière serait attendu. En pratique, dans les polycristaux rencontrés dans la littérature, les fronts de fissure sont irréguliers comme cela est notamment visible en Figures 4.4c et 4.9.

Les observations de Zhai et al. (2000) à ce sujet dans du 8090 montrent que les zones retardées présentent fréquemment de larges angles de déversement (zones A, B et C en Figure 4.9). Cela est qualitativement identifiable par un accroissement du nombre de marches sur le plan de rupture au niveau des joints de grains.

### 4.1.3 Mesures des vitesses de fissuration

**Effet des mécanismes de fissuration sur les vitesses de propagation** Les effets des mécanismes de fissuration ont été étudiés par Petit & Sarrazin-Baudoux (2008). Sous vide, dans un régime dit de stade I où un seul plan de fissuration est présent, la propagation est très rapide. En revanche, un faciès de stade II (fissure

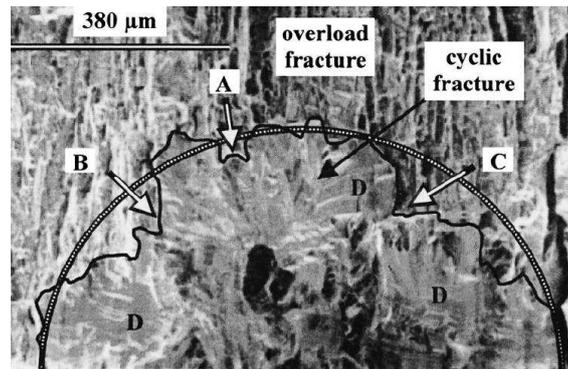


FIGURE 4.9 – Front de fissure dans un alliage Al-Li 8090 ( $3 \cdot 10^6$  cycles). Les zones avec déversement résistent davantage à la propagation de fissure (Zhai et al., 2000).

non-cristallographique) est corrélé avec un ralentissement d'environ un ordre de grandeur. Enfin, les vitesses minimales (encore un ordre de grandeur inférieur) sont corrélées avec un régime de pseudo stade I (cristallographique en zig-zag). La lenteur de la fissuration pseudo stade I est en partie attribuée à la fermeture de fissure qui résulte de sa rugosité.

D'un point de vue mécanique, l'effet de la rugosité de la fissure a donné lieu à diverses études. L'étude de Suresh (1985) peut notamment être évoquée. Elle distingue l'effet de la désorientation (i) sur le facteur d'intensité des contraintes (dépendance en  $\cos^3(\Theta/2)$ , où  $\Theta$  représente l'angle de déviation), (ii) et l'effet lié à la fermeture de fissure.

**Joints de grains et vitesses** Le ralentissement des fissures à l'approche des joints de grain est bien connu (Pineau, 1986; Marx et al., 2006). Pour autant, l'effet du ralentissement sur la durée de vie est moins aisé à quantifier. Il est habituellement expliqué par la difficulté des dislocations à franchir un joint entre deux grains désorientés. Certaines études pointent également le rôle que pourrait jouer l'anisotropie élastique, en particulier dans le cas de joints  $\Sigma 3$  (Neumann & Tönnessen, 1987; Richeton et al., 2015). Dans leur étude, Marx et al. (2006) observent dans du nickel un ralentissement clair à l'approche d'un joint de grain avec désorientation, et une accélération aussitôt le joint franchi (Figure 4.10). Une forte désorientation comme celle observée par les auteurs a été estimée apporter un gain de 20% à 25% sur la durée de vie (30 000 cycles gagnés sur 150 000 cycles).

Schaef et al. (2011) ont poursuivi l'étude, et constaté que l'ensemble des fissures de plus de  $60 \mu\text{m}$  ont propagé à travers les joints de grain ; seules les plus courtes ont une chance de s'y arrêter. Les fissures qui ont propagé ont toutes subi un ralentissement à l'approche des joints de grains. Ce retard s'accompagne, aussitôt le joint franchi, d'un saut de vitesse d'un facteur 1,4 à 2. Il y a donc soit arrêt complet, soit ralentissement d'un facteur 2 maximum à l'approche du joint. Après tomographie FIB, les auteurs confirment qu'un joint de grain bien orienté (angle  $\alpha$  de déversement faible) entraîne un ralentissement moins marqué.

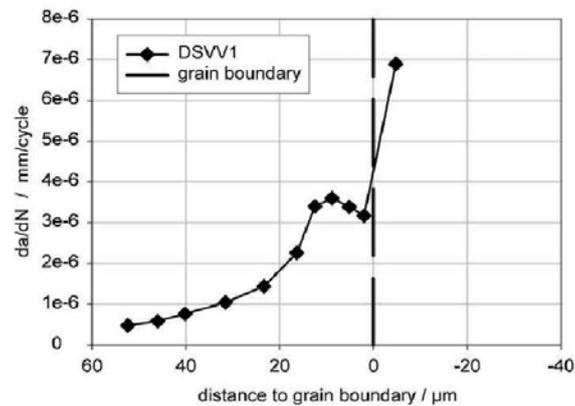


FIGURE 4.10 – Ralentissement d’une fissure cristallographique dans un alliage base nickel à l’approche du premier joint de grain, d’après Marx et al. (2006).

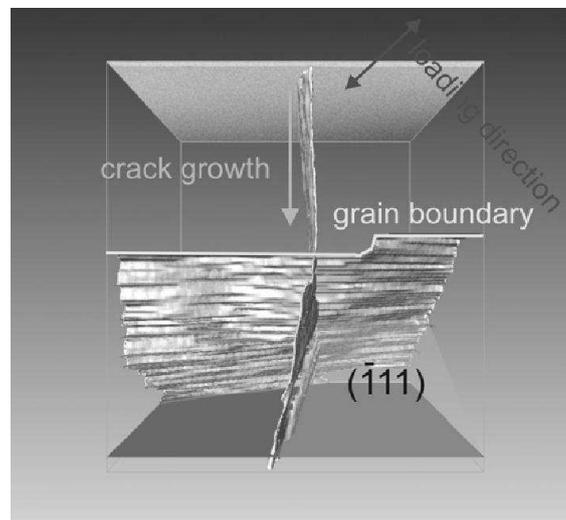


FIGURE 4.11 – Visualisation du franchissement de joint de grain par la fissure avec un mécanisme de déviation, après tomographie FIB réalisée par Schaefer et al. (2011).

**Vitesses tridimensionnelles** Les mesures de vitesses précédentes ont été effectuées en surface des éprouvettes. Afin d’obtenir des vitesses de front de fissure en 3D, une première option est d’utiliser une technique de marquage de front, puis d’observer les fractographies. La seconde option, plus prometteuse (mesure réellement 3D, méthode non-destructive), consiste à faire des mesures de tomographie in-situ. Les tout premières études de ce type ont utilisé les projections 2D d’images 3D pour détecter à la main les fronts de fissure (Herbig, 2011; King et al., 2011). Plus récemment, Spear (2014) a couplé les observations de fractographie (coordonnées  $(x,y)$  du front de fissure obtenues par détection manuelle des lignes marquées) et de tomographie (pour obtenir  $z$ ) : ils comparent alors les vitesses radiales projetées avec les vitesses 3D. Ces deux méthodes restent encore non-automatisées : aucun algorithme de détection 3D du front de fissure n’existe, ce qui réduit le nombre de

fissures observables et limite la portée statistique des observations.

#### 4.1.4 Modèles de vitesses de fissuration

Les modèles de vitesses de fissuration tenant compte de la microstructure locale, notamment des joints de grains, sont nombreux. Sans entrer dans le détail, peuvent être évoquées (i) les techniques de dynamique des dislocations discrètes (DDD) (Verdier et al., 1998; Doquet, 1999; Deshpande et al., 2002), (ii) les modèles basés sur l'ouverture en pointe de fissure (CTOD) comme ceux de Navarro & de los Rios (1988) ou les nombreux travaux de McDowell, et (iii) les modèles plus phénoménologiques en  $\Delta K$  (Chan & Lankford, 1983).

#### 4.1.5 Bilan de l'état de l'art

Les connaissances apportées par la littérature sur le comportement (chemin, vitesse) des fissures de fatigue dans les tout premiers grains sont inégales. Le rôle de l'orientation des grains est assez bien compris dans alliages base nickel : fissures cristallographiques, effets des joints de grains sur la vitesse et la direction. Il n'en est pas de même dans les alliages d'aluminium où les fissures sont le plus souvent non-cristallographiques. Parallèlement, si les mesures de vitesse en surface sont monnaie courante, les mesures 3D n'en sont qu'à leurs débuts avec la tomographie. Les mesures 3D offrent la perspective de corrélérer les mécanismes de fissuration avec les vitesses de propagation, de façon moins équivoque que ce qui peut être réalisé avec les techniques de marquage (lesquelles ne permettent pas de détecter d'éventuels branchements, ou affectent la mesure – *e.g.* surcharge).

La suite du chapitre étudiera en premier lieu les fractographies, et les vitesses de propagation en surface. En second lieu, une classification des chemins de fissuration observés en surface du 2050 dans les premiers grains sera faite. En dernier lieu, des fissures des deux matériaux seront analysées en détail, en tirant partie des données 3D de tomographie.

## 4.2 Faciès de fissuration, vus sur des fractographies

Au-delà de la compréhension des mécanismes, l'un des objectifs de ce chapitre et des suivants est d'expliquer la différence de vitesse de propagation qui est constatée entre les deux alliages 2050-T8 et 7050-T7451 (Daniélou et al., 2012). Dans cette étude, les fissures sont d'abord étudiées sous l'angle des fractographies, en commençant par un examen à l'échelle de l'amorce, puis en se plaçant à une échelle moins locale.

### 4.2.1 Morphologie des surfaces de rupture près de l'amorce

L'observation des faciès à proximité des amorces permet de distinguer différentes morphologies de surfaces de fissures (Figure 4.12), dont une classification est ici proposée :

1. sable mouillé : faces lisses non-cristallographiques qui s'étendent sur des surfaces de l'ordre de celles d'un grain ;
2. surface veinée : faces peu rugueuses avec de légères veines qui ont pour point de convergence le lieu de l'amorce ; ces veines laissent penser à un léger effet de la cristallographie ;
3. marches d'escalier : zones avec relief de type cristallographique qui apparaissent après le premier joint de grain franchi ;
4. sable sec : zones chahutées non-cristallographiques.

Sur les micrographies (Figure 4.12), la tôle de 2050 semble présenter un aspect général plus chahuté que celle de 7050. Toutefois, à ce stade, l'aspect plus rugueux des faces du 2050 n'est pas systématique. Dans les deux alliages il est possible de remarquer le net changement de mécanisme qui apparaît lors du passage de ce qui est assimilé à des joints de grains. Le faciès davantage lisse du début cède alors la place à des mécanismes plus cristallographiques et mouvementés (surface veinée, relief cristallographique, zone chahutée). Les reliefs cristallographiques qui naissent des joints de grains peuvent présenter un mécanisme proche de celui évoqué par Zhai et al. (2005). Bien que ce mécanisme apparaisse de façon occasionnelle, il ne semble pas constituer un mécanisme prépondérant aux grandissements auxquels ont été faites les observations.

### 4.2.2 Morphologie des surfaces de rupture après plusieurs dizaines de microns de propagation

Au-delà des premières dizaines de microns, et pendant quelques centaines de microns (avant de distinguer les stries de fatigue), les faces lisses et veinées semblent majoritaires dans le 7050, bien que sur certaines fractographies des faciès rugueux puissent également être observés (Figure 4.13, bas). Au contraire, la fissuration dans le 2050 paraît majoritairement rugueuse (Figure 4.13, haut).

Les mesures de rugosité faites sur des surfaces similaires (1,2 mm × 1,2 mm, résolution verticale 20 nm, horizontale 2 μm) d'une fractographie de 2050 et d'une fractographie de 7050 ne montrent toutefois aucune différence (Tableau 4.1). S'il n'est pas possible de tirer des conclusions à partir de mesures uniques, il ne semble toutefois *pas* que les paramètres de rugosité  $R_a$  et  $R_q$ , tels que définis ici, permettent de rendre compte de la différence qualitative qui existe entre les fractographies des alliages 2050 et 7050.

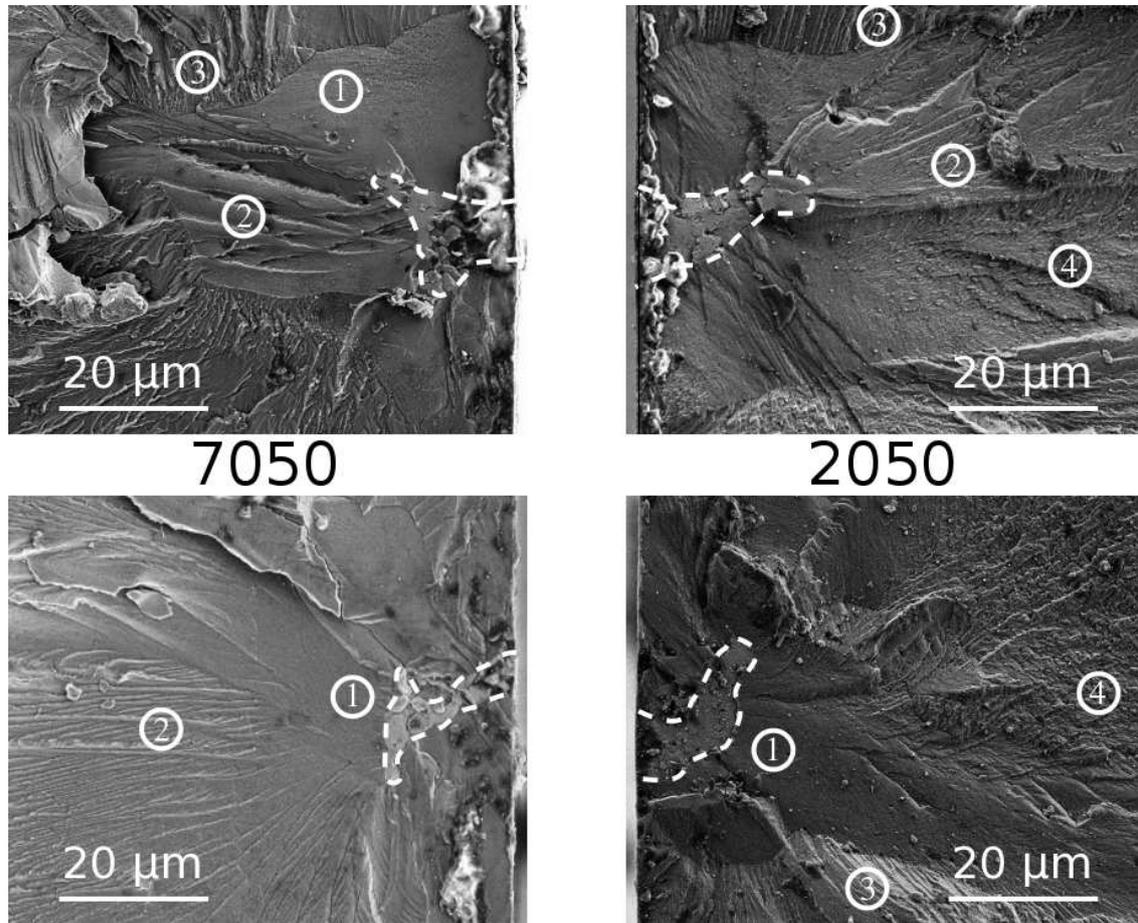


FIGURE 4.12 – Observation en MEB-SE (5 kV) de faciès de rupture à proximité de deux amorces sur particules au cuivre dans le 7050 (gauche) et dans le 2050 (droite). Champ de 70  $\mu\text{m}$ . Les quatre types de morphologies (1. sable mouillé, 2. surface veinée, 3. marches d'escalier, 4. sable sec) sont indiqués par leurs numéros. Les particules à l'origine de l'amorce sont entourées d'un trait pointillé.

Paramètre	Formule	2050	7050
$R_a$	$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n  z - z_m $	29 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$
$R_q$	$\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (z - z_m)^2}$	37 $\mu\text{m}$	37 $\mu\text{m}$
$R_t$	$z_{max} - z_{min}$	240 $\mu\text{m}$	354 $\mu\text{m}$

Tableau 4.1 – Valeurs de rugosité mesurées sur une zone de 1,2 mm  $\times$  1,2 mm autour de la zone d'amorçage. Le pas latéral entre deux pointés de mesure est de 2  $\mu\text{m}$ , et la résolution verticale de 20 nm.

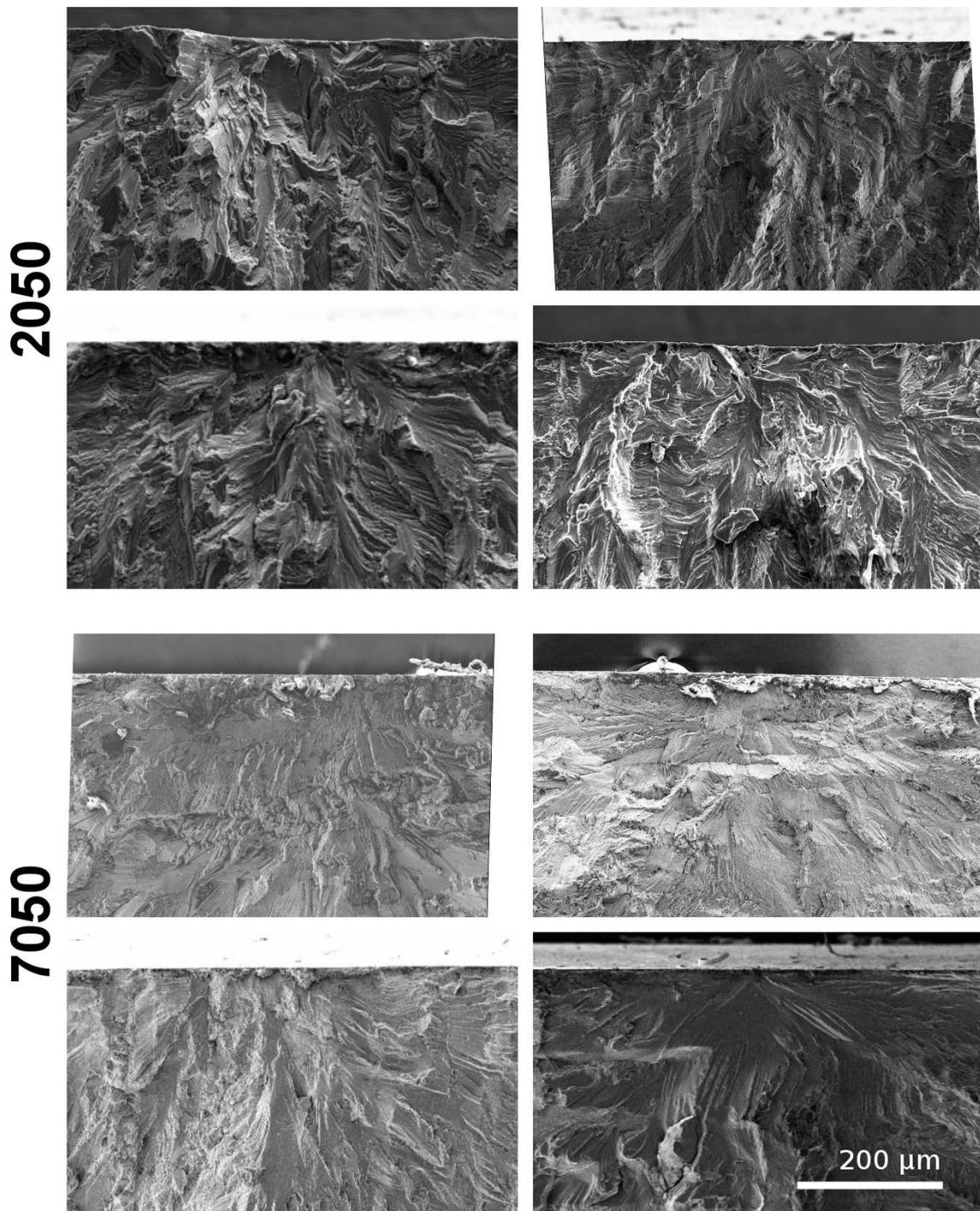


FIGURE 4.13 – Observation en MEB-SE (5 kV) de faciès de rupture à proximité de quatre amorfes sur particules dans le 7050 (haut) et dans le 2050 (bas). Sur les champs de 500  $\mu\text{m}$  présentés, les faciès paraissent davantage rugueux dans le 2050 que dans le 7050, entraînant potentiellement plus de fermeture de fissure.

Les différences de rugosité entre les deux matériaux ne semblent pas assez marquées pour qu'il soit aisé de conclure à un effet sur la différence des vitesses (en tout cas si on se contente des scalaires mesurés). Une étude bien plus détaillée et statistique serait nécessaire pour aborder ce point.

## 4.3 Vitesses de fissuration, vues de la surface

### 4.3.1 Méthode de mesure des vitesses de fissuration

Les vitesses de fissuration ont été obtenues à la fois sur des éprouvettes de petite taille (XS), et des éprouvettes de moyenne taille (XL). Celles-ci ont été sollicitées pendant un nombre de cycles fixé, puis démontées et observées à l'aide d'un microscope optique à des grossissements compris entre  $\times 200$  et  $\times 500$ , avant d'être à nouveau cyclées.

Dans cette partie, nous appelons *longueur de fissure* la longueur observée en surface, projetée orthogonalement par rapport à la direction de sollicitation. La vitesse  $v$  de fissuration est mesurée au point central entre deux mesures (Figure 4.14) :

$$v_{milieu} = \frac{L_m - L_n}{m - n}$$

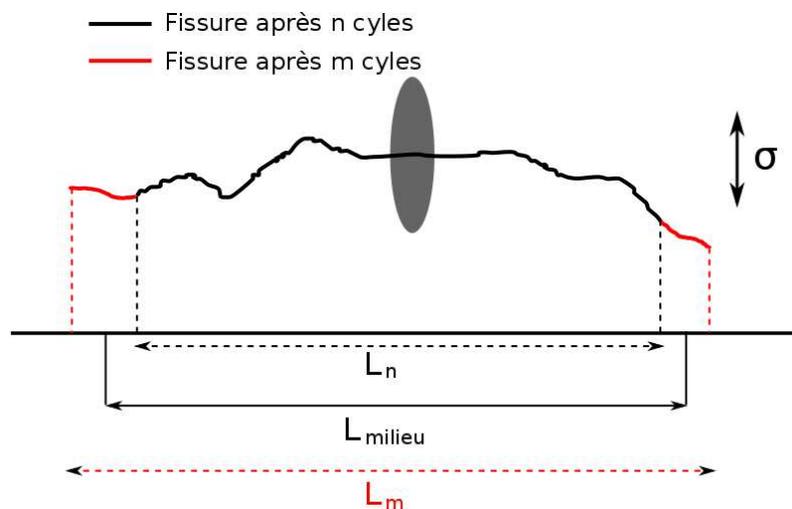


FIGURE 4.14 – Définition et méthode de calcul de la longueur de fissure et de la vitesse de fissuration.

La vitesse de propagation est assimilable à une dérivée de la longueur, et accentue donc les incertitudes de mesure. Afin de limiter ces incertitudes indésirables, la longueur des fissures sera préférée à leur vitesse : les cycles seront comptés à partir d'une même longueur de référence  $l_{ref}$  (paramètre qui pourra varier) pour toutes les fissures, et non à partir du début de l'expérience. Les mesures expérimentales

n'étant pas faites à  $l_{ref}$  précisément, le nombre de cycles associés à  $l_{ref}$  est obtenu par interpolation linéaire entre les deux mesures les plus proches.

Dans toute cette étude, aucune correction liée à la position des fissures dans les éprouvettes n'a été effectuée. Toutefois la distinction entre les *fissures de surface* et les *fissures de coin* est prise en compte en raison des grandes variations qui en résultent sur les vitesses de propagation.

### 4.3.2 Vitesse des fissures sur éprouvettes XS (à partir de 30 $\mu\text{m}$ )

Lors de l'analyse des durées de vie sur éprouvettes XL, il a été observé qu'une différence de 30 MPa amène à des durées de vie similaires entre les deux alliages. La même différence est donc appliquée sur les éprouvettes XS (chargées respectivement à 330 MPa dans le 2050 et 300 MPa dans le 7050).

Pour un tel niveau de chargement, toutes les fissures observées sont propageantes ; aucun arrêt de fissure n'a été constaté à des joints de grains. En analysant les vitesses de fissuration dans les éprouvettes XS, il est constaté que les vitesses de propagation dans les alliages 2050 et 7050 sont semblables en-dessous de 70  $\mu\text{m}$  environ : en raison de la différence de chargement appliqué, le 2050 est donc plus performant. De plus, le 2050 creuse l'écart au-delà de 70 microns environ (Figure 4.15), en présentant des vitesses moyennes plus faibles. Une éventuelle corrélation avec les surfaces observées en fractographie (faciès comparables près de l'amorce pour les deux alliages ; faciès plus rugueux pour le 2050 au-delà) nécessiterait davantage de mesures et d'observations.

### 4.3.3 Analyse des différences de vitesses liées à la microstructure locale

À partir des mêmes données que celles utilisées dans le paragraphe précédent, obtenues sur éprouvettes XS, il a été possible de comparer les vitesses de propagation à chaque pointe d'une même fissure de surface. Comparer les vitesses de propagation aux deux extrémités d'une même fissure permet de s'assurer que le chargement macroscopique est identique. Ainsi, les différences peuvent uniquement être attribuées à une différence de microstructure, ou de géométrie locale.

En l'absence d'effet de la microstructure, un rapport  $D = V_{max}/V_{min} \approx 1$  est attendu, où  $V_{max}$  et  $V_{min}$  désignent respectivement les vitesses de la fissure au niveau de la pointe la plus rapide et la plus lente. A contrario, un rapport élevé traduit un fort effet de la microstructure (orientation cristallographique, taille de grain, position des joints de grain, géométrie de la fissure).

Dans les deux matériaux étudiés, la comparaison de ces vitesses de propagation a permis de mettre en évidence une variabilité du simple au double des vitesses (Figure 4.16). Ces variations sont du même ordre de grandeur que celles observées

par Schaefer et al. (2011) sur un alliage base nickel ayant un trajet de fissuration très cristallographique.

Prenons en exemple deux fissures issues de la même éprouvette de 7050, l'une de ratio élevé ( $D \sim 3$ ), l'autre de ratio proche de 1 (Figure 4.17a et 4.17b). Dans le cas du ratio proche de 1, il est constaté que la fissure se propage toujours dans le premier grain des deux côtés (Figure 4.17) : la vitesse de croissance identique est donc attendue. Dans le cas où les deux vitesses très différentes ont été observées, la fissure est toujours dans le premier grain à gauche, mais se trouve dans un second grain à droite lorsque les mesures sont effectuées. Les valeurs de facteurs de Schmid (Tableau 4.2) ne permettent pas d'expliquer la différence de vitesse de croissance entre les deux côtés de la fissure. En revanche, le chemin de la fissure se complique significativement dans le second grain, et il est probable que ce point soit corrélé à la différence de vitesse de propagation. Ainsi les différences de vitesses ne peuvent pas être expliquées en surface, et il sera nécessaire de recourir à des observations 3D (partie 4.5.2).

Fissure/grain	facteur de Schmid principal	second facteur de Schmid	$\frac{da}{dN}$ ( $\mu\text{m}/\text{kcycle}$ )
No 2 : gauche (mauve)	0,49	0,43	11,1
No 2 : droit (bleu)	0,48	0,40	3,5
No 7 : unique (vert)	0,43	0,38	6,5

Tableau 4.2 – Cristallographie des grains traversés par les fissures numéro 2 et 7 (voir Figure 4.17).

#### 4.3.4 Vitesse des fissures sur éprouvettes XL

L'analyse sur éprouvettes XL a été menée pour des durées de vie comparables dans les deux matériaux, comprises entre 60 000 et 80 000 cycles. L'analyse des fissures de surface et de coin (Figure 4.18) montre que, à durée de vie fixée, la propagation est plus rapide dans l'alliage 7050 que dans l'alliage 2050. En termes quantitatifs, les fissures de 300  $\mu\text{m}$  grandissent environ 1,7 fois plus vite dans le 7050 que dans le 2050. Cette différence de vitesse entre les deux alliages peut être alternativement visualisée sur un graphe  $\frac{da}{dN} = f(a)$  (Figure 4.19). La signification est la suivante : *Pour une durée de vie similaire autour de 70 000 cycles, l'amorçage a lieu plus tôt ou est de plus grande taille dans le 2050 que dans le 7050.* Pour prendre une image, si la tortue (le 2050) arrive au but (rupture) en même temps que le lièvre (le 7050), c'est qu'elle est soit (i) partie avant, (ii) soit partie de plus près.

Les différences de vitesses observées entre fissures de surface et de coin sont par ailleurs cohérentes avec la valeur théorique de 1,75 (en prenant respectivement  $Y = 2/\pi = 0,64$  pour la surface, et  $Y = 1,12$  pour le coin, lors du calcul de  $\Delta K$ ).

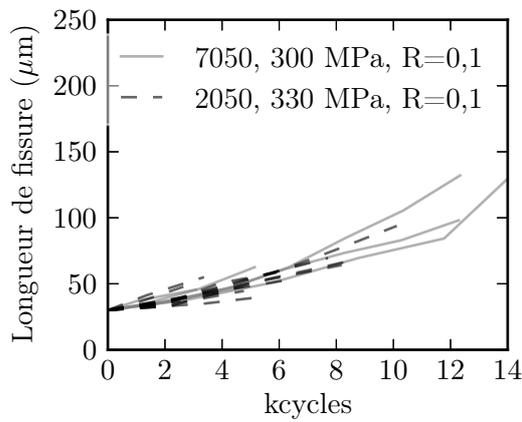
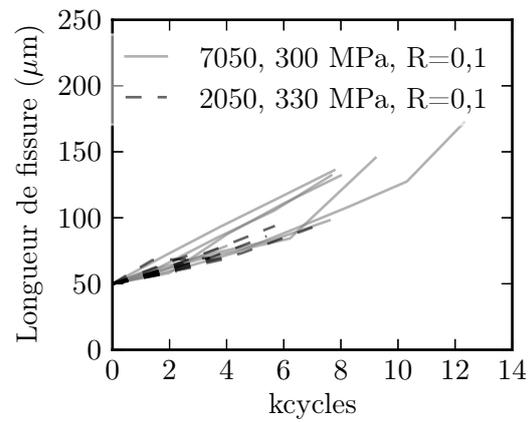
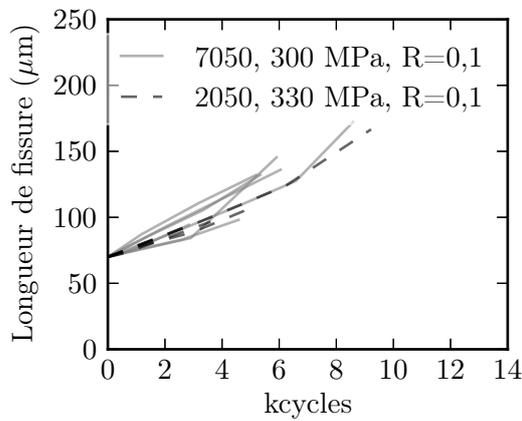
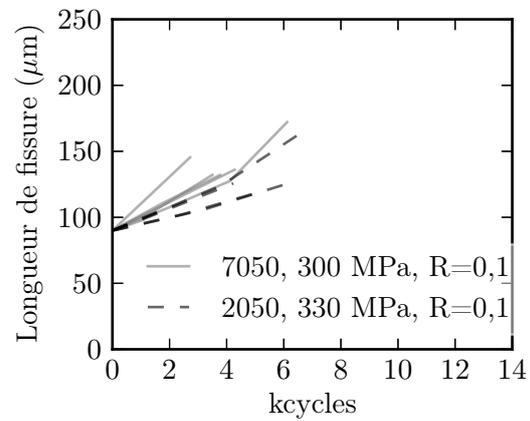
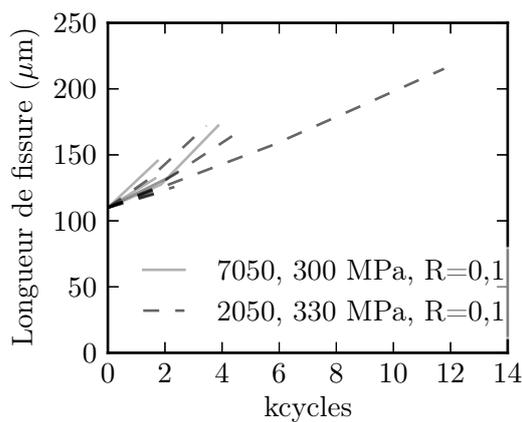
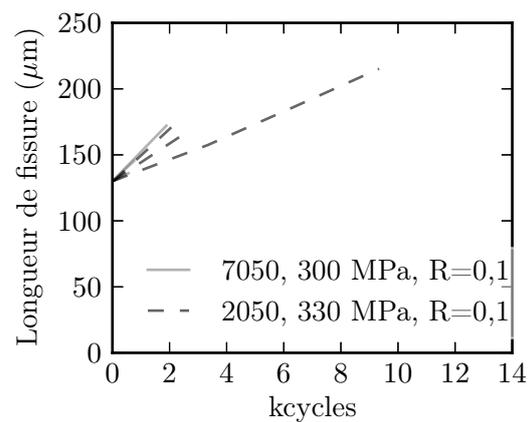
(a) Fissures à partir de  $l_{ref} = 30 \mu\text{m}$ (b) Fissures à partir de  $l_{ref} = 50 \mu\text{m}$ (c) Fissures à partir de  $l_{ref} = 70 \mu\text{m}$ (d) Fissures à partir de  $l_{ref} = 90 \mu\text{m}$ (e) Fissures à partir de  $l_{ref} = 110 \mu\text{m}$ (f) Fissures à partir de  $l_{ref} = 130 \mu\text{m}$ 

FIGURE 4.15 – Propagation des fissures dans les éprouvettes XS de 2050 et 7050.

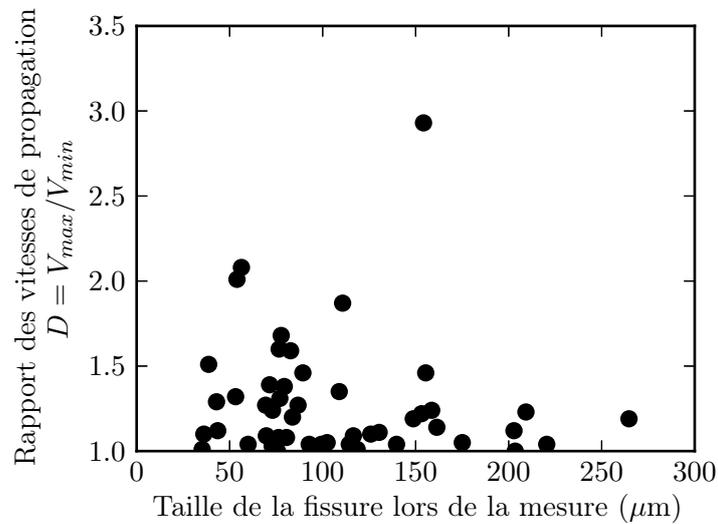
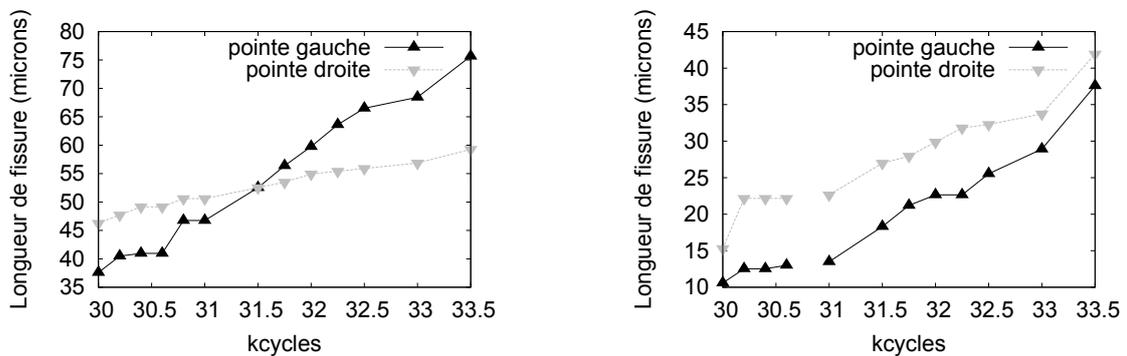
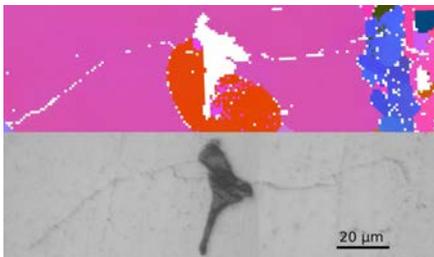


FIGURE 4.16 – Rapport des vitesses  $D = V_{max}/V_{min}$  entre les deux extrémités d'une même fissure.

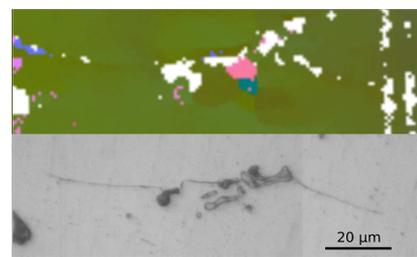


(a) Vitesse de la fissure 2

(b) Vitesse de la fissure 7



(c) Fissure 2 : images EBSD et optique



(d) Fissure 7 : images EBSD et optique

FIGURE 4.17 – a) et b) Évolution de la taille des fissures 2 et 7 observées dans l'alliage 7050. c) et d) Microstructure traversée par ces fissures.

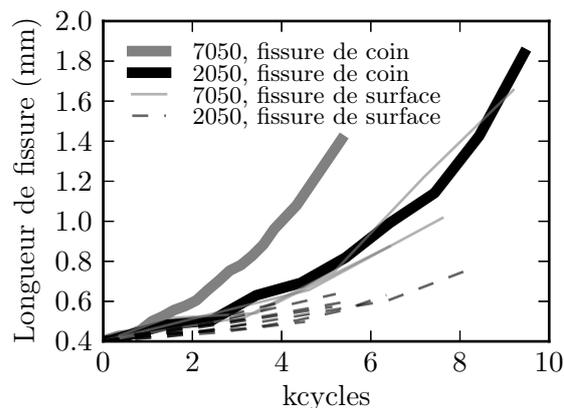


FIGURE 4.18 – Propagation des fissures en coin et en surface mesurée dans des éprouvettes XL de 2050 et 7050. Fissures à partir de  $l_{ref} = 400 \mu\text{m}$ .

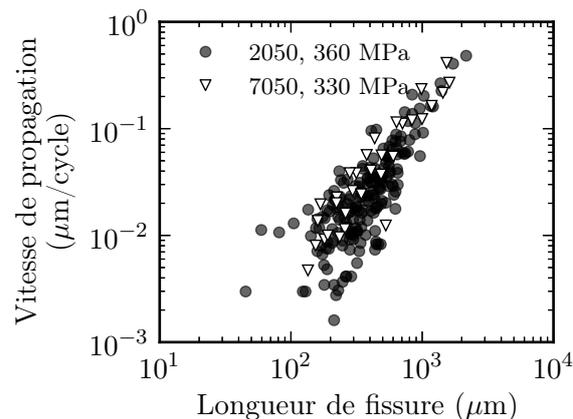


FIGURE 4.19 – Vitesse de propagation en fonction de la longueur des fissures de surface dans les éprouvettes XL des alliages en 2050 et 7050, à durée de vie fixée.

## 4.4 Chemins de fissuration, vus en surface

La revue de la littérature a montré à quel point les chemins de fissuration sont complexes dans les alliages étudiés : dans le cas d'une propagation intragranulaire, la fissuration peut prendre des directions plus ou moins cristallographiques. Le comportement des fissures avant qu'elles n'aient franchi le premier joint de grain constitue le cœur de cette partie. Ce point sera discuté après l'analyse d'un effet de pré-amorçage, ou rattrapage.

### 4.4.1 Effet de rattrapage lié à la forme 3D des particules

À l'échelle des particules, les observations de surface au MEB montrent que certaines fissures semblent s'arrêter après quelques microns (Figure 4.20). Ce phénomène de fissure très courtes non-propageantes est relié à la morphologie 3D des particules : lorsque la surface affleurante d'une particule est faible comparé à son volume, ou qu'un pore est présent sous la surface, le ligament situé entre une particule cassée et la surface est plus faible, et rompra donc avec facilité (Figure 4.21).

Dans les cas étudiés, cela a été mis en évidence en comparant des images MEB obtenues avec des tensions respectives de 5 kV et 20 kV. Une plus grande tension d'accélération dans le MEB induit une pénétration des électrons plus importantes dans l'échantillon. Ainsi, l'image à 5 kV permet d'observer la surface de l'échantillon, tandis que l'image à 20 kV permet d'obtenir des informations sur une faible profondeur, de l'ordre de 1 à 2 microns (poires d'interaction électrons/matière mesurée par Ma et al. (2011)).

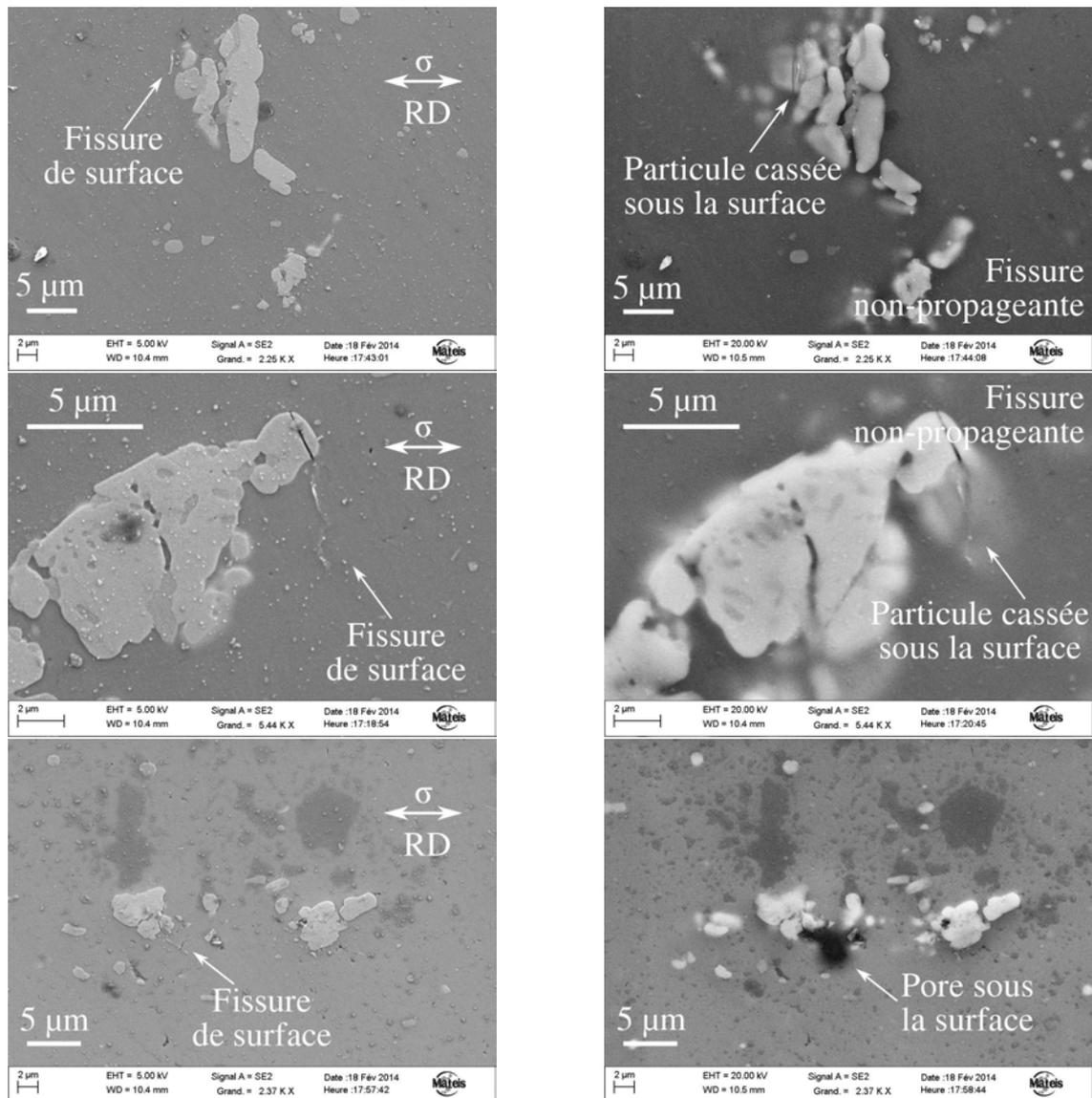


FIGURE 4.20 – Observations MEB (5 kV, à gauche) de fissures très courtes non-propageantes sont liées à la présence de défauts sous la surface (particules cassées ou pores observés à 20 kV, à droite). Alliage 2050.

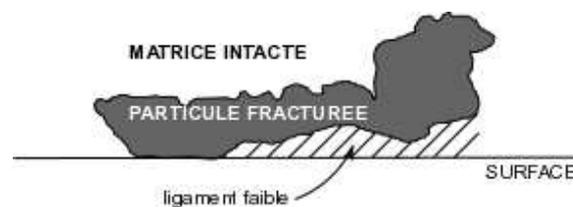


FIGURE 4.21 – Schéma représentant une particule dans le plan de rupture. Une fois cassé, le ligament faible (surface hachurée) peut être confondu en surface avec une véritable amorce.

### 4.4.2 Chemin des fissures à proximité de l'amorçage

Dans le premier grain où se propage la fissure, des traces de glissement microscopiques sur des plans  $\{111\}$  sont souvent observées, bien qu'elles ne correspondent pas nécessairement au chemin de la fissure à l'échelle du grain. Deux mécanismes distincts ont été observés dans le 2050 :

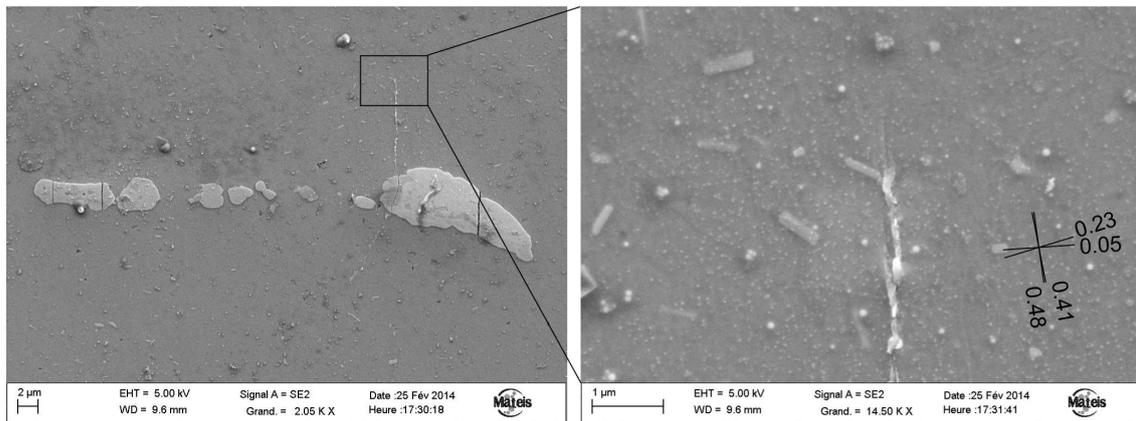
- fissuration sur un unique plan de glissement aisément identifiable (habituellement sur celui possédant le facteur de Schmid le plus élevé),
- fissuration impliquant plusieurs plans de glissement, non nécessairement visibles.

Le passage d'un mécanisme à l'autre ne peut pas être compris sans avoir recours aux éléments finis. En attendant que l'explication soit donnée dans le chapitre 6, chacun des deux mécanismes sera analysé et discuté indépendamment.

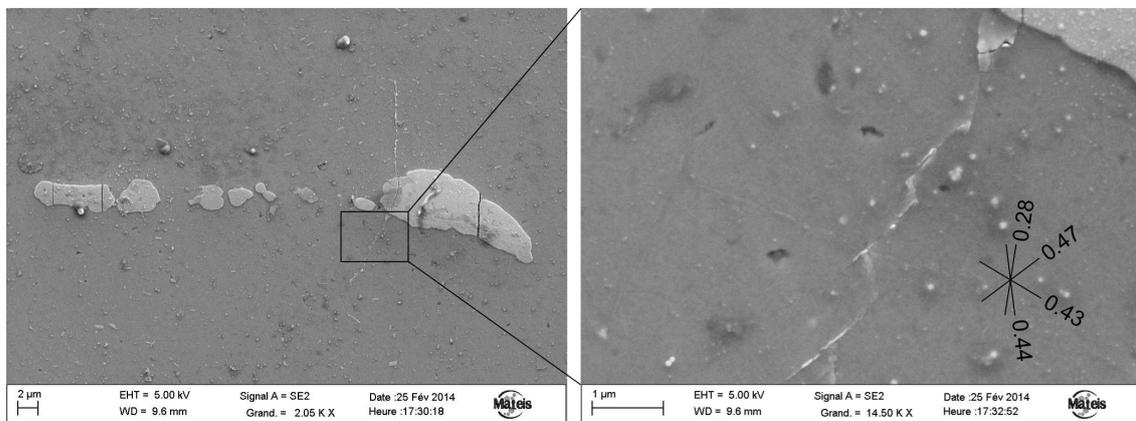
**Fissuration impliquant un unique plan de glissement** Lorsque la fissuration ne fait intervenir qu'un seul système de glissement clairement identifiable à l'aide de mesures EBSD, on peut noter que la fissure de surface suit un parcours qui paraît discontinu : différents plans parallèles  $\{111\}$  fissurent – la longueur de leur trace visible est de l'ordre du micron – puis se rejoignent (Figure 4.22). Ce mécanisme est également rencontré dans la littérature (Venkateswara Rao et al., 1988; Proudhon, 2005; Delacroix, 2011, annexe D.2). En pratique, plusieurs types de fissuration parallèle peuvent être imaginés (Figure 4.23) : nous en distinguerons quatre, selon le cadran dans lequel la fissure croît – formé par la direction de la fissure et celle du plan de glissement. Le premier type, le plus courant, permet à la fissure de se rapprocher de la direction de la fissure (privilegié car permet la plus grande ouverture de fissure). Le quatrième type est un cas théorique non observé car il résulterait en un recul de la fissure. Les deuxième et troisième types sont *a priori* moins avantageux, car ils entraînent un écart de la fissure à la direction horizontale (en surface). Pourtant ces deux derniers types sont également occasionnellement observés.

Afin d'approfondir la compréhension de ce phénomène de fissuration parallèle, les angles respectifs des plans de fissuration ( $\gamma$ ) et de la direction moyenne empruntée localement par la fissure ( $\alpha$ ) ont été mesurés dans le cas de la fissuration de type 1, le seul dont la quantité de données soit suffisante pour mener une analyse. Dans les deux matériaux, une corrélation est observée entre les deux angles (Figure 4.24) :  $\alpha \sim \gamma/2$ . Un corollaire de ce résultat est l'absence de corrélation au premier ordre entre la direction globale de la fissure et la longueur des plans activés.

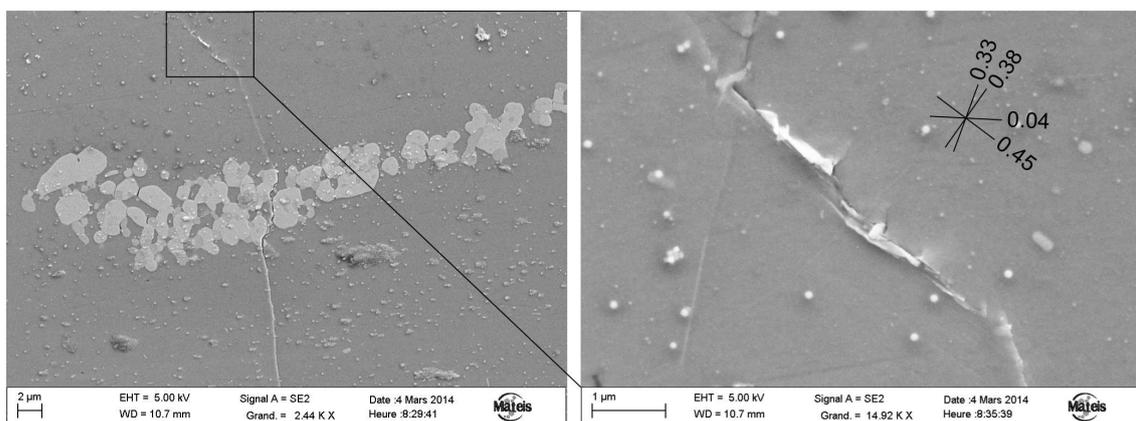
La compréhension de cette corrélation peut être abordée d'un point de vue mécanique. Une première brique est présentée en annexe D.3, où une simulation de plasticité cristalline utilisant le modèle d'endommagement d'Aslan (2010) permet de reproduire un mécanisme similaire de fissuration parallèle.



(a) Angles d'Euler : (115°, 10°, 30°).



(b) Angles d'Euler : (20°, 43°, 66°).



(c) Angles d'Euler : (266°, 26°, 26°).

FIGURE 4.22 – Observations MEB de la fissuration parallèle avec un unique plan  $\{111\}$  mis en jeu. Les traces des plans de glissement obtenus après analyse EBSD sont accompagnés du facteur de Schmid du système le plus favorablement orienté. (la direction de sollicitation est horizontale – alliage 2050)

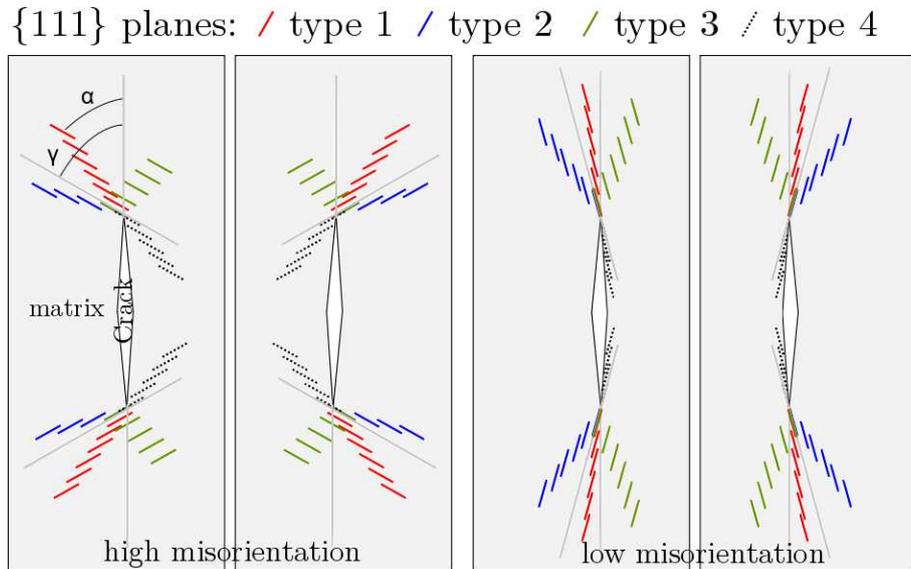


FIGURE 4.23 – Quatre types de fissuration parallèle présentés pour une désorientation du plan de glissement par rapport à la direction de fissuration en mode I forte (à gauche) et faible (à droite).

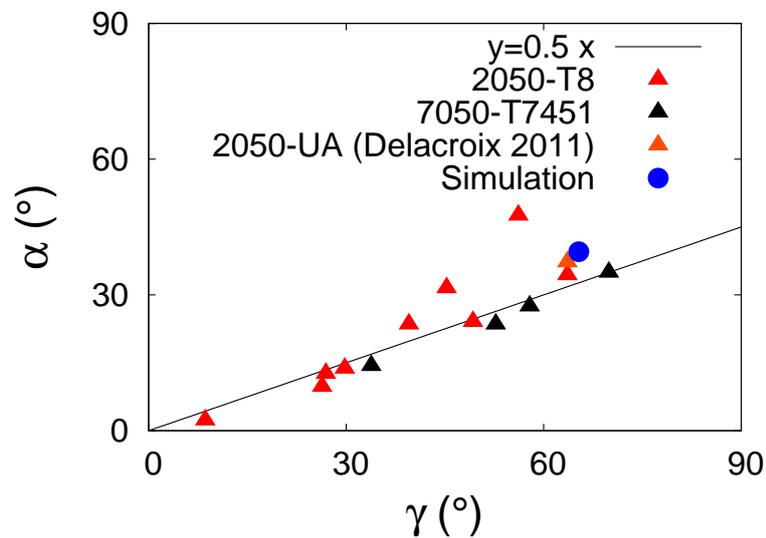


FIGURE 4.24 – Corrélation entre la direction mésoscopique de la fissure de fatigue ( $\alpha$ ) et la direction de l'unique plan de glissement activé ( $\gamma$ ), dans le cas de la fissuration parallèle de type 1. Voir Figure 4.23 pour la définition de  $\alpha$  et  $\gamma$ .

**Fissuration impliquant plusieurs plans de glissement** Dans une majorité de cas, la fissuration semble résulter de l'activation de plusieurs systèmes de glissement. Les traces des plans de glissement sont habituellement d'une dimension inférieure au dixième de microns, ce qui en rend l'observation difficile.

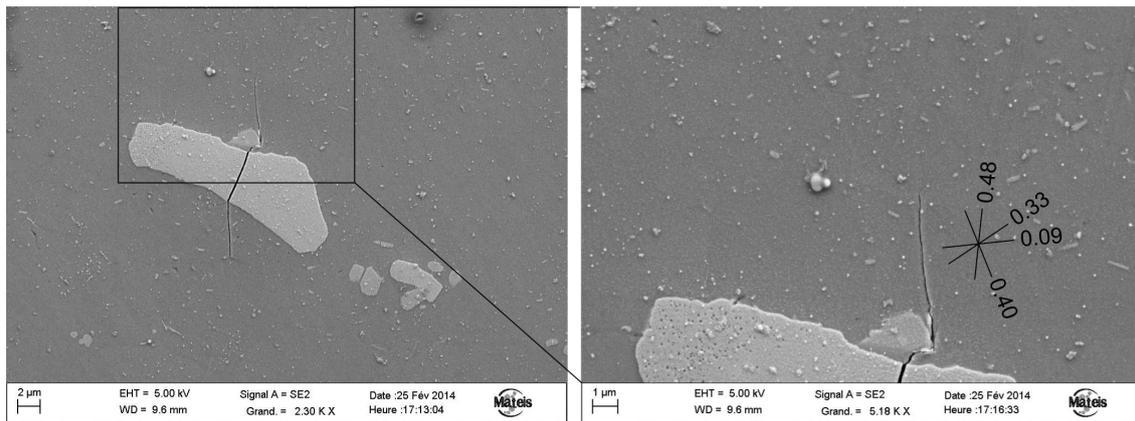
La fissure suit une direction en surface comprise entre les traces de deux plans très activés dans la plupart des cas (Figure 4.25). La direction de la fissure est alors proche de la moyenne des deux plans en question (Figures 4.26 et 4.27).

### Étude de trois cas non-ordinaires

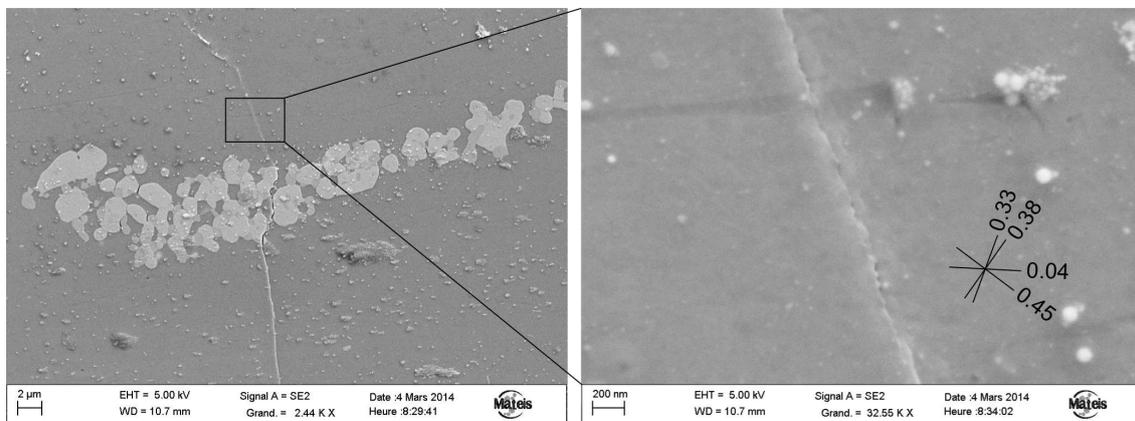
**Direction de fissuration non déterminée par les deux directions principales de glissement.** La particularité de la fissure de la Figure 4.28a provient du fait qu'elle s'écarte très significativement de la direction que donneraient seuls les deux systèmes les plus activés, si on se réfère à la direction moyenne évoquée dans la partie précédente. À fort grandissement les plans alignés avec ceux de plus fort facteur de Schmid (0,50 et 0,45) sont pourtant légèrement visibles sur la fissure. La fissure dévie de façon reproductible vers la droite de l'image : deux fissures très similaires sont observées à partir des deux particules décrites dans l'étude de cas de la partie 3.2.3. Une explication faisant intervenir les deux systèmes ayant le plus fort facteur de Schmid échoue à décrire le phénomène.

**Fissuration pseudo-cristallographique.** La fissure de la Figure 4.28b paraît cristallographique au premier abord. Pourtant l'analyse EBSD montre que la fissuration n'a pas lieu exactement dans les deux plans les plus activés, mais qu'elle est désorientée. Cela est d'autant plus marqué pour le système de facteur de Schmid maximum (0,43). Pour comprendre la fissuration il faudrait donc ici progresser sur deux niveaux de compréhension : (i) tout d'abord identifier ce qui entraîne le désalignement des plans de glissement et de la fissure au niveau local (fissuration parallèle?), (ii) puis identifier à l'échelle supérieure ce qui entraîne le zig-zag.

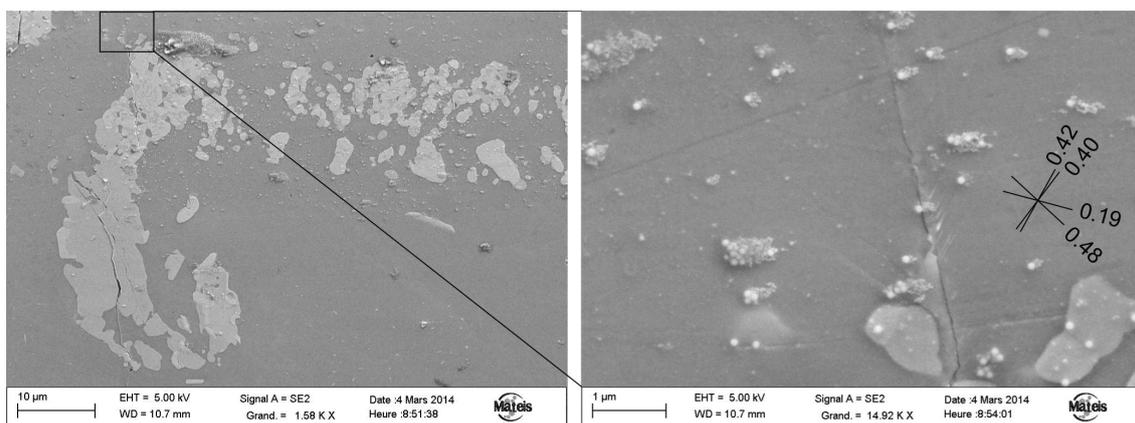
**Fissuration parallèle de type 3 accompagnée de bandes de glissement.** Le dernier exemple (Figure 4.28c) montre un cas de fissuration parallèle de type 3 qui est accompagné d'un certain nombre de bandes de glissement de part et d'autre de la fissure. Cet exemple permet de voir des bandes de localisation de plasticité en pointe de fissure, dont l'écartement est de l'ordre de quelques dixièmes de microns.



(a) Angles d'Euler :  $(329^\circ, 26^\circ, 90^\circ)$ .



(b) Angles d'Euler :  $(266^\circ, 26^\circ, 26^\circ)$ .



(c) Angles d'Euler :  $(252^\circ, 21^\circ, 32^\circ)$ .

FIGURE 4.25 – Observations MEB de la fissuration avec deux plans  $\{111\}$  mis en jeu. Les traces des plans de glissement obtenus après analyse EBSD sont accompagnés du facteur de Schmid du système le plus favorablement orienté. (la direction de sollicitation est horizontale – alliage 2050)

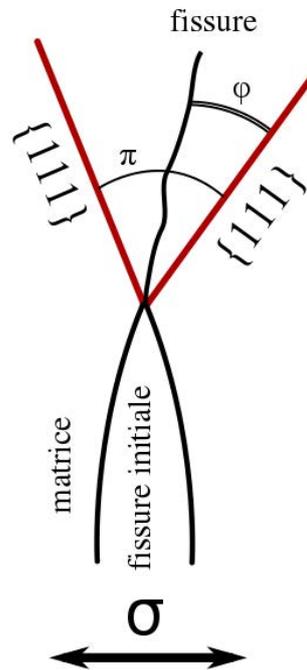


FIGURE 4.26 – Définition des angles  $\varphi$  et  $\pi$  entre la direction de propagation et les traces en surface des plans de glissement. Cas des fissures non-cristallographiques.

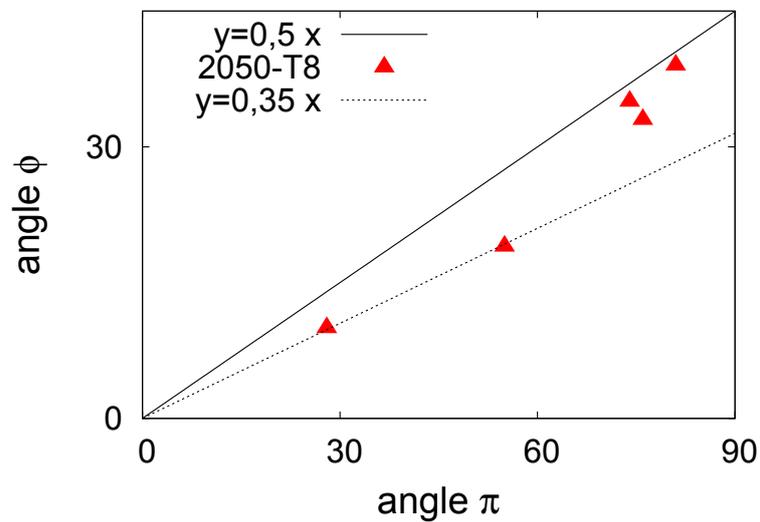
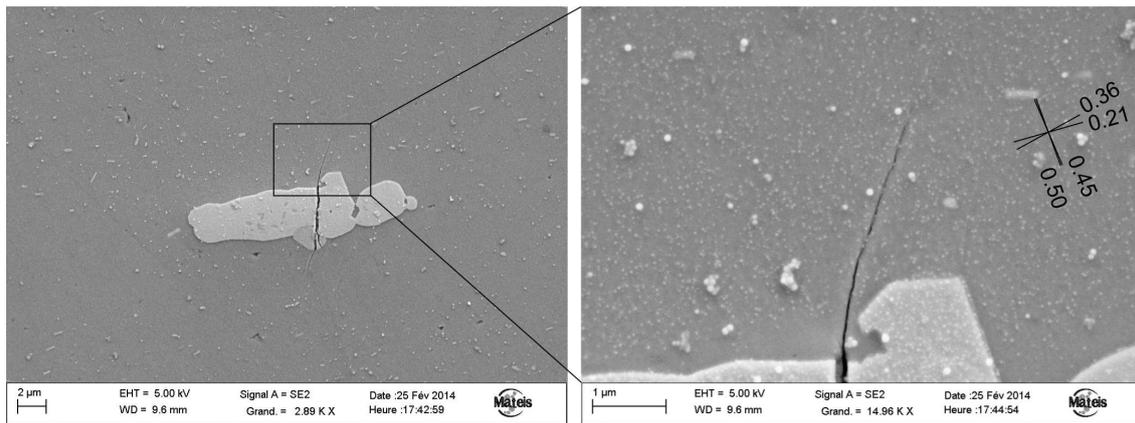
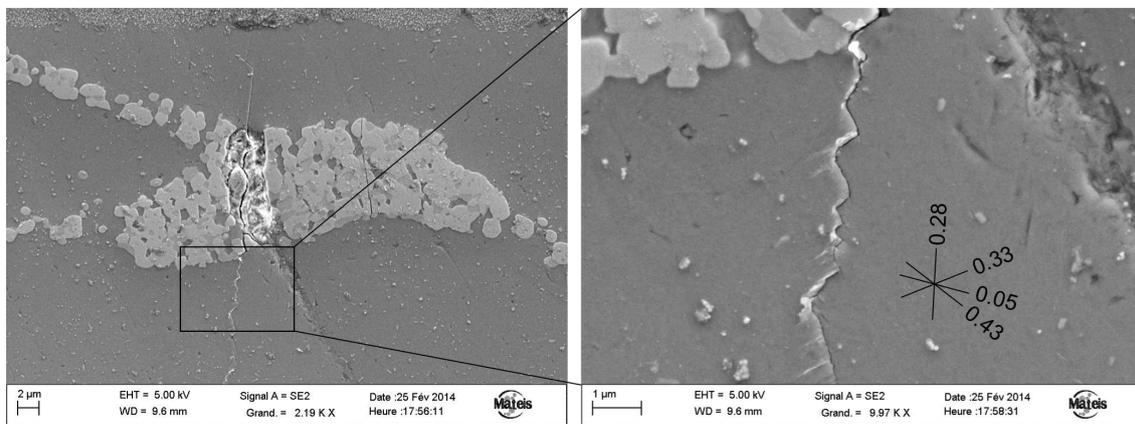


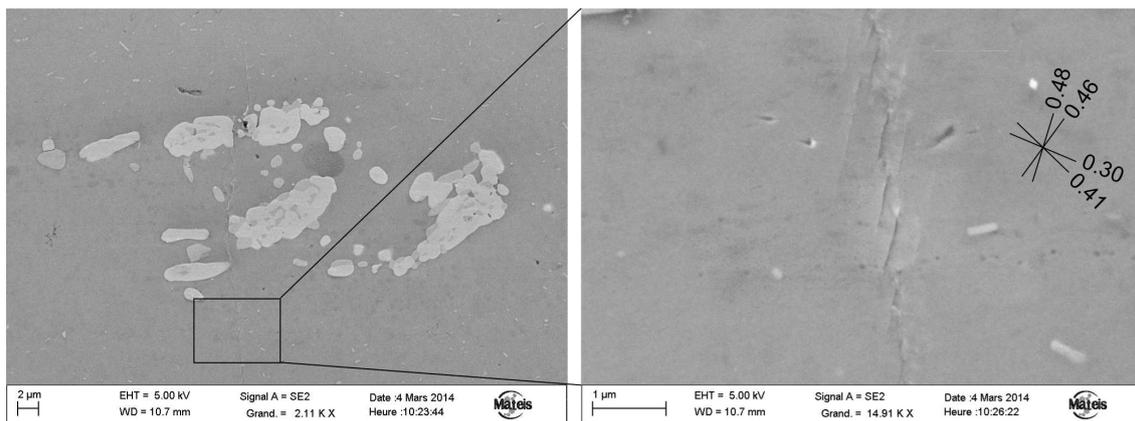
FIGURE 4.27 – Corrélation entre la direction de la fissure de fatigue ( $\varphi$ ) et la direction des deux plans les plus probables/activé ( $\pi$ ). Voir Figure 4.26 pour la définition de  $\varphi$  et  $\pi$ .



(a) Angles d'Euler :  $(307^\circ, 10^\circ, 30^\circ)$ . Cas non-expliqué par la moyenne des deux plans les plus actifs, mais faisant appel au 3ème plan.



(b) Angles d'Euler :  $(30^\circ, 46^\circ, 35^\circ)$ . Deux systèmes sont activés, et de la fissuration parallèle semble entrer en jeu, au moins pour l'un des deux systèmes.



(c) Angles d'Euler :  $(19^\circ, 19^\circ, 86^\circ)$ . La fissuration parallèle est perturbée dans sa direction classique.

FIGURE 4.28 – Observations MEB illustrant des cas complexes de fissuration. (la direction de sollicitation est horizontale – alliage 2050)

## 4.5 Mécanismes de propagation en 3D

Les mécanismes de fissuration sont tridimensionnels. Comme nous l'avons déjà signalé, ceci est l'une des principales raisons pour laquelle les observations de surface sont souvent insuffisantes, aussi bien pour la compréhension des chemins de fissuration que pour celle des vitesses de propagation (comme en Figure 4.17).

Les images de tomographie (voxel de  $0,7\mu\text{m}$ ) permettent de visualiser les fissures en 3D. Il est alors possible de corréliser les mécanismes 3D et les vitesses de propagation en 3D (première analyse). Ces images apportent aussi les informations manquantes pour comprendre les vitesses de propagation mesurées en surface (seconde analyse).

### 4.5.1 Vitesses de propagation 3D

L'analyse tridimensionnelle des vitesses de propagation a été réalisée dans le cadre du stage de M2 de V. Kentheswaran. Une part importante du travail a consisté à automatiser davantage la segmentation des fissures, c'est-à-dire la transformation d'une image 3D de niveaux de gris en une image 3D en noir et blanc (ou le noir et blanc correspondent respectivement à la fissure et à la matrice). Le rapport de Kentheswaran (2015) détaille les différentes étapes à mettre en œuvre pour la segmentation : le principe général consiste à sélectionner l'ensemble des voxels connectés qui ont un niveau de gris correspondant à celui de la fissure (typiquement compris entre 0 et 130 sur les images en 8 bits).

Une fois la segmentation réalisée, la détection du front de fissure est un passage nécessaire pour effectuer des mesures de vitesses locales. Pour cela, un algorithme est proposé. Il se décompose en trois étapes :

- un volume 3D contenant la fissure est virtuellement placé sur une « table », axe  $z$  vertical (*i.e.* fissure horizontale, schéma 4.29) ;
- il est ensuite découpé en « tranches de camembert » d'ouverture  $1^\circ$ , dont la pointe est située au niveau de l'amorce (point  $\mathcal{A}$ ) ;
- enfin, une tranche est sélectionnée, et pour tous les voxels  $\mathcal{M}$  de la fissure qui sont dans cette tranche, la longueur du vecteur projeté  $\|\overrightarrow{\mathcal{AM}}_{\perp(Oz)}\|$ <sup>1</sup> est mesurée, et le point  $\mathcal{M}_{max}$  pour lequel la distance est maximale est conservé ;
- l'opération précédente est réitérée pour l'ensemble des tranches, ce qui produit un ensemble de points correspondant au front de fissure.

Cette méthode de détection des fronts donne des résultats très satisfaisants, à en juger par la comparaison avec les segmentations 3D d'une part (Figure 4.30) et avec les images en niveaux de gris projetés d'autre part (Figures 4.32 et suivantes).

L'algorithme gère les branchements de fissure de la façon suivante : seule la branche dont la projection est la plus avancée est détectée. D'un point de vue mathématique, et en l'absence de branchements (*i.e.* pour chaque coordonnée  $(x,y)$  il n'y a qu'un seul  $z$  au plus correspondant à la fissure), le front de fissure est

1.  $\|\overrightarrow{\mathcal{AM}}_{\perp(Oz)}\| = (x_{\mathcal{M}} - x_{\mathcal{A}})^2 + (y_{\mathcal{M}} - y_{\mathcal{A}})^2$

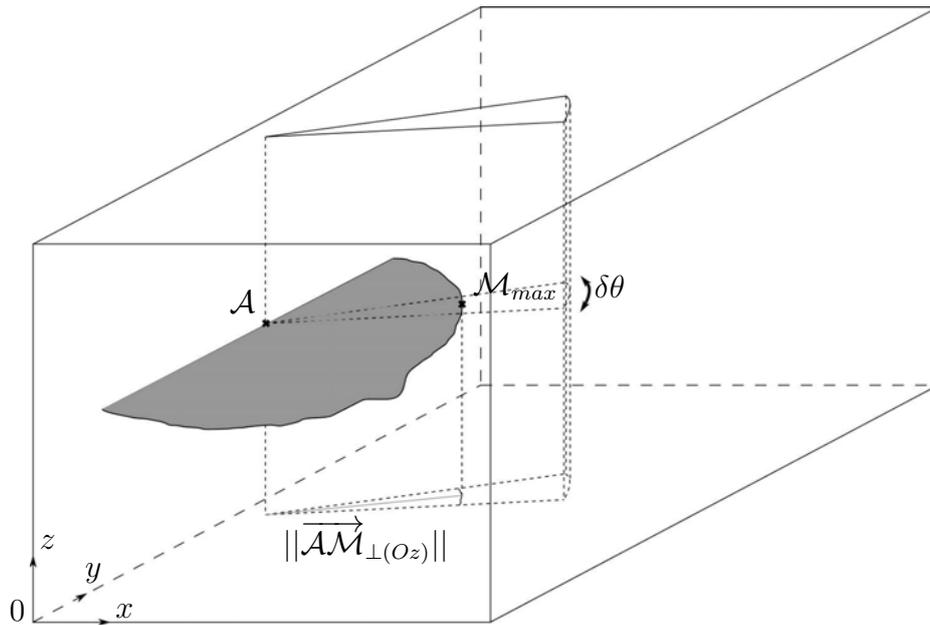


FIGURE 4.29 – Représentation schématique du point du front fissure situé dans la zone angulaire  $\delta\theta$ .

rigoureusement décrit *en 3D* (au sens où le front 3D obtenu converge vers le front 3D réel lorsque  $\delta\theta \rightarrow 0$ ) si et seulement si la projection de la fissure selon  $z$  définit une partie étoilée par rapport au point  $\mathcal{A}$  choisi<sup>2</sup>.

La connaissance des coordonnées 3D des points des fronts de fissures aux différents instants de temps permet de mesurer des vecteurs de propagation radiaux 3D. Cette technique est ici appliquée à une fissure observée dans l'alliage 7050 (fissure 7-6-5\_c9). Pour les besoins de visualisation, seules les projections des fronts sont représentées en Figure 4.31. La zone 1 correspond à la zone où une fissure apparemment cristallographique de pseudo-stade I (facette visible sur le rendu 3D de la Figure 4.30, non-débouchante en surface) plonge dans le volume, tandis que les zones 4 et 6 ne présentent pas de caractéristique particulière. L'analyse met en évidence un ralentissement de 30% de la fissure dans la zone cristallographique (en vitesse projetée), tandis que les deux autres zones ont des vitesses très proches (Tableau 4.3). L'analyse complète montre que la norme du vecteur vitesse radial en 3D est similaire dans les trois zones.

Ainsi, dans les conditions de l'essai, ce mécanisme de fissuration cristallographique en pseudo-stade I (désorientation de  $55^\circ$  par rapport au plan de la fissure) a ralenti localement de 30% la vitesse de propagation. Cette observation ouvre la voie à des analyses plus complètes et statistiques permettant d'estimer quantitativement l'effet d'un mécanisme de fissuration sur la vitesse de propagation, en particulier lorsque ce mécanisme n'est pas visible depuis la surface.

2. Une partie  $\Omega$  est dite *étoilée* par rapport à un point  $\mathcal{A}$  si pour tout point  $\mathcal{P}$  de  $\Omega$ , le segment  $[\mathcal{A}\mathcal{P}]$  est entièrement contenu dans  $\Omega$ .

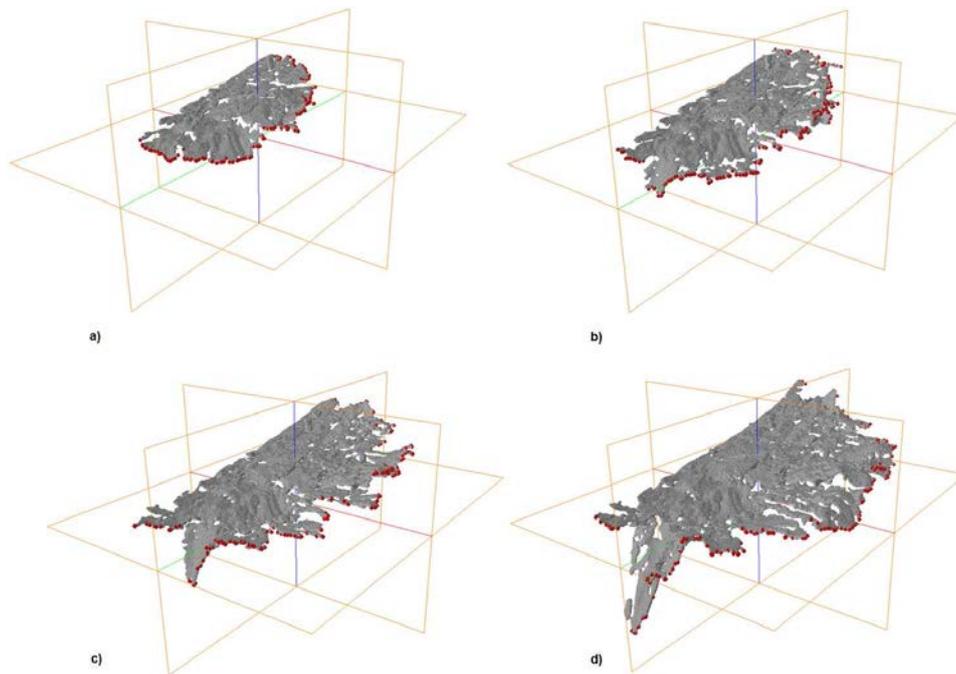


FIGURE 4.30 – Segmentations (surfaces grises) et fronts obtenus automatiquement (points rouges) pour une fissure issue de l’alliage 7050-T7451 à différents instants de temps : a) 22 000 cycles, b) 26 700 cycles, c) 29 000 cycles, d) 30 500 cycles. (Kentheswaran, 2015).

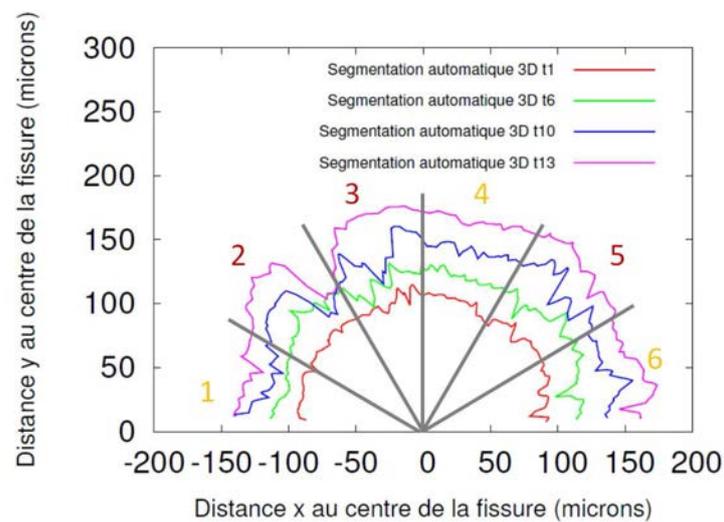


FIGURE 4.31 – Projection des fronts de la Figure 4.30 à différents instants de temps : a)  $t_1$  – 22 000 cycles, b)  $t_6$  – 26 700 cycles, c)  $t_{10}$  – 29 000 cycles, d)  $t_{13}$  – 30 500 cycles. Les fronts sont séparés en 6 zones : la zone 1 correspond probablement à un plan cristallographique de pseudo-stade I. (Kentheswaran, 2015).

Vitesses ( $\mu\text{m}/\text{cycle}$ )	22000-26700 cycles	26700-29000 cycles	29000-30500 cycles
Zone 1	0,0034	0,0067	0,0105
Zone 4	0,0046	0,0111	0,0156
Zone 6	0,0054	0,0116	0,0143

Tableau 4.3 – Vitesses de propagation projetées ( $\mu\text{m}/\text{cycle}$ ) de la fissure 7-6-5\_c9 (Figure 4.30), d’après Kentheswaran (2015).

## 4.5.2 Couplage d’observations 2D et 3D

L’analyse *in situ* précédente a mis en évidence le ralentissement marqué que peut entraîner l’apparition d’un plan cristallographique en pseudo-stade I. Afin de confirmer ce point avec un plus grand nombre d’essais, des observations 2D et 3D vont être couplées. La quantification de l’effet des mécanismes est faite en comparant les deux pointes (en surface) d’une même fissure. Cela permet de s’affranchir des éventuelles différences de contrainte liées à la position des amorces dans les éprouvettes.

La conclusion confirmera que la morphologie d’une fissure a un effet de premier ordre sur sa vitesse de propagation : en présence d’une désorientation ou d’un branchement (lié à un plan cristallographique ou non) la fissure ralentit d’un facteur de l’ordre de 1,5. Trois exemples sont choisis pour illustrer ce résultat, et *vingt autres* viennent l’appuyer en annexe D.4. Dans l’ensemble des cas, les fissures étudiées ont des longueurs en surface comprises entre 15  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$  environ, et sont observées pour des nombres de cycles compris entre 10 000 et 50 000 cycles.

Pour chaque fissure, les informations de surface sont obtenues par microscopie optique (chemin de fissuration et vitesse de propagation). La morphologie tridimensionnelle est représentée au travers de la visualisation 3D de la fissure segmentée (avec la particule située au point d’amorce lorsqu’elle est identifiable), et de la projection de l’image 3D en niveaux de gris (une vue du dessus « en transparence » de la fissure) sur laquelle est superposé le front de fissure obtenu à partir de l’image 3D segmentée. La faible ouverture de la fissure dans certaines zones limite le contraste visible en tomographie entre la fissure et la matrice, ce qui peut rendre difficile la segmentation 3D. Ce phénomène est particulièrement marqué dans le cas des fissures courtes étudiées ici.

### Cas des fissures planaires

Certaines fissures apparaissent planaires sur les images de tomographie, c’est-à-dire qu’elles sont environ contenues dans un plan, au sens mathématique du terme. Ces fissures planaires présentent des vitesses de propagation comparables aux deux pointes de fissure en surface (le rapport  $D$  des vitesses aux deux pointes, défini en partie 4.3.3, est compris entre 1,0 et 1,1). Cela est le cas pour la fissure présentée en Figure 4.32, et est constaté dans les différents cas similaires fournis en annexe (dans le 2050-T8 : 2-6-2\_z3, 2-6-4\_z1, 2-6-9\_z4 ; dans le 7050-T7451 : 7-6-1\_z1 jusqu’à

32 000 cycles, 7-6-5\_z3). D'autres fissures de géométrie légèrement moins planes ont également des vitesses comparables à leur deux pointes (2-6-8\_z1, 2-6-10\_z2, 2-6-11\_z3, 7-6-5\_z2).

### Effet des déviations de fissures sur la vitesse de propagation

En dehors des fissures planaires, il existe un ensemble de cas où les fissures présentent (i) un *plan désorienté* marqué – souvent cristallographique, (ii) ou des *branchements* entraînant une certaine discontinuité de la fissure. Les deux phénomènes peuvent apparaître en surface ou en profondeur dans les deux matériaux étudiés.

Lorsque l'un de ces deux mécanismes apparaît, un ralentissement de la propagation de fissure se produit du côté concerné : le rapport de vitesse entre les deux pointes de fissure lors de l'apparition du phénomène atteint alors des valeurs autour de 1,5. En terme de durée de vie, le gain moyen observé sur les 14 cas de l'étude est proche de 2 000 cycles. Pour une durée de vie autour de 50 000 cycles, cela représente 4% de gain à chaque apparition du phénomène. Ceci est plus faible que les 20% à 25% de gain obtenus par Marx et al. (2006) pour les fissures cristallographiques d'un alliage base nickel. Pour un alliage d'aluminium présentant un faciès totalement cristallographique, qui rencontrerait une quarantaine de ralentissements dans les premières dizaines de microns (typiquement, 6 rangées de 6 grains), la durée de vie attendue – qui ne tient ni compte des effets de l'environnement, ni des variations du comportement mécanique – est alors multiplié par 2,6 : cet ordre de grandeur est cohérent avec les études montrant un gain pouvant atteindre un facteur 10 lorsque le faciès devient totalement cristallographique.

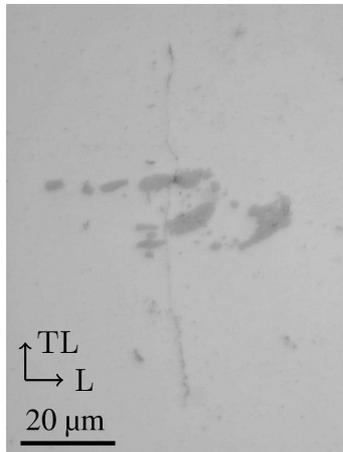
Un tel exemple de ralentissement lié à un phénomène manifestement cristallographique est donné en Figure 4.33 pour une fissure du 2050. Une fissure du 7050 est choisie pour illustrer le mécanisme de branchement (Figure 4.34). Des exemples sont données en annexe sur sept autres fissures (dans le 2050 : 2-6-2\_z1, 2-6-4\_z4, 2-6-9\_z5 ; dans le 7050 : 7-6-1\_z1, 7-6-4\_z1, 7-6-8\_z2, 7-6-8\_z3, de façon légère sur la fissure 7-6-5\_z1).

Trois cas complexes ont également été observés, pour lesquels une analyse comme celle présentée dans les paragraphes précédents ne suffit pas à expliquer les différences de vitesses de propagation (fissures 2-6-10\_z1, 2-6-11\_z1 et 2-6-11\_z2).

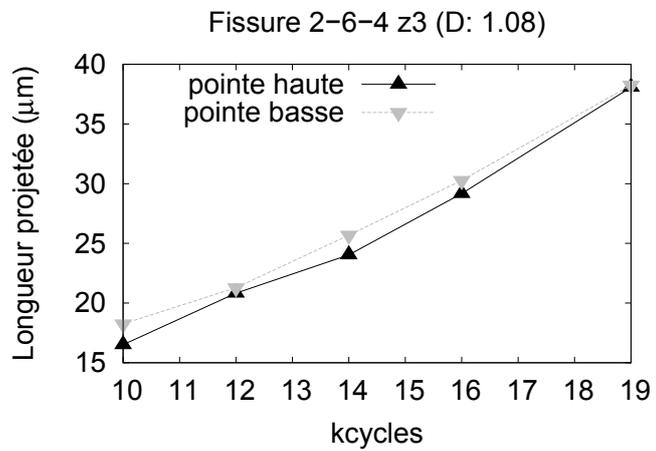
### Discussion sur la raison du ralentissement

Les deux principales raisons d'un tel ralentissement sont évoquées dans l'état de l'art (Suresh, 1985) :

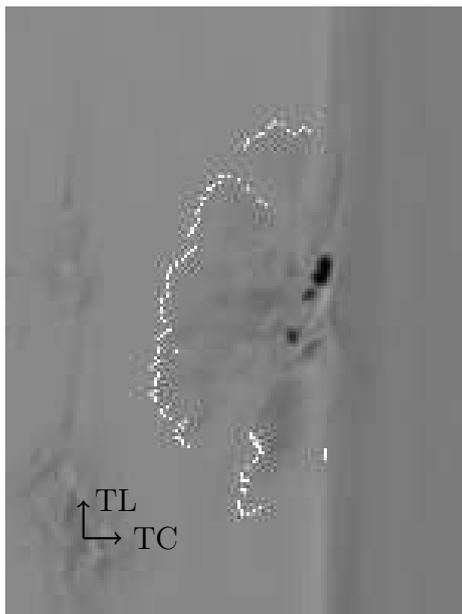
- le facteur d'intensité des contraintes en mode I diminue selon  $\cos^3(\Theta/2)$  pour une fissure désorientée d'un angle  $\Theta$ ,
- les phénomènes de fermeture de fissure sont davantage observés en présence d'un faciès rugueux.



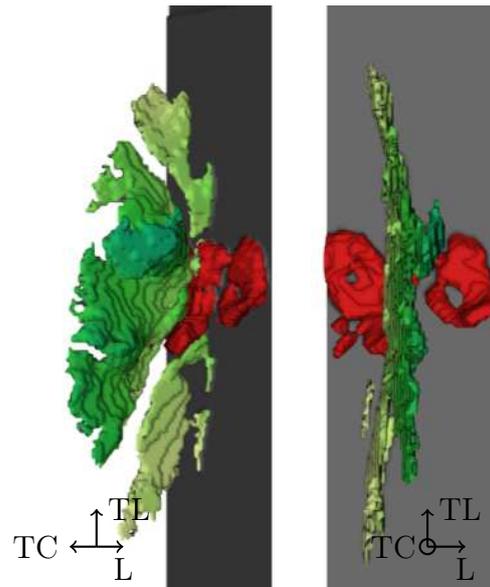
(a) Image en microscopie optique (19 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 19 000 cycles

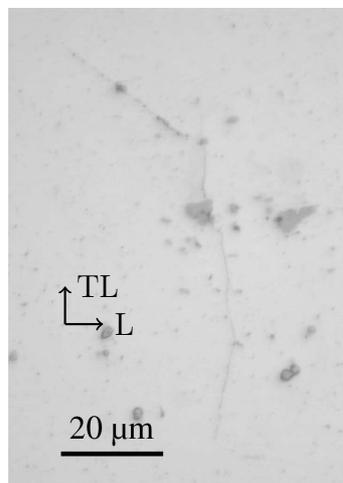


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

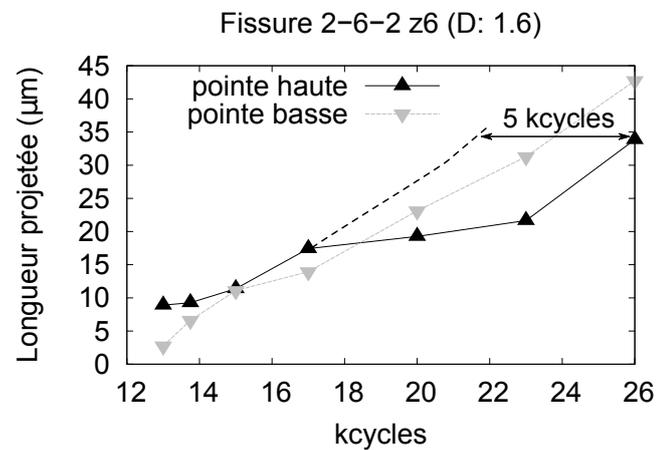


(d) Visualisation 3D de la fissure à 19 000 cycles (gradient de vert lié à l'altitude en L), et de la particule d'amorce (rouge)

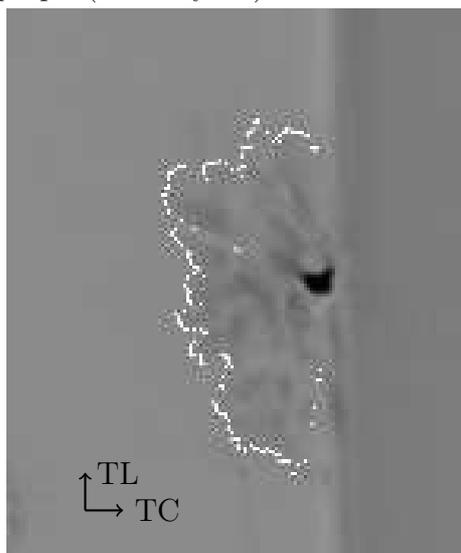
FIGURE 4.32 – Fissure planeaire : la vitesse de propagation en surface de l'échantillon est similaire aux deux extrémités de la fissure. (Alliage 2050-T8).



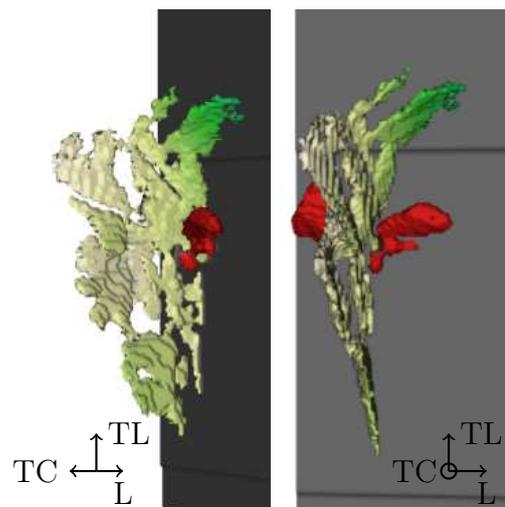
(a) Image en microscopie optique (26 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux points de fissures entre 13 000 et 26 000 cycles

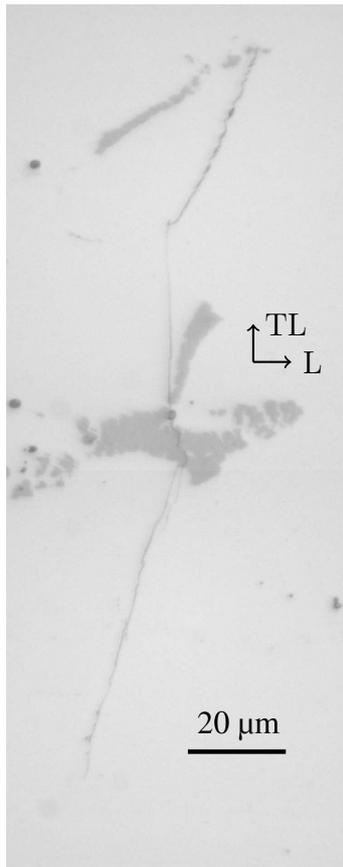


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

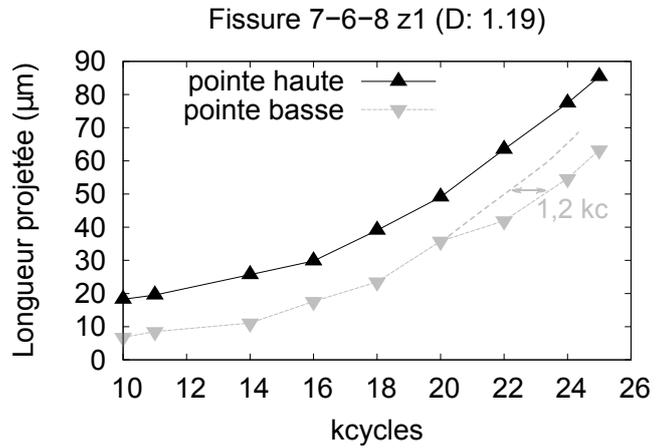


(d) Visualisation 3D de la fissure à 26 000 cycles (gradient de vert lié à l'altitude en  $L$ ), et de la particule d'amorce (rouge)

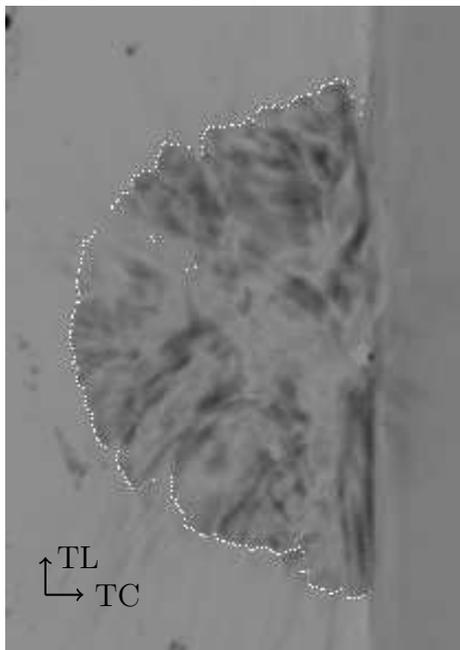
FIGURE 4.33 – La vitesse de propagation de la fissure est plus faible du côté où se trouve le plan cristallographique (alliage 2050-T8).



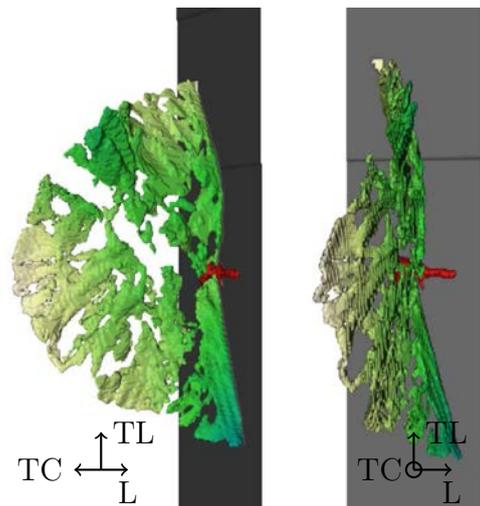
(a) Image en microscopie optique (25 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 25 000 cycles



(c) Projection suivant l'axe z de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure



(d) Visualisation 3D de la fissure à 25 000 cycles (gradient de vert lié à l'altitude en L), et de la particule d'amorce (rouge)

FIGURE 4.34 – La fissure ralentit au moment où apparaît un branchement (alliage 7050-T7451).

À défaut de mesures d'ouverture de fissure, certains indices témoignent de l'apparition de fermeture en surface : des résidus de frottement s'accumulent au cours des cycles au niveau des plans cristallographiques dans les deux alliages (Figure 4.35). L'apparition de ces résidus ne se limite pas aux alliages de cette étude, puisqu'ils apparaissent également dans la littérature sur un alliage 2024-T351 (Proudhon, 2005) et sur du 2022-T351 (Gasquères et al., 2006, sous air, à 223 K, Figure 4.36). Ils sont sans doute de même nature que ceux découverts dans le 2050 (couche rugueuse), lorsque l'amorçage a lieu en pseudo-stade I (annexe D.1).

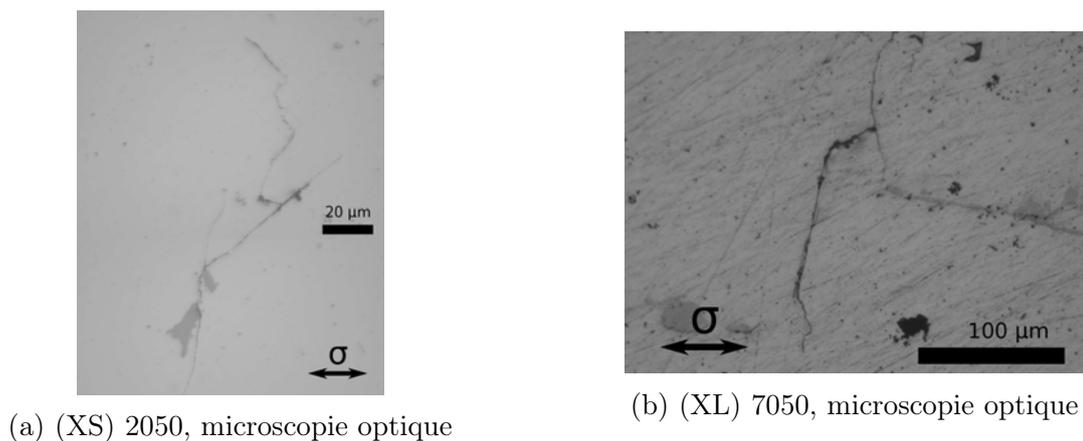


FIGURE 4.35 – Fissures cristallographiques avec résidus de frottement.

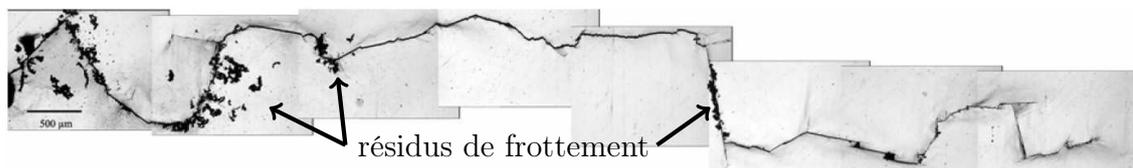


FIGURE 4.36 – Chemin de propagation en surface d'une fissure de fatigue dans du 2022-T351 à 223 K. (Gasquères et al., 2006).

## 4.6 Points importants

En ce qui concerne les différences, la principale constatation est le meilleur comportement du 2050 en propagation (vitesse de propagation plus lente, avec un écart qui s'accroît pour les plus grandes fissures), et paradoxalement l'apparition plus précoce des amorces – fissures de quelques microns. Ce deuxième point est à relier à la quantité de particules intermétalliques cassées dès l'état initial, plus importante dans le 2050 que dans le 7050 (chapitre 2). Cette quantité de particules cassées est un point d'amélioration potentiel de l'alliage 2050.

En ce qui concerne les mécanismes communs, deux analyses principales ont été menées. La première a permis de distinguer différents types de mécanismes de fissuration à l'échelle du premier grain, et de les relier à la direction de propagation. Alors que les analyses de la littérature à l'échelle du grain sont habituellement réalisées sur des alliages dont la fissuration est majoritairement cristallographique, celle-ci a dû également prendre en compte les cas non-cristallographiques. La compréhension de ces mécanismes, qui sera abordée dans le chapitre 6, est nécessaire pour prévoir la rugosité locale d'un chemin de fissuration. La seconde analyse a permis de quantifier l'effet ralentissant de cette rugosité locale sur la durée de vie, au travers du cas précis des plans désorientés, observés *in situ* en tomographie 3D.

### CHEMINS DE FISSURATION DANS LE PREMIER GRAIN

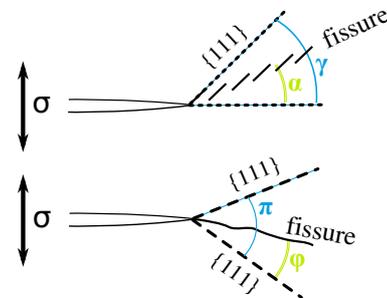
- les fissures sont alternativement cristallographiques ou non dans les alliages 2050-T8 et 7050-T7451.

- Fissures cristallographiques :

$$\alpha \approx \gamma/2$$

- Fissures *non*-cristallographiques :

$$\pi/3 \leq \varphi \leq \pi/2$$



### VITESSE DE FISSURATION MOYENNE ET RUGOSITÉ

- À durée de vie égale,  $(da/dN)_{7050} \approx 1,7 (da/dN)_{2050}$

→ l'amorçage a lieu plus tôt dans le 2050 (grandes particules Al-Cu-Fe-Mn davantage cassées)

- Effets de la rugosité du même ordre dans les deux alliages

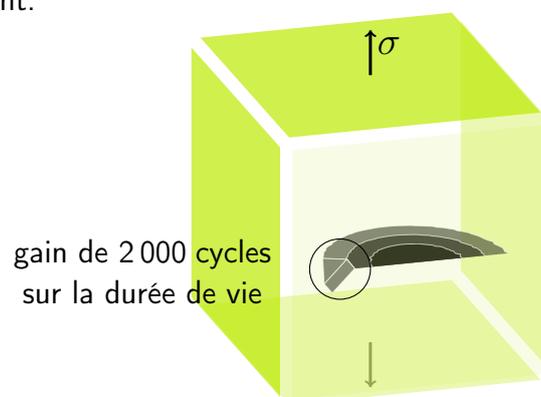
### VITESSE DE FISSURATION LOCALE ET MÉCANISMES 3D

À l'aide d'expériences *in situ* au synchrotron :

- La vitesse locale 3D d'un plan cristallographique désorienté de  $55^\circ$  est *30% plus faible* qu'en l'absence de désorientation

À l'aide de la confrontation de données 2D et 3D :

- Un gain moyen de 2 000 cycles (pour une durée de vie autour de 50 000 cycles) est obtenu à l'apparition d'un plan fortement désorienté ou d'un branchement.



# Chapitre 5

## Lois de comportement

Ce chapitre de transition vise à introduire les lois de comportement permettant de modéliser des essais de traction simple et de chargement cyclique sur les alliages 2050-T8 et 7050-T7451 (solicitation sens L). Le modèle de plasticité cristalline de Méric et al. (1991) utilisé prend en compte l'orientation cristallographique des grains. Il est présenté dans une première partie. Dans une seconde partie, l'identification proprement dite est réalisée. Une discussion est alors menée sur le choix de la cission critique d'une part, et sur le chargement à appliquer à un monocristal pour l'identification d'autre part.

### 5.1 Modèle de plasticité cristalline

Le modèle présenté dans les paragraphes suivants a été proposé par Méric et al. (1991). Une description détaillée en est donnée par Besson et al. (2010). Dans le cas de l'aluminium, une élasticité isotrope est utilisée, tandis que la plasticité est accommodée par le glissement suivant les douze systèmes de glissement de la structure CFC (sur les plans  $\{111\}$  de normales  $\mathbf{n}^s$ , suivant les directions  $\langle 110 \rangle$  de vecteurs directeurs  $\mathbf{l}^s$ ). Nous nous placerons ici dans une formulation viscoplastique, avec une décomposition de la vitesse de déformation en une partie élastique et une partie plastique :

$$\dot{\underline{\epsilon}} = \dot{\underline{\epsilon}}^e + \dot{\underline{\epsilon}}^p \quad (5.1.1)$$

#### 5.1.1 Équations du modèle

Ce modèle s'inscrit dans une formulation multimécanisme, où écrouissage isotrope et écrouissage cinématique sont pris en compte : chacun des douze systèmes de glissement possède ses propres lois d'évolution pour la plasticité. Dans cette formulation, chaque système de glissement,  $s$ , est activé dès que le *critère de Schmid* qui lui est associé est satisfait ( $f^s \geq 0$  dans le cas viscoplastique). Ce critère dépend

de la cission critique  $\tau^s$  :

$$\tau^s = \frac{1}{2} (\underline{l}^s \otimes \underline{n}^s + \underline{n}^s \otimes \underline{l}^s) : \underline{\sigma} = \underline{m}^s : \underline{\sigma} \quad (5.1.2)$$

et fait intervenir la cission critique initiale  $\tau_0$ , ainsi que les écrouissages isotropes  $r^s$  et cinématiques  $x^s$  :

$$f^s = |\tau^s - x^s| - r^s - \tau_0 \quad (5.1.3)$$

Les *écrouissages* s'expriment à partir des variables internes isotropes,  $\rho^s$ , et cinématiques,  $\alpha^s$  :

$$r^s = bQ \sum_r h_{rs} \rho^r \quad (5.1.4)$$

$$x^s = c\alpha^s \quad (5.1.5)$$

L'écrouissage isotrope nécessite d'introduire deux paramètres,  $b$  et  $Q$ , de même que l'écrouissage cinématique,  $c$  et  $D$  (utilisés ultérieurement). En outre, une interaction entre les différents systèmes de glissement apparaît au travers de la matrice  $h_{rs}$ . Cette matrice possède 6 variables indépendantes dans le cas d'un CFC :

$$(h_{rs}) = \begin{pmatrix} h_0 & h_1 & h_1 & h_3 & h_4 & h_4 & h_4 & h_5 & h_2 & h_4 & h_2 & h_5 \\ & h_0 & h_1 & h_4 & h_2 & h_5 & h_3 & h_4 & h_4 & h_4 & h_5 & h_2 \\ & & h_0 & h_4 & h_5 & h_2 & h_4 & h_2 & h_5 & h_3 & h_4 & h_4 \\ & & & h_0 & h_1 & h_1 & h_5 & h_4 & h_2 & h_5 & h_2 & h_4 \\ \dots & & & & h_0 & h_1 & h_2 & h_4 & h_5 & h_4 & h_4 & h_3 \\ & & & & & h_0 & h_4 & h_3 & h_4 & h_2 & h_5 & h_4 \\ & & & & & & h_0 & h_1 & h_1 & h_5 & h_4 & h_2 \\ & & & & & & & h_0 & h_1 & h_2 & h_4 & h_5 \\ & & & & & & & & h_0 & h_1 & h_2 & h_4 & h_5 \\ & & & & & & & & & h_0 & h_4 & h_3 & h_4 \\ & & & & & & & & & & h_0 & h_1 & h_1 \\ & & & & & & & & & & & h_0 & h_1 \\ \dots & & & & & & & & & & & & h_0 \end{pmatrix}$$

lorsque les systèmes de glissement sont listés comme suit :

$$\begin{array}{llll} 1 - (111)[\bar{1}01] & 4 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[\bar{1}01] & 7 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[0\bar{1}\bar{1}] & 10 - (11\bar{1})[\bar{1}\bar{1}0] \\ 2 - (111)[0\bar{1}\bar{1}] & 5 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[011] & 8 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[110] & 11 - (11\bar{1})[101] \\ 3 - (111)[\bar{1}\bar{1}0] & 6 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[110] & 9 - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})[101] & 12 - (11\bar{1})[011] \end{array}$$

Il reste à décrire l'évolution des variables internes  $\rho^s$  et  $\alpha^s$  au cours du chargement. Ceci se fait en définissant un multiplicateur visco-plastique :

$$\dot{v}^s = \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^n \quad (5.1.6)$$

avec  $K$  et  $n$  les paramètres de la viscosité, puis en écrivant :

$$\dot{\alpha}^s = (\text{signe}(\tau^s - x^s) - D\alpha^s)\dot{v}^s \quad (5.1.7)$$

$$\dot{\rho}^s = (1 - b\rho^s)\dot{v}^s \quad \text{et après intégration} \quad \rho = \frac{1}{b}(1 - e^{-bv^s}) \quad (5.1.8)$$

Enfin, on définit la vitesse de glissement sur chaque système, ainsi que la vitesse de déformation plastique du cristal :

$$\dot{\gamma}^s = \dot{v}^s \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad (5.1.9)$$

$$\underline{\dot{\epsilon}}^p = \sum_r \dot{\gamma}^r \underline{\mathbf{m}}^r \quad (5.1.10)$$

Ce modèle est construit dans un cadre thermodynamique (annexe E.1) qui garantit la positivité de la dissipation.

## 5.2 Identification de la loi de comportement

Pour les deux alliages, l'identification des lois de comportement utilise les essais mécaniques en sens L présentés au chapitre 1. Plus précisément, les courbes utilisées sont : (i) les courbes de traction (jusqu'à 5% de déformation); (ii) le 10<sup>ème</sup> cycle stabilisé des éprouvettes 2-2-5 (2050) et 7-2-3 (7050); (iii) ainsi que l'adoucissement cyclique sur 30 cycles des mêmes éprouvettes 2-2-5 et 7-2-3. Les autres essais ont servi à vérifier la pertinence des identifications.

### 5.2.1 Identification des paramètres

Pour un matériau donné, les paramètres de la loi de plasticité cristalline sont obtenus en utilisant la méthode de transition d'échelle de Berveiller & Zaoui (1979). Au prix de quelques hypothèses (non prise en compte de la géométrie des grains et de leur environnement cristallographique), elle évite de coûteux calculs d'agrégats. À partir de la connaissance de la *texture* du matériau et du *comportement macroscopique* expérimental, cette méthode permet de retrouver le comportement du monocristal. Lors de la recherche des paramètres, 50 orientations de grains sont utilisées. Elles ont été prélevées parmi la liste de 3000 grains obtenus expérimentalement à quart épaisseur dans les tôles étudiées (partie 1.1.3)<sup>1</sup>.

Les paramètres finaux, désignés par la suite « compromis », sont fournis dans le Tableau 5.1 pour les alliages 2050-T8 et 7050-T7451 : l'identification a porté uniquement sur les paramètres de plasticité  $\tau_0$ ,  $b$ ,  $Q$ ,  $c$  et  $D$ . Les modules d'Young sont ceux mesurés dans le premier chapitre, et le coefficient de Poisson est une valeur classique de la littérature. Le comportement de l'aluminium est connu pour

1. Le fichier utilisé liste les orientations d'Euler ( $\phi_1$ ,  $\Phi$ ,  $\phi_2$ ) de 3000 grains. Elles sont triées d'abord suivant l'angle  $\phi_1$ , puis  $\phi_2$ , puis  $\Phi$ . Les 50 grains sont obtenus en prélevant une ligne du fichier toutes les 60 lignes.

		compromis 2050	compromis 7050
Élasticité	E (GPa)	77 GPa	67 GPa
	$\nu$	0,33	0,33
Plasticité	$\tau_0$ (MPa)	159	146
	b	105	100
	Q (MPa)	-1,44	-2,0
	c (MPa)	111 503	73 832
	D	2 968	2 256
Viscosité	K (MPa · s <sup>1/n</sup> )	10	
	n	25	
Interaction	$h_{ij}$	voir les paramètres <a href="#">5.2.3</a>	

Tableau 5.1 – Paramètres de la loi de plasticité cristalline identifiés sur des essais de traction monotone et cycliques en sens L, sur les tôles de 2050-T8 et 7050-T7451.

être insensible à la vitesse de déformation à température ambiante. Pour faciliter la convergence des calculs numériques, une viscosité est toutefois introduite, au travers d'une faible valeur du paramètre  $K$ , et d'un coefficient  $n$  élevé. Le choix de la matrice d'interaction  $h_{r,s}$  sera décrit par la suite.

Ces lois fournissent un compromis capable de simuler la traction, ainsi que le léger adoucissement cyclique qui apparaît à  $R = -1$  dans les deux alliages. La comparaison avec les courbes expérimentales est effectuée en Figure 5.1. Les écarts observés sur l'amplitude aux premiers cycles sont directement expliqués par l'écart entre l'expérience et la simulation au niveau du coude de la courbe de traction.

### Choix de la matrice d'interaction

La littérature propose diverses matrices d'interaction, parmi lesquelles trois sont retenues en première approche :

1. la matrice *isotrope de Taylor* ([5.2.1](#))
2. la matrice ayant un *auto-écrouissage plus faible* que les autres ([5.2.2](#))
3. la matrice ([5.2.3](#)) de Guilhem (2011) issue de la confrontation de différentes études.

$$\begin{array}{cccccc} h_1 & h_2 & h_3 & h_4 & h_5 & h_6 \\ \hline 1,0 & 1,0 & 1,0 & 1,0 & 1,0 & 1,0 \end{array} \quad (5.2.1)$$

$$\begin{array}{cccccc} 1,0 & 1,4 & 1,4 & 1,4 & 1,4 & 1,4 \end{array} \quad (5.2.2)$$

$$\begin{array}{cccccc} 1,0 & 1,0 & 0,6 & 12,3 & 1,6 & 1,3 \end{array} \quad (5.2.3)$$

Lors de l'identification, la matrice [5.2.3](#) a été utilisée. Pour les simulations ultérieures, les matrices [5.2.2](#) et [5.2.3](#) seront utilisées alternativement. Notons d'ores et déjà que leur influence est de second ordre dans la plupart des analyses effectuées (annexe [E.2](#)). La principale raison est la faible valeur du paramètre  $Q$ .

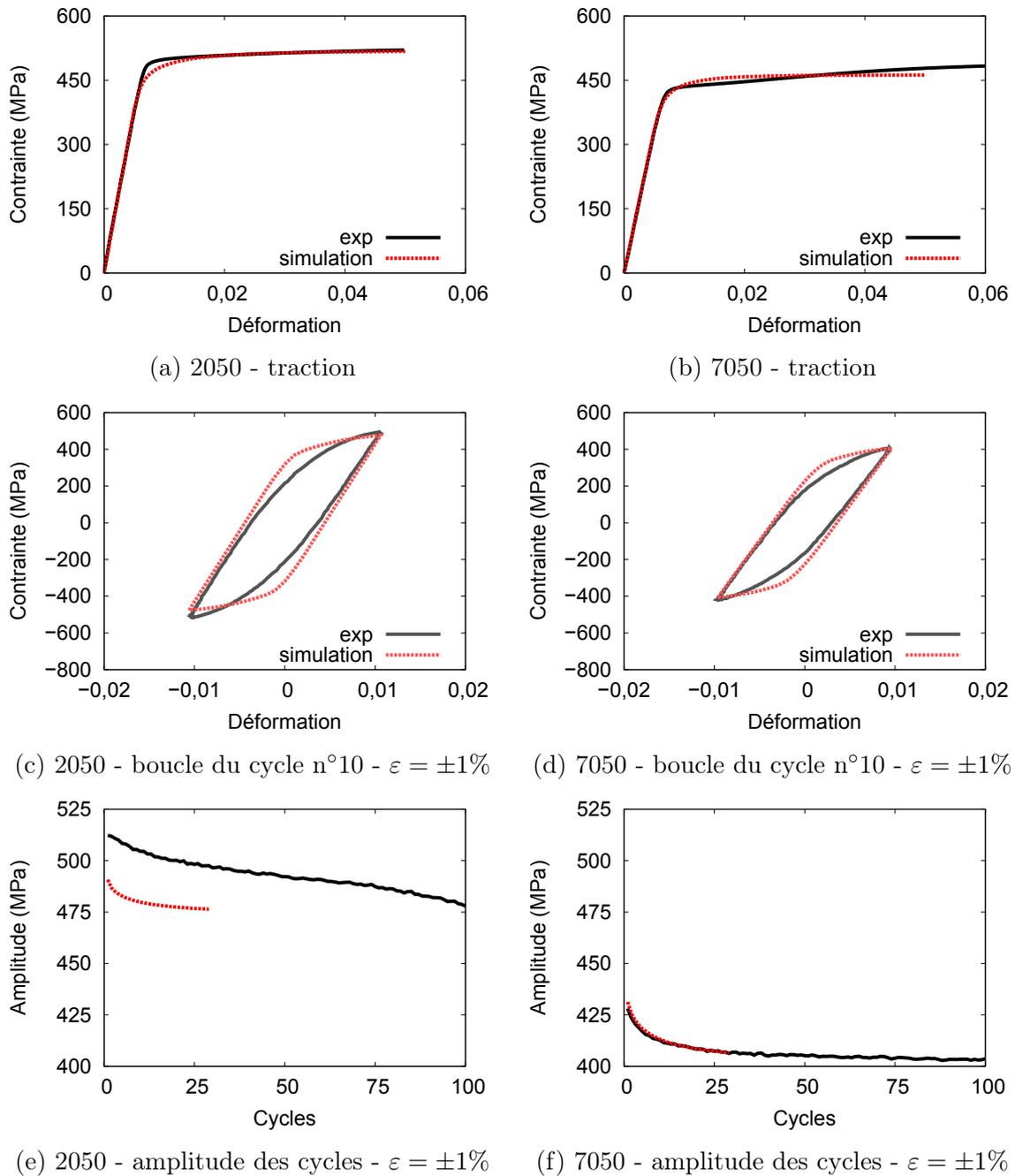


FIGURE 5.1 – Comparaison de l’optimisation « compromis » des paramètres de la loi de comportement de plasticité cristalline avec les essais réalisés sur le 2050-T8 et le 7050-T7451.

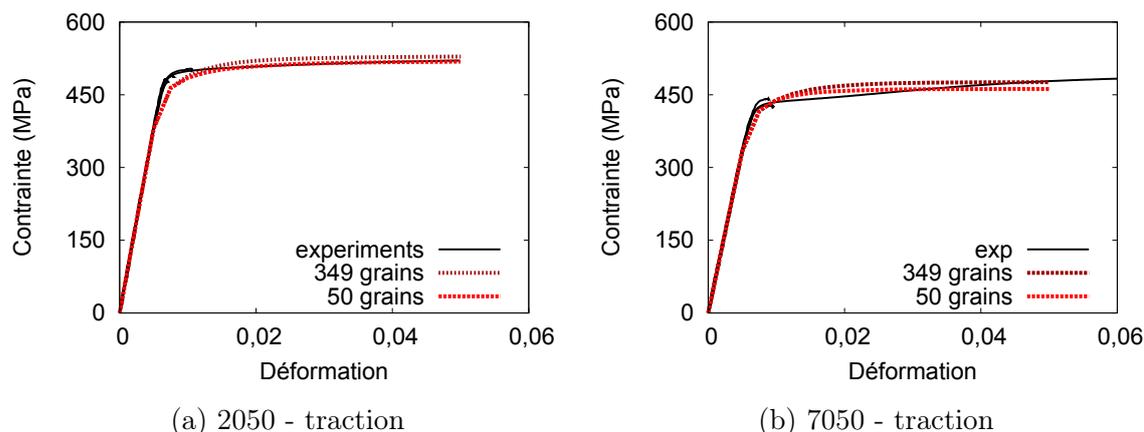


FIGURE 5.2 – Comparaison des simulations sur 50 grains et 349 grains avec les courbes expérimentales, méthode de Berveiller & Zaoui (1979).

Le choix de ces paramètres est une question complexe, habituellement discutée dans le cas d'un écrouissage *durcissant*. Pour illustrer cela, prenons le paramètre  $h_4$  proposé par Guilhem (2011), qui a une valeur très élevée. L'explication appuyée par la dynamique des dislocations discrètes (Madec et al., 2003; Devincre et al., 2006) est la suivante : le glissement sur un système entraîne un fort durcissement du système dévié (même direction, plan différent).

Dans le cas *adoucissant*, ces interprétations perdent leur sens. En effet, jusqu'à présent, une valeur négative a été utilisée pour le paramètre  $Q$  (Tableau 5.1). Un coefficient  $h_4$  élevé a alors un rôle opposé : il facilite le glissement du système dévié. Dès lors, s'il y a adoucissement à l'échelle macroscopique, aucune étude de la littérature n'interdit de penser, *a priori*, qu'un système puisse être auto-adoucissant mais entraîne un durcissement des autres systèmes. Cela se traduirait alors par un mélange de termes  $h_i$  positifs et négatifs, qui pourrait être exploité dans des modèles tels que ceux présentés dans le chapitre 7.

### Validation des paramètres

Les paramètres obtenus ont été validés par deux simulations de contrôle en traction. La première simulation a été réalisée avec un plus grand nombre de grains (349 grains, méthode de Berveiller & Zaoui (1979), Figure 5.2). La seconde simulation a porté sur un agrégat polycristallin périodique avec les mêmes 50 orientations cristallines (Figure 5.3). Ces deux simulations amènent à des écarts inférieurs à 10 MPa sur la courbe de traction. Ces écarts sont considérés comme acceptables en regard de la dispersion expérimentale observée en particulier sur le 7050 (Figure 5.2b).

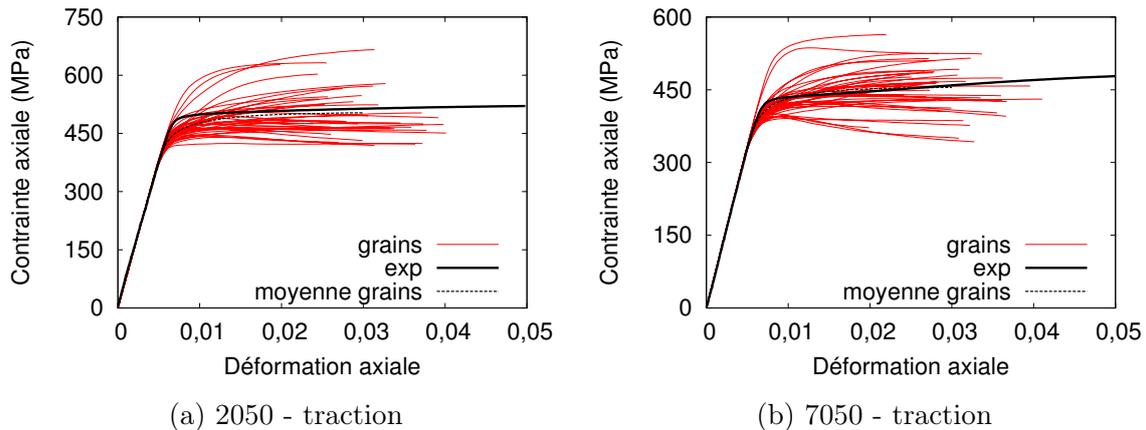


FIGURE 5.3 – Simulation sur un maillage réel avec 50 grains : les grains ont des réponses indépendantes très variables, tandis que leur moyenne est proche de la courbe expérimentale macroscopique.

## 5.2.2 Discussion liée à la plasticité cristalline

### Limite d'élasticité et sollicitation cyclique

Lors de simulations cycliques, il est préférable d'utiliser des paramètres qui rendent mieux compte des boucles de déformation que ce qui est obtenu en Figure 5.1c et 5.1d. Cela passe en particulier par une diminution de la cission critique initiale  $\tau_0$ , et s'accompagne d'une dégradation nette de la première montée en charge. Dans ce contexte, une seconde série de jeux de paramètres (numérotés 1 à 4) a été identifiée (Tableau 5.2), focalisée sur le cycle stabilisé du 2050. Le jeu 0, proche du jeu « compromis », a un rôle de témoin.

La comparaison expérimentale est présentée en Figure 5.4. En terme d'écart quadratiques, les nouveaux jeux de paramètres produisent (i) des différences pouvant être considérées comme faibles entre les cycles stabilisés expérimentaux et numériques (essais pilotés à  $\varepsilon = \pm 1\%$ ), (ii) mais la courbe de traction subit des modifications majeures (sur-contrainte importante au-delà d'une certaine déformation pour les jeux 1 et 3, sous-contrainte importante pour les jeux 2 et 4). Parmi les jeux testés, le jeu 3 ( $\tau_0 = 120$  MPa) a la meilleure capacité à reproduire le cycle stabilisé.

Les limites du modèle (difficulté à représenter simultanément la traction et la forme des cycles) appaissent également dans les modèles macroscopiques classiques, tels que celui identifié en annexe E.3. Les nouveaux jeux de paramètres seront confrontés lors des simulations cycliques du prochain chapitre, et l'accent sera mis en particulier sur l'effet du choix de la cission critique initiale  $\tau_0$ . Des enrichissements du modèle sont possibles, notamment en utilisant plusieurs composantes d'écroûissage cinématique pour améliorer la description (Besson et al., 2010), mais ils n'ont pas été considérés dans ce travail.

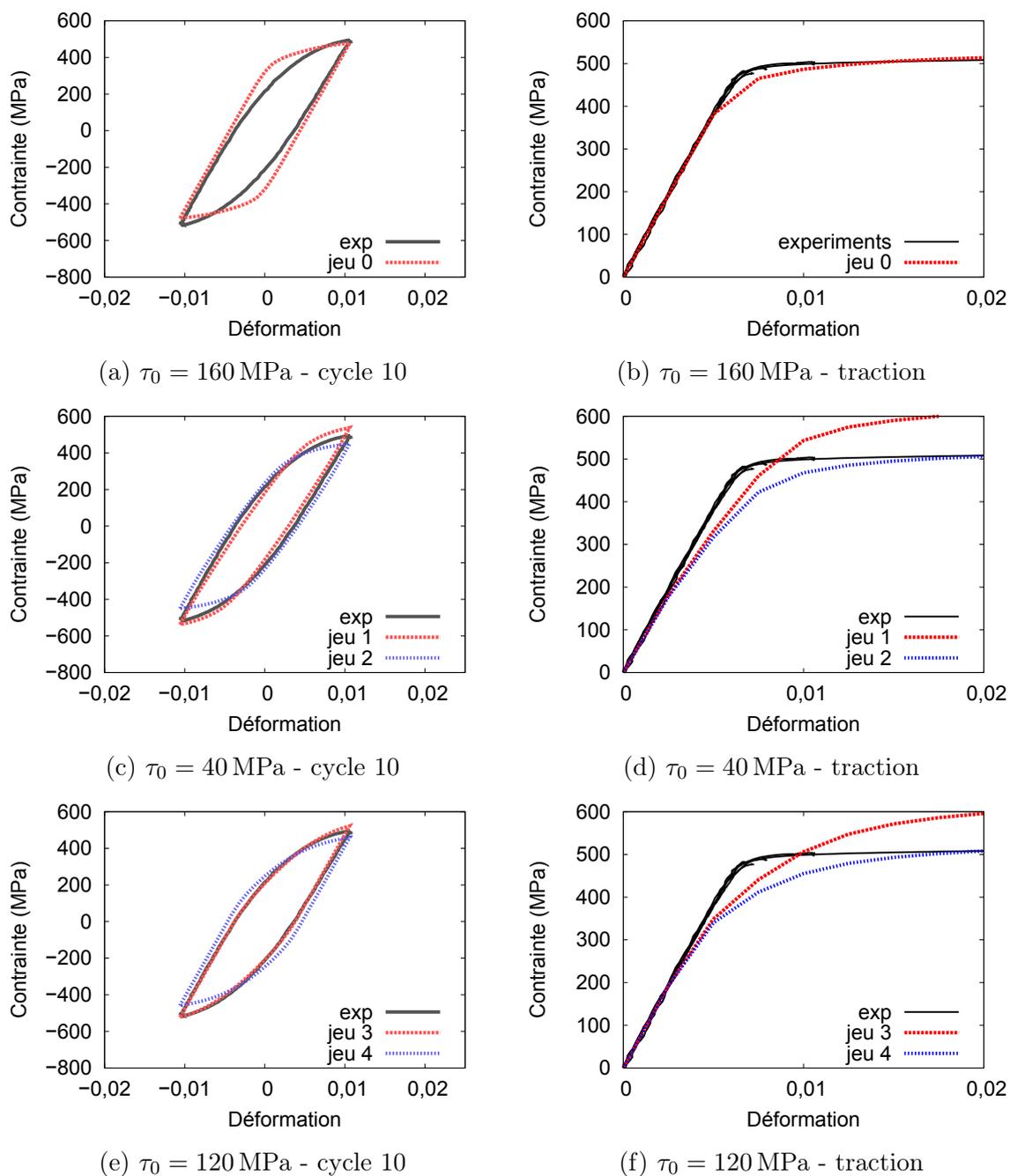


FIGURE 5.4 – Comparaison du jeu 0 de référence avec d’autres jeux dont la principale caractéristique est d’avoir des cissions critiques initiales  $\tau_0$  variables (modèle de polycristal de Berveiller & Zaoui (1979)). Les simulations sont confrontées à un essai cyclique mené sur le 2050-T8. La légère dissymétrie expérimentale est attribuée à la mesure.

2050	jeu 0	jeu 1	jeu 2	jeu 3	jeu 4
$\tau_0$	160	40	40	120	120
$c$	111 503	300 000	235 000	60 000	40 000
$D$	2 968	1 500	1 500	500	500
$b$	105				
$Q$	-1.2				
$K$	10				
$n$	15				
$h_{ij}$	voir les paramètres <a href="#">5.2.2</a>				

Tableau 5.2 – Paramètres des jeux proposés pour simuler le comportement cyclique du 2050. Les différences majeures sont liées au changement significatif de cission critique  $\tau_0$ .

### Réponse locale *vs* réponse globale

Le calcul sur maillage polycristallin périodique de 50 grains présenté en Figure 5.3 permet de visualiser l'hétérogénéité qui existe dans la réponse moyenne des grains d'un agrégat. Les pointes des courbes de chaque grain correspondent à l'état de contrainte,  $\sigma_{11}$ , et de déformation,  $\varepsilon_{11}$ , atteint à la fin du chargement uniaxial imposé (3% de déformation macroscopique). Les variations peuvent atteindre 30% en contrainte, 50% en déformation, et quelques dizaines de MPa sur les autres composantes  $\sigma_{ij}$ . Des analyses plus avancées sur la répartition des contraintes et des déformations dans les polycristaux ont été présentées dans le cadre de la thèse de Zeghadi (2005).

L'observation *qualitative* principale est que les contraintes et déformations subies par un grain d'un polycristal ne sont pas celles appliquées macroscopiquement. Pour obtenir des réponses *quantitatives* sur un grain, il est nécessaire de simuler la microstructure réelle. Ceci n'est pas fait dans cette thèse, et tous les raisonnements ultérieurs seront donc faits à contrainte ou déformation uniaxiale constante quelle que soit l'orientation du monocristal.

## 5.3 Bilan de l'identification

Ce chapitre a tout d'abord cherché à identifier des jeux de paramètres réalisant un compromis entre une bonne représentation du comportement en traction monotone et sous chargement cyclique. Le jeu « compromis » du 2050 sera utilisé dans les simulations en traction simple du prochain chapitre.

Une seconde série de paramètres a été identifiée pour mieux représenter le début de la plasticité lors de chargements cycliques. Ils seront comparés lors des simulations cycliques du prochain chapitre. Enfin, le jeu de paramètres n°3 sera utilisé avec le modèle d'endommagement du dernier chapitre, pour la simulation de la propagation de fissure.



# Chapitre 6

## Simulation numérique de la plasticité en pointe de fissure

### 6.1 État de l'art

L'état de l'art de ce second chapitre de simulation numérique est l'occasion de constater l'apport des éléments finis dans la compréhension de l'amorçage des fissures de fatigue au niveau de défauts. Les résultats sont centrés sur les particules cassées situées en surface d'échantillon.

Les travaux référencés dans les paragraphes ultérieurs se fondent alternativement sur des simulations en 2D ou 3D. Les lois de comportement, non détaillées, sont tantôt macroscopiques isotropes, tantôt de plasticité cristalline. Ces dernières permettent de mieux comprendre les mécanismes de plasticité et de fissuration à l'échelle d'un grain. Une revue sur leur apport à l'étude numérique de l'amorçage des fissures de fatigue est proposée par McDowell & Dunne (2010).

#### 6.1.1 Méthodes d'analyse de la plasticité en pointe d'une particule cassée

En raison de la singularité induite par une fissure, une analyse locale (*i.e.* dans l'élément du maillage situé juste en pointe de fissure) n'est pas appropriée : dépendance au maillage et approximations numériques viennent perturber les résultats. Le besoin de non-localité *lors de l'analyse des résultats* trouve diverses réponses dans la littérature.

La première solution consiste à moyenner la quantité à analyser dans la zone la plus sollicitée, en pointe de fissure (McClintock, 1963). Chalant & Rémy (1983) notent la forte dépendance des résultats au choix de la forme et de la taille de cette zone. Pour les applications similaires à celle de ce chapitre, le rayon de cette zone est exprimé dans la littérature vis-à-vis des dimensions de la particule (notons  $a$  son diamètre, ou la longueur en surface de la fissure). Il varie entre  $0,05 a$  et  $0,15 a$  pour Gall et al. (2001) et Xue et al. (2007b).

Une seconde solution consiste à définir un arc de cercle autour de la pointe de fissure, le long duquel la quantité à analyser est mesurée (Flouriot et al., 2003b). Cette méthode a l'avantage d'exclure de l'analyse la zone de singularité. Le rayon de l'arc est typiquement choisi entre  $0,1 a$  et  $0,25 a$  (géométrie du maillage et de l'arc de mesure de Hochhalter (2010) en Figure 6.1).

Dans le meilleur des cas, le choix du rayon de la zone/de l'arc est justifié qualitativement : (i) un faible rayon nécessite un maillage très fin, (ii) tandis qu'un grand rayon ne représente plus la localisation près de la pointe de fissure.

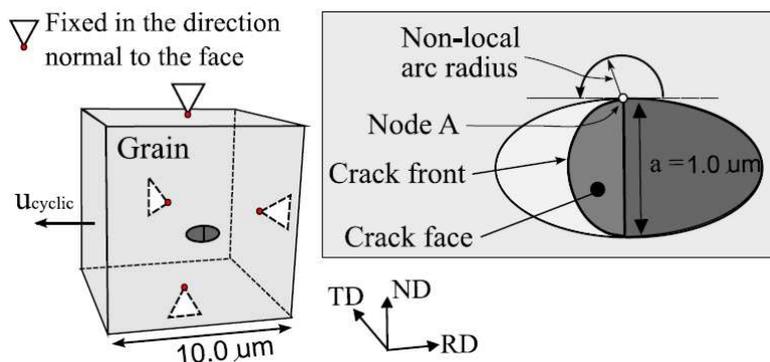


FIGURE 6.1 – Géométrie utilisée par Hochhalter (2010) pour les simulations de plasticité cristalline. Une particule rompue est positionnée en surface d'un monocristal ayant le comportement viscoplastique de la matrice d'aluminium. L'arc de mesure est situé en surface du maillage à une distance choisie du nœud A.

Si certaines publications s'intéressant à la fatigue se contentent d'analyser numériquement le problème des inclusions en ne faisant qu'un seul chargement (Härkegård, 1973), les écrits plus récents tentent de réaliser des simulations cycliques (Zhang & Jiang, 2008; Bridier et al., 2009), avec plus ou moins de succès. Deux points majeurs en plasticité cristalline sont souvent passés sous silence : (i) les lois de comportement et leurs paramètres ne sont pas systématiquement détaillés et l'effet de la cission critique initiale  $\tau_0$  n'est pas discuté (les difficultés de l'identification constatées au chapitre précédent pourraient en être la cause), (ii) l'influence du choix du rayon de mesure sur l'accumulation de la plasticité n'est pas traitée.

Lors des simulations cycliques, le nombre de cycles est classiquement choisi pour atteindre un régime stationnaire (Xue et al., 2007b). Afin d'éviter de simuler un trop grand nombre de cycles, les valeurs de la plasticité cumulée sont parfois extrapolées, leur évolution linéaire étant constatée (Hochhalter, 2010; Li et al., 2014).

### 6.1.2 Estimateurs pour prévoir l'amorçage

Très généralement, les ingrédients utilisés pour définir des estimateurs de prévision d'amorçage en fatigue sont basés sur une déformation, une contrainte, ou toute autre combinaison des deux – notamment leur produit qui est homogène à une

énergie par unité de volume. Il est possible de chercher des estimateurs à différentes échelles :

- échelle de l'éprouvette, pour estimer directement une durée de vie (en connaissant uniquement la contrainte et la déformation de la zone macroscopiquement la plus sollicitée),
- échelle du Volume Élémentaire Représentatif (VER) polycristallin, pour prévoir par éléments finis un amorçage ou simuler une propagation de fissure,
- échelle des systèmes de glissement en pointe de fissure (en utilisant une loi de plasticité cristalline).

À l'échelle de l'éprouvette, le raisonnement est mené en terme d'amplitude et de valeur maximum de déformation ou de contrainte. Pour n'en citer que quelques uns, les travaux de Coffin (1954) et Manson (1954), Smith et al. (1970), Fatemi & Socie (1988) sont classiquement utilisés. D'autres encore sont notamment rappelés par Doquet et al. (2009). Les critères proposés peuvent être adaptés à des sollicitations uniaxiales, multiaxiales, avec rupture dominée par la traction ou le cisaillement.

En éléments finis le raisonnement est beaucoup plus local et peut notamment faire appel à des approches de type plan critique, comme dans le travail d'Esnault et al. (2014). Dans la plupart des cas, il est possible de cumuler au cours des cycles des quantités liées à la plasticité dans des zones de mesure définies préalablement.

En plasticité cristalline, le choix des quantités à cumuler est encore plus vaste : la somme du glissement sur l'ensemble des systèmes n'est qu'un exemple parmi d'autres (Figure 6.2). Dans la tradition de McDowell, Bennett & McDowell (2003) proposent plusieurs indicateurs (FIP - Fatigue Initiation Parameters). Certains sont non-locaux (recours à une moyenne spatiale), comme celui faisant intervenir le glissement sur le système où il est maximum :

$$\text{FIP}_1 = \frac{\Delta\gamma_{max}^\alpha}{\Delta P} \quad (6.1.1)$$

où  $\Delta P = \Delta\varepsilon_{11}^{moyen}$  est la déformation plastique moyenne dans la direction de sollicitation sur l'ensemble des grains du polycristal (cas uniaxial). Un paramètre multiaxial inspiré de Fatemi & Socie (1988) est également proposé :

$$\text{FIP}_2 = \frac{\Delta\gamma_{max}^p}{2} \left( 1 + k \frac{\sigma_n^{max}}{\sigma_y} \right) = C \quad (6.1.2)$$

où  $\sigma_n$  et  $\gamma^p$  sont pris sur le plan où l'amplitude de déformation plastique est maximum. Enfin, un critère de type Mohr-Coulomb est également testé :

$$\text{FIP}_3 = \frac{\Delta\tau_{max}^\alpha}{2} + kP_{hyd} = C \quad (6.1.3)$$

D'autres critères sur monocristaux ont été proposés par Korsunsky et al. (2007) et Kalnaus & Jiang (2006) suite à leurs études sur un superalliage base nickel et du cuivre respectivement. Dans la même lignée, une série d'indicateurs ont été utilisés par Hochhalter (2010). La comparaison de ces indicateurs n'a pas permis de les départager sur les cas numériques testés.

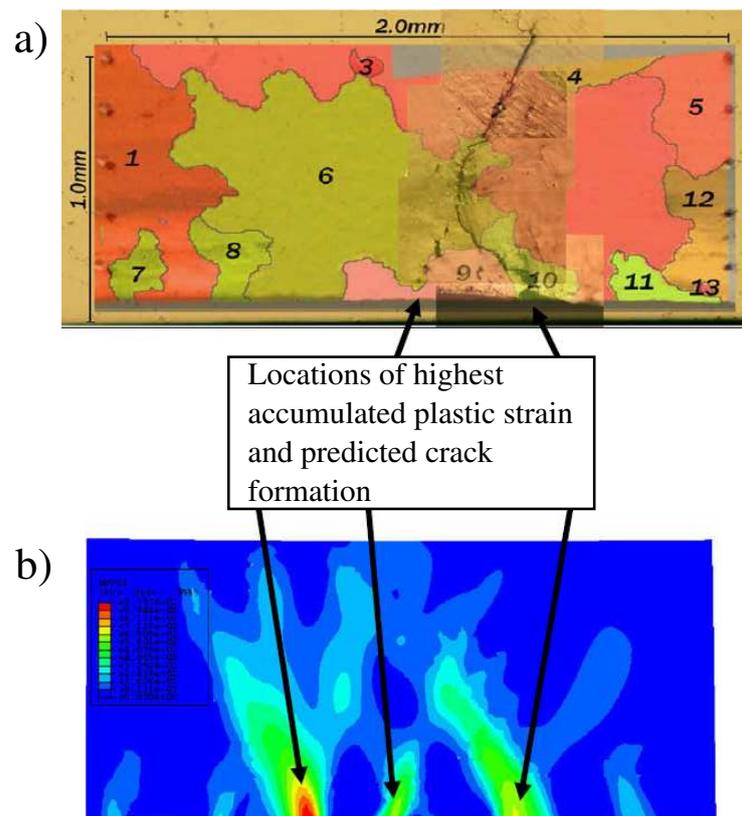


FIGURE 6.2 – (a) Observation expérimentale des premiers stades de formation d’une fissure de fatigue en condition de contrainte plane, et (b) prévision du site d’amorçage à l’aide de la plasticité cumulée. (McDowell & Dunne, 2010)

### 6.1.3 Études paramétriques sur la nocivité des particules et de leur environnement

Plusieurs paramètres sont pressentis pour jouer un rôle sur le nombre de cycles à amorçage, ainsi que sur le chemin de fissuration : *module d’Young, taille et forme 2D et 3D de la particule, présence d’un pore* jouxtant la particule, et *orientation cristallographique* du grain. Expérimentalement, ces paramètres ne peuvent pas être étudiés de façon découplée (données insuffisantes). Les simulations numériques peuvent aider à étudier chaque paramètre indépendamment.

L’effet de la *présence d’un pore* attenant à une particule n’a pas été étudié dans la littérature, à la connaissance de l’auteur. Il ne le sera pas davantage dans l’étude numérique de ce chapitre. De même, l’influence du *module d’Young* d’une particule rompue sur la plasticité en pointe de fissure n’a pas été étudiée, que ce soit numériquement ou expérimentalement. En revanche, la comparaison entre une particule et un pore de même forme est récurrent dans la littérature, que la particule soit rompue (Gall et al., 2001) ou non (Härkegård, 1973). Les conclusions restent cependant d’ordre qualitatif et décrivent, comme intuitivement attendu, une plus

grande localisation au niveau des particules rompues.

La modélisation de l'*effet de taille* de la particule par éléments finis est peu avancée. Le rayon de la zone/de l'arc de mesure est perçu par certains auteurs comme un moyen de prendre en compte la taille de la particule (Gall et al., 2001), par nature absente des simulations par éléments finis classiques. Cet aspect est négligé par d'autres. La taille étant une notion complexe à définir lorsque les particules sont regroupées en amas, Zhang et al. (2009) ont par exemple étudié numériquement l'effet mécanique de la proximité des particules. Les interactions décroissent très rapidement avec la distance séparant les particules.

La *cristallographie* a un effet reconnu. Les simulations sur polycristal mettent en évidence l'apparition de points chauds, corrélés avec les fissures observées expérimentalement (Manonukul & Dunne, 2004; McDowell & Dunne, 2010, Figure 6.2). Dans le 7075-T651, le nombre de cycles à amorçage dans ces zones (à proximité de particules) a été corrélé avec l'analyse en surface de quantités liées à la plasticité cumulée, et de la contrainte orthoradiale la plus élevée le long de l'arc de mesure,  $\sigma_{\theta\theta}^{max}$  (Figure 6.3, Hochhalter (2010)).

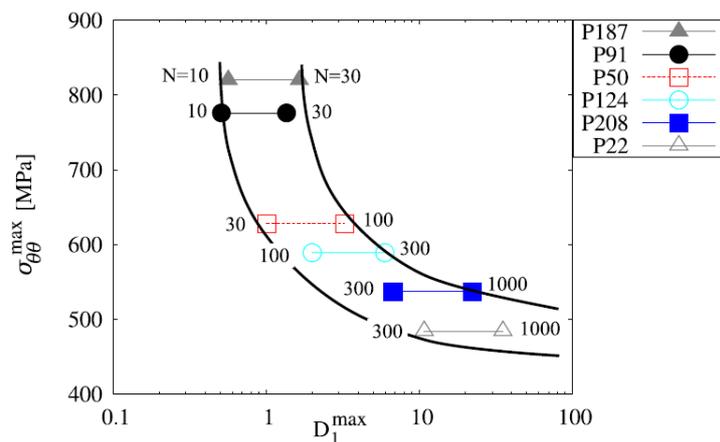


FIGURE 6.3 – Corrélation entre la contrainte  $\sigma_{\theta\theta}^{max}$  et la valeur de l'estimateur  $D_1$  à l'amorçage, introduit par Hochhalter et al. (2011). L'estimateur  $D_1$  peut être converti en une durée de vie à l'aide de calculs par éléments finis tenant compte de la géométrie et de la cristallographie de la zone d'amorçage. Comparaison avec 6 observations expérimentales.

### 6.1.4 Prédiction du chemin de fissuration

Commençons par noter que les simulations de plasticité cristalline ont déjà été comparées avec succès avec les observations expérimentales de plasticité, menées en surface d'éprouvettes. L'étude de Flouriot et al. (2003a) sur un alliage base nickel AM1 (maille CFC) a confirmé le potentiel de la plasticité cristalline en ce qui concerne la détection de l'activation des différents systèmes de glissement (Fi-



la plus avancée est celle de Hochhalter (2010) sur du 7075-T651, qui s'intéresse à l'estimation du nombre de cycles à rupture. Les mécanismes de fissuration (cristallographique ou non) n'ont en revanche jamais été décrits à l'échelle des grains dans les alliages d'aluminium. Être capable de comprendre la propagation à l'échelle du cristal est la première étape avant de pouvoir comprendre et reproduire la propagation tridimensionnelle d'une fissure dans un polycristal.

## 6.2 Mise en place des simulations

Les simulations numériques de ce chapitre sont basées sur le modèle de plasticité cristalline de Méric et al. (1991), dont les paramètres ont été identifiés au chapitre précédent (Tableau 5.1).

En suivant la littérature, ce chapitre analyse la quantité de glissement sur les douze systèmes de la structure cubique à faces centrées de l'aluminium. Les quantités de glissement sur chaque système et la somme de leurs contributions seront comparées. Les mesures sont effectuées sur un maillage 3D, le long d'arcs de cercles situés à la pointe de fissure en surface de l'éprouvette ou en profondeur (Figure 6.5). En pratique, ces points de mesure ne coïncident pas avec les points de Gauss du maillage, et les valeurs sont donc interpolées localement.

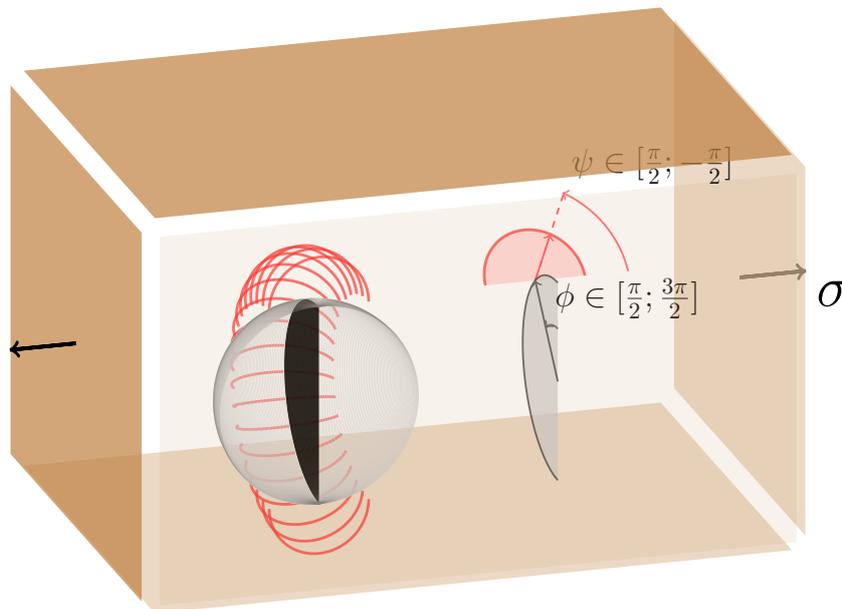


FIGURE 6.5 – Schéma 3D représentant les points de mesure de la plasticité (arcs rouges) en pointe d'une fissure (demi-disque gris/noir) contenue dans une particule (hémisphère grisée).

**Particule hémisphérique.** Excepté dans le cas de particules possédant quelques contours anguleux dans des zones critiques, l'effet de la géométrie des particules

n'est que de second ordre sur l'amorçage<sup>1</sup>. Pour cette raison, le choix a été fait de représenter la particule par une hémisphère cassée située en surface du maillage. La rupture est orthogonale à la direction de laminage/sollicitation, tel qu'observé expérimentalement (Figure 3.10). La particule est entourée d'une matrice d'aluminium monocristalline, dont l'orientation pourra être choisie.

**Sollicitation.** Pour les simulations de traction monotone, une sollicitation de 0,6% de déformation est appliquée. Cette valeur est proche de la limite d'élasticité macroscopique ( $\varepsilon_{e0,02\%} = 0,64\%$  dans l'alliage 2050, Tableau 1.3). La sollicitation est appliquée par l'intermédiaire du déplacement des nœuds du maillage situés sur les deux faces extérieures parallèles au plan de la fissure. Les autres faces sont laissées libres. En l'absence d'autres précisions, un module d'Young de 160 GPa est utilisé pour la particule, et la matrice est modélisée par le comportement identifié sur le 2050 dans le Tableau 5.1.

Pour les simulations cycliques, la contrainte maximale appliquée est de 300 MPa en moyenne sur les deux faces extérieures parallèles au plan de la fissure, sous la condition que les deux faces restent planes. Le rapport de charge vaut  $R = 0,1$ . Le module d'Young de la particule est 160 GPa, et les jeux de paramètres 0 à 4 introduits pour la matrice au chapitre précédent seront comparés (Tableau 5.2).

Dans l'ensemble des simulations, le chargement assure une contrainte inférieure à 1 GPa dans la majeure partie de la particule, excepté près de la pointe de fissure où la contrainte monte très localement, jusqu'à 2 voire 3 GPa.

Les orientations cristallographiques choisies pour la matrice sont (i) soit celles mesurées expérimentalement sur les fissures présentées en partie 4.4.2, (ii) soit aléatoires lorsqu'il s'agit de faire des études statistiques. Dans ce dernier cas, il peut s'agir d'orientations aléatoires isotropes ou d'orientations provenant d'une mesure de texture sur les matériaux considérés.

**Taille et raffinement du maillage.** Afin de choisir un maillage donnant des résultats stables à une distance de  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$ , 15 maillages quadratiques ont été comparés : 5 tailles de mailles ont été testées avec 3 raffinements différents. La convergence est étudiée au travers de la moyenne du glissement  $\gamma = \sum_{s=1}^{12} \gamma^s$  à  $r_{0,5}$  (Figure 6.6), pour un grain d'orientation  $(307^\circ, 10^\circ, 30^\circ)$  en notation d'Euler.

Le maillage le plus léger et qui montre des résultats satisfaisants est le maillage numéro 2 dont le raffinement au niveau de la particule est pointé par la couleur noire (Figure 6.6). Ce maillage sera celui utilisé par la suite.

**Épaisseur de la fissure.** Trois solutions sont envisageables pour représenter une fissure dans la particule (schéma 6.7) :

1. L'étude de cas de la partie 3.2.3 a montré que les deux fissures ayant amorcé à partir de deux particules distinctes dans un même grain n'ont pas été affectées par les différences de géométrie de celles-ci.

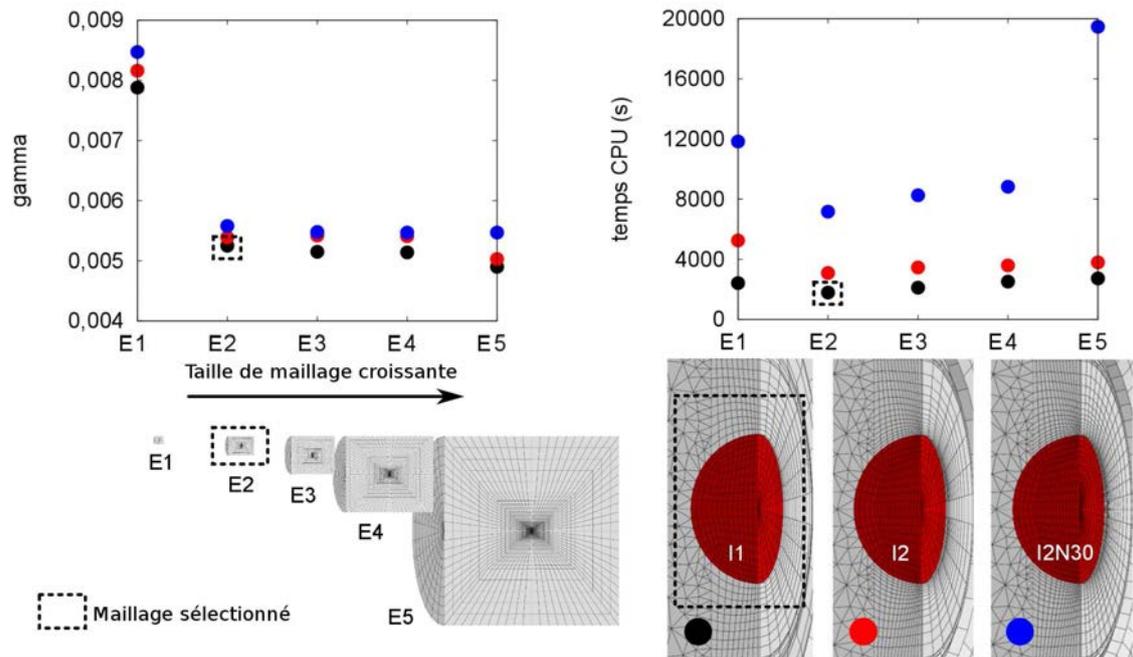


FIGURE 6.6 – Représentation du glissement moyen à la distance  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  de la pointe de fissure, et du temps de calcul pour différents raffinements et tailles de maillage.

- insérer une fissure dans la particule, en conservant un nœud en commun aux deux côtés de la particule ;
- insérer une fissure dans la particule, et détacher entièrement les deux côtés de la particule : la fissure avance alors légèrement dans la matrice ;
- retirer une rangée d'éléments dans la particule ;

Les deux premières solutions posent problème. Dans le premier cas, si la fissure s'arrête à la limite particule/matrice, alors la rangée de nœuds du front lie des éléments situés de part et d'autre de la particule : la particule n'est pas totalement cassée, et les déformations seront sous-estimées dans la matrice. Cette option semble pourtant avoir été prise par les études similaires évoquées dans l'état de l'art (Gall et al., 2001; Hochhalter, 2010), et a mené à certains résultats faussés. Dans le second cas, la fissure s'arrête dans la matrice, ce qui revient à admettre qu'elle a déjà amorcé dans la matrice.

Il en résulte qu'il est préférable de donner une épaisseur à la fissure dans les maillages utilisés, en retirant une rangée d'éléments de la particule. Ceci est licite, puisque l'effet de l'épaisseur de fissure sur la plasticité à la distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure est faible. Cela est visible en surface du maillage raffiné de plus grande dimension, pour deux épaisseurs  $e$  et  $2e$  en Figure 6.8.

**Choix du rayon des arcs d'observation.** Afin de choisir le rayon final de l'arc où seront effectuées les mesures, trois rayons sont présélectionnés et comparés

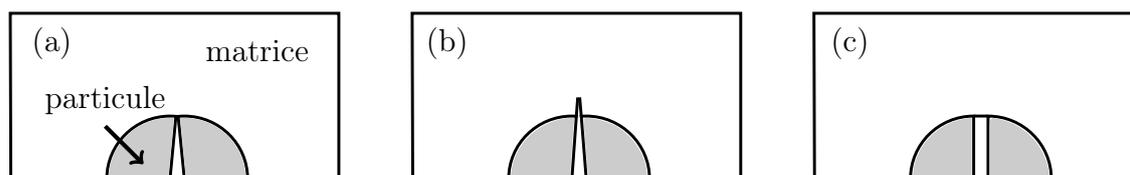


FIGURE 6.7 – Trois solutions sont possibles pour mailler une particule cassée : (a) insérer une fissure dans la particule en gardant le dernier nœud attaché ou (b) en détachant le dernier nœud, (c) ou bien retirer entièrement une rangée d'éléments.

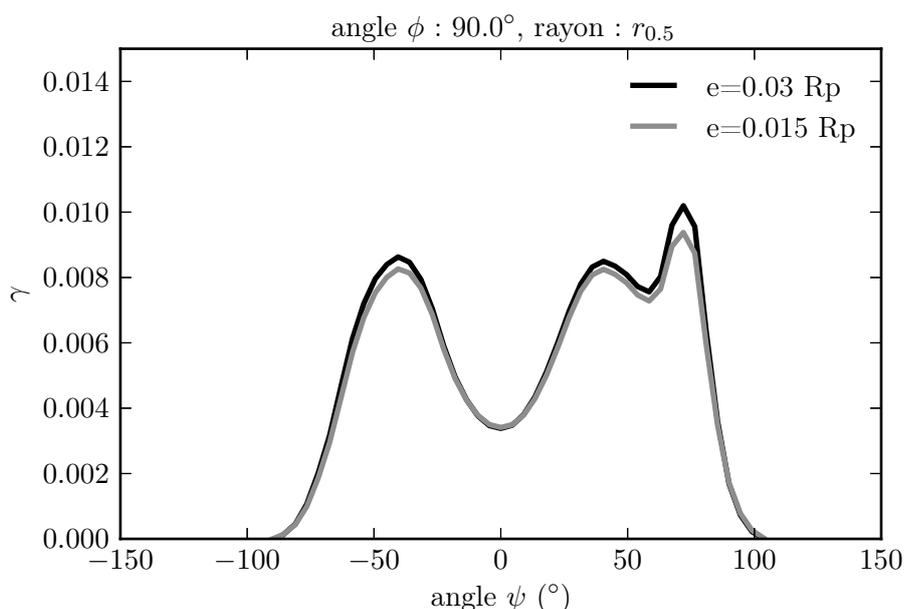


FIGURE 6.8 – Glissement en surface à la distance  $r_{0,5}$  pour deux maillages affinés I2N30E4 (Figure 6.6) et d'épaisseur de fissure  $e = 0,015 R_{particule}$  et  $e = 0,03 R_{particule}$ . L'orientation cristallographique de la matrice est  $(307^\circ, 10^\circ, 30^\circ)$  en notation d'Euler.

(Figure F.2) :  $r_{0,2} = 0,2R_{particule}$ ,  $r_{0,5}$  et  $r_{0,7}$ .

Pour  $r_{0,2}$ , la mesure a lieu très près de la pointe de fissure. Pour la taille de maille utilisée, les résultats obtenus à  $r_{0,2}$  sont encore éloignés de ceux obtenus avec un maillage plus fin (annexe F.1). Ce rayon ne peut donc pas être retenu. Pour  $r_{0,5}$  et  $r_{0,7}$ , la mesure est suffisamment loin de la fissure pour que les résultats soient stables lorsque le maillage est raffiné. Avec l'éloignement, l'activité des systèmes tend naturellement à décroître avant de s'annuler en sortant de la zone plastique. C'est pour se situer dans une zone avec davantage de glissement plastique que le rayon  $r_{0,5}$  est retenu *a priori*. Il sera conservé *a posteriori* pour la pertinence des résultats obtenus. En fatigue, on note que (i) regarder la plasticité à une faible distance signifie privilégier un critère de fissuration local, (ii) regarder loin de la

pointe de fissure signifie prendre en compte un paramètre non-local dans le critère.

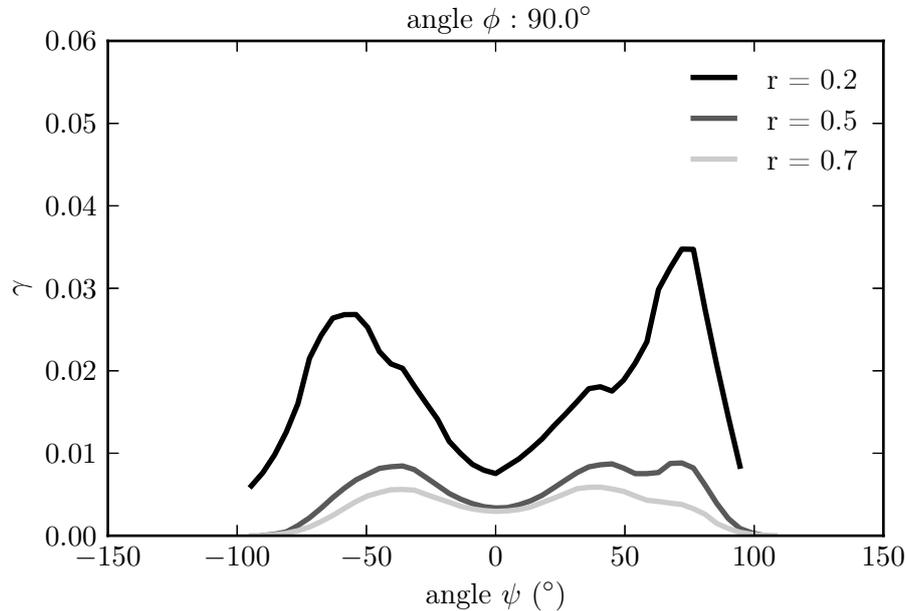


FIGURE 6.9 – (Maillage I1E1, Figure 6.6) Comparaison du glissement cumulé en surface pour trois arcs de mesure  $r_{0,2} = 0,2 R_{particule}$ ,  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  et  $r_{0,7} = 0,7 R_{particule}$ .

## 6.3 Plasticité sous chargement monotone

Après une courte analyse introductive, cette partie détaillera l'effet du module d'Young d'une particule rompue sur la plasticité en pointe de fissure, et comparera les résultats avec le cas d'un pore. Dans un second temps, les mêmes simulations serviront à proposer un critère de fissuration cristallographique, c'est-à-dire dont le chemin de fissuration est parallèle à des plans  $\{111\}$ . Un tel critère est une clef pour prévoir la direction de propagation d'une fissure à l'échelle du cristal.

### 6.3.1 Résultats introductifs

#### Dissymétrie de la plasticité

En raison du fait qu'un cristal aléatoire n'est pas identique à celui obtenu par rotation de  $180^\circ$  autour de l'axe  $y$ , ou par une symétrie plane suivant  $x-y$  (symétries de la configuration expérimentale et du maillage au niveau d'une particule de surface), une plasticité différente est attendue de part et d'autre de la particule cassée. D'un point de vue expérimental, cette dissymétrie a déjà été constatée en partie 3.2.3

(Figure 3.7). Numériquement, en utilisant la même orientation que celle trouvée dans le cas expérimental, une dissymétrie est également observée (Figure 6.10).

L'analyse des facteurs de Schmid d'une orientation cristallographique donnée, aussi poussée soit-elle, est indépendante de toute géométrie de la fissure. Elle est en conséquence incapable de décrire une telle dissymétrie entre deux pointes d'une fissure. Pour continuer cette discussion, une étude détaillée en annexe F.3 montre que dans certaines configurations, une corrélation existe entre facteur de Schmid et quantité de glissement en pointe de fissure. Dans la majorité des cas, la conclusion est que la corrélation est trop faible pour que le facteur de Schmid puisse être considéré comme un bon estimateur de la quantité de glissement plastique à proximité d'un pore ou d'une particule cassée.

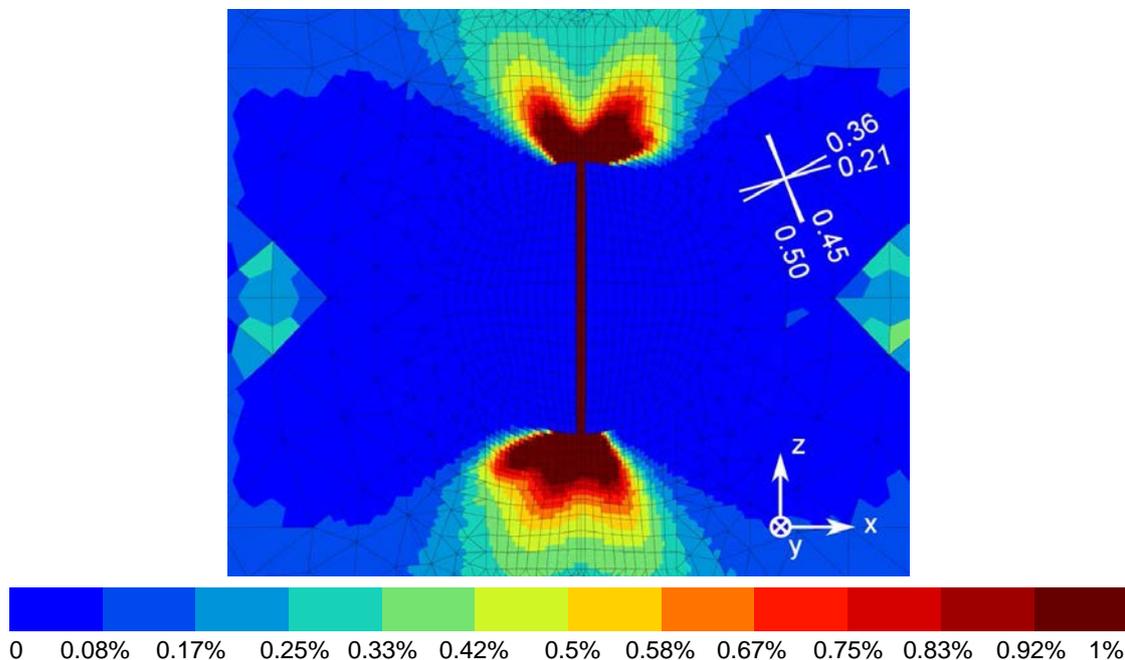


FIGURE 6.10 – Dissymétrie du glissement cumulé aux deux pointes de la fissure. Analyse en surface pour l'orientation ( $307^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $30^\circ$ ).

### Contrainte normale et système le plus actif

Dans les simulations monotones menées ultérieurement, la contrainte normale au système le plus actif – dans la direction présentant le plus de glissement – est positive dans 99% des cas. Ces simulations serviront à proposer un critère de fissuration en fatigue. En conséquence, l'effet du signe de la contrainte normale sur le critère ne pourra pas être discriminé.

### 6.3.2 Module de la particule et contrainte en pointe de fissure (surface et profondeur)

Les particules cassées observées expérimentalement ont des modules d'Young qui peuvent varier de façon significative. Cela est notamment le cas entre les particules  $Mg_2Si$  et  $Al_7Cu_2Fe$ , pour lesquelles le module varie entre 60 GPa et 160 GPa (Tableau 2.1). En outre, elles sont parfois associées à des pores (partie B.3.4), qui seront assimilés à des particules de module d'Young nul.

Lorsque la fissure est suffisamment longue, la particule située au niveau de l'amorce n'a plus aucune influence sur le trajet de fissuration. En revanche, au moment de l'amorçage et des tout premiers stades de propagation, il est envisageable qu'une particule dure, une particule plus molle et un pore aient des effets sensiblement différents sur la plasticité, et donc sur la propagation de fissure. Cette question fait l'objet de cette partie.

Dans cette analyse, le glissement sur l'ensemble des systèmes est considéré ( $\gamma = \sum_{s=1}^{12} v^s$ ). Deux arcs de mesure de rayon  $r_{0,5}$  sont comparés ( $\phi = 90^\circ$  pour la surface, et  $\phi = 180^\circ$  pour la profondeur, angles définis sur le schéma 6.5). Le module d'Young de la particule prend les valeurs 0 GPa, 40 GPa, 80 GPa ou 200 GPa selon les simulations.

#### Cas de l'orientation ( $20^\circ$ , $43^\circ$ , $66^\circ$ )

La comparaison du glissement pour les différents modules d'Young indique que le comportement aux faibles modules se rapproche rapidement de celui observé pour de forts modules (Figure 6.11). Ceci est davantage marqué en surface, en comparaison avec la profondeur.

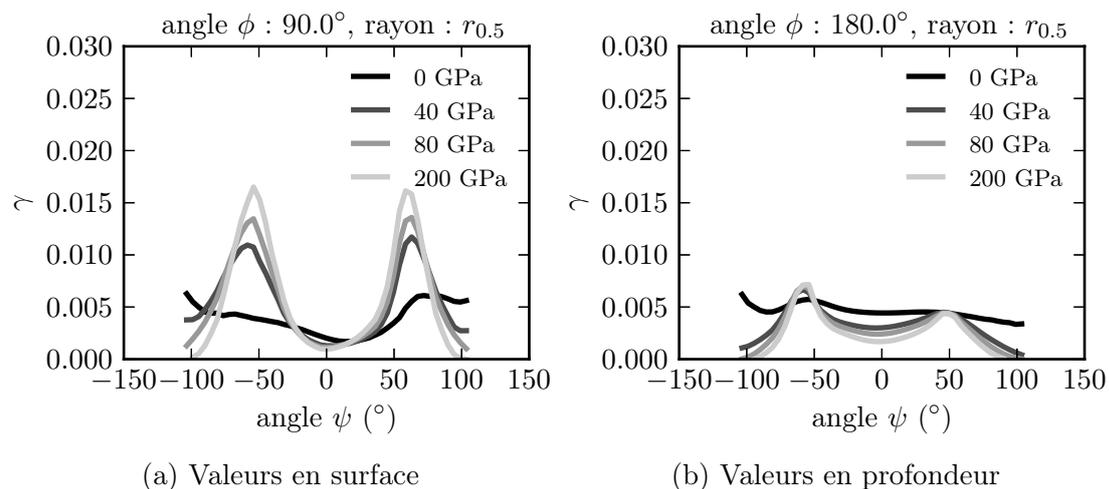


FIGURE 6.11 – Glissement cumulé à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure, pour différents modules d'Young. Orientation ( $20^\circ$ ,  $43^\circ$ ,  $66^\circ$ ).

Comme attendu, la première observation est que la plasticité est plus localisée

dans le cas des particules (où des pics sont visibles) que dans celui du pore. La seconde observation est que la quantité de glissement est bien plus importante en surface qu'en profondeur pour une particule, mais similaire pour un pore.

### Analyse statistique du glissement et de la localisation

Pour chaque orientation cristallographique, deux quantités faisant intervenir une *moyenne spatiale* sont introduites :  $q_{moyen}$  et  $q_{localisation}$ . La première mesure le glissement moyen tout autour de la pointe de fissure, à la distance  $r_{0,5}$  ( $\gamma > 0$  désigne le glissement cumulé). La seconde mesure la localisation à la distance  $r_{0,5}$ , au travers du rapport entre les glissements dans les deux directions les plus actives et le glissement moyen :

$$q_{moyen} = \gamma_{moyen} = \frac{1}{\psi_{max} - \psi_{min}} \int_{\psi_{min}}^{\psi_{max}} \gamma d\psi \quad (6.3.1)$$

$$q_{localisation} = \frac{1}{2\gamma_{moyen}} \left( \max_{\psi < 0} \gamma + \max_{\psi > 0} \gamma \right) \quad (6.3.2)$$

Les *moyennes d'ensemble* de ces deux paramètres, obtenues sur un millier d'orientations aléatoires (isotrope ou texturé), sont notées respectivement  $\langle q_{moy} \rangle$  et  $\langle q_{loc} \rangle$ .

L'analyse de ces moyennes dans le cas de la distribution de laminage du 2050 montre comme attendu que la localisation  $\langle q_{loc} \rangle$  est plus importante pour une particule de 160 GPa que pour une particule de 60 GPa ou un pore, aussi bien en surface (2,9 contre 2,4 et 2,2 en moyenne) qu'en profondeur (3,8 contre 3,2 et 2,6). Les résultats sont similaires pour la distribution isotrope. En revanche, il est moins intuitif de constater que pour 10% à 13% des orientations (18% à 22% si on considère la distribution isotrope), la localisation ( $q_{localisation}$ ) est plus importante pour le pore que pour la particule, aussi bien en surface qu'en profondeur.

	Distribution isotrope $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$		Distribution de laminage $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$	
	Surface	Profondeur	Surface	Profondeur
Pore	0,0030 / 2,6	0,0027 / 2,6	0,0036 / 2,2	0,0024 / 2,6
Particule 60 GPa	0,0033 / 2,7	0,0018 / 2,8	0,0033 / 2,4	0,0018 / 3,2
Particule 160 GPa	0,0035 / 3,1	0,0015 / 3,3	0,0033 / 2,9	0,0016 / 3,8

Tableau 6.1 – Quantités  $\langle q_{moy} \rangle$  et  $\langle q_{loc} \rangle$  à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure. Un chargement monotone de 0,6% de déformation est appliqué.

En ce qui concerne la quantité de glissement  $\langle q_{moy} \rangle$ , elle est bien plus importante pour un pore que pour une particule de 60 GPa ou 160 GPa en profondeur (0,0024 contre 0,0018 et 0,0016), mais reste comparable en surface (0,0036 contre 0,0033 et 0,0033 en moyenne). Une seconde façon de voir consiste à dire que dans la totalité des cas (98% des orientations) le glissement moyen en profondeur ( $q_{moyen}$ ) est plus élevé

pour un pore que pour la particule de 160 GPa ; en surface, cette proportion descend à 65% des orientations. Les résultats sont similaires pour une texture isotrope.

Par ailleurs, lorsque la mesure est effectuée près de la pointe de fissure (en passant de  $r_{0,5}$  à  $r_{0,2}$ ), la quantité de plasticité augmente beaucoup pour une particule de 160 GPa, et moins pour une particule de 60 GPa ou un pore (Tableau F.2 en annexe). Dans le cas d'une fissure d'épaisseur nulle, la singularité accentuerait encore cet effet.

Le bilan de cette première étude statistique s'exprime ainsi : plus le critère d'amorçage fait intervenir la plasticité en profondeur ou une mesure non-locale, plus il est favorable à une amorce sur pore (à taille de défaut fixé, Figure 6.12). Inversement, plus le critère d'amorçage choisi est local (mesure de la plasticité proche de la pointe de fissure) ou surfacique (mesure en surface), plus il est favorable à une amorce sur particule de fort module d'Young. Deux observations expérimentales viennent alimenter cette discussion.

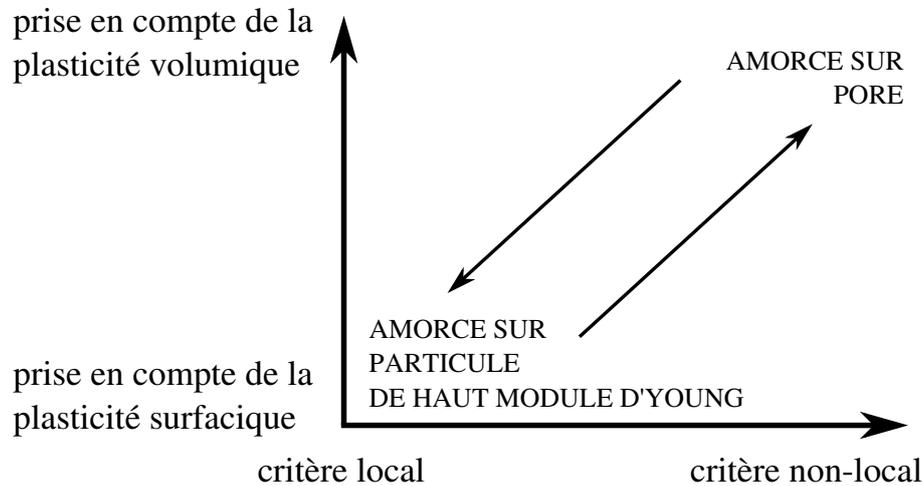


FIGURE 6.12 – Schéma représentant, à taille de défaut fixé, le type d'amorce privilégié en fonction du critère choisi.

La première observation est issue de ce manuscrit. La probabilité d'amorçage au niveau d'une particule cassée *au cours du chargement*<sup>2</sup> a été mesurée *en surface* aussi bien pour les  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  (160 GPa) que les  $\text{Mg}_2\text{Si}$  (60-120 GPa) du 7050. Pour des tailles apparentes entre 2  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ , la probabilité d'amorçage est légèrement supérieure pour les  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  (2/4 contre 2/7). Ceci est cohérent avec les résultats numériques similaires obtenus pour les particules de 60 GPa et 160 GPa.

La seconde observation est issue de la littérature. Zhang et al. (1998) observent dans une tôle de 7050-T7451 contenant 0,1% de pores et 0,65% de particules<sup>3</sup>, que l'amorçage a lieu préférentiellement sur les pores. En admettant que les pores soient toujours plus petits que les particules si leur fraction volumique est plus faible

2. Exclure les particules cassées à l'état initial permet d'éliminer les particules cassées dont la profondeur a été fortement réduite en raison du polissage.

3. La taille moyenne des particules est par ailleurs plus élevée, mais nous ne disposons pas d'information sur les tailles maximales.

(Partie 2.3.2), alors les particules seraient moins nocives que des pores de même taille. Cette observation, associée aux résultats numériques énoncés plus haut, est en faveur d'un critère non-local, où la plasticité en profondeur intervient.

### Analyse statistique du nombre de systèmes activés

Dans cette étude, un système de glissement est dit *activé* s'il représente plus de 5% du glissement total. Pour une orientation donnée, le nombre de systèmes activés dans les deux directions de glissement principales est mesuré à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure. La moyenne de ce nombre pour l'ensemble des orientations cristallographiques est notée  $\langle N^{act} \rangle$ .

Pour la texture de laminage du 2050, le nombre de systèmes activés  $\langle N^{act} \rangle$  est sensiblement le même pour les pores et les particules, en surface et en profondeur (entre 1,9 et 2,3). Parallèlement, la proportion d'orientations où un unique système est activé est légèrement supérieure pour les particules de 160 GPa et varie peu le long du front (entre 18% et 35%, Figure 6.13). Dans les alliages étudiés les mécanismes de fissures cristallographiques sont donc attendus avec environ la même fréquence tout le long du front – en faisant l'hypothèse que le caractère cristallographique est directement relié à l'activation d'un unique système de glissement. Les différences avec une distribution isotrope sont détaillées en annexe F.2.

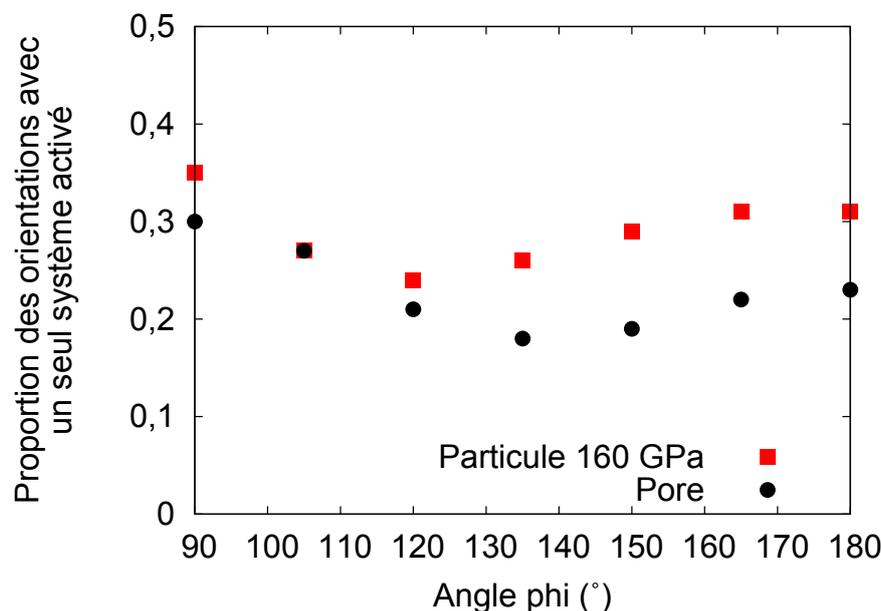


FIGURE 6.13 – Proportion des orientations ayant un unique système de glissement activé, en fonction de la position le long du front de fissure (définition de l'angle  $\phi$  en Figure 6.5).

### 6.3.3 Orientation cristallographique et chemin de fissuration

L'effet de la cristallographie sur le chemin de fissuration en fatigue a été observé à maintes reprises dans la littérature, et est confirmé dans cette étude (chapitre 4). Cette partie cherche à mieux comprendre les mécanismes de fatigue à proximité des particules, en utilisant les calculs par éléments finis. Les résultats en surface du maillage seront particulièrement intéressants, car ils peuvent être directement comparés avec les observations de microscopie (partie 4.4.2). L'étude suppose l'existence de deux directions où le glissement est plus important (*ails de papillon*).

#### Énoncé d'un critère de fissuration cristallographique

Le critère présenté vise à prévoir l'apparition de chemins cristallographiques pour les fissures courtes de fatigue. Il a été identifié à l'aide de fissures de surface n'ayant pas encore franchi le premier joint de grains. Les principaux ingrédients sont ceux qui contribuent à faciliter la formation d'une bande de glissement localisée :

- niveau de plasticité élevé en pointe de fissure et au-delà,
- activation majoritaire d'un système de glissement dans une certaine zone angulaire,
- le système activé est en position de bande de glissement, et non de bande en genou (Schéma 6.14).

Les bandes en genou sont détectables en surface : la direction macroscopique dans laquelle se localise la plasticité est environ orthogonale à la trace du plan de glissement qui la crée (Asaro & Rice, 1977; Forest, 1998; Forest et al., 2001; Fivel & Forest, 2004). Celles-ci s'opposent aux bandes de glissement, pour lesquelles la direction macroscopique de la localisation et la trace du plan de glissement sont environ alignées. Le modèle de plasticité cristalline exprimé en petites déformations n'est pas en mesure de distinguer les bandes en genou des bandes de glissement.

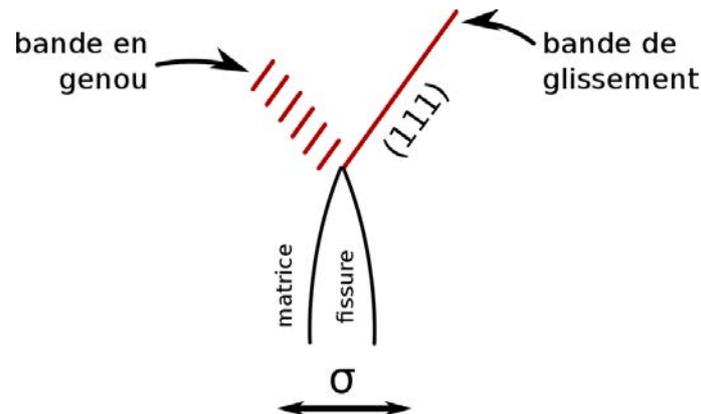


FIGURE 6.14 – Une bande de glissement est alignée avec le plan de glissement qui plastifie à l'échelle microscopique. Une bande en genou, au contraire, n'est pas alignée. En conséquence, il est intuitivement attendu qu'une fissure aura plus de facilité à se propager le long d'une bande de glissement qu'une bande en genou.

Le critère s'énonce comme suit : *une fissure amorçant sur l'une des pointes d'une particule cassée présente un chemin cristallographique en surface si à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure l'une des deux ailes de papillon vérifie :*

- un unique système de glissement  $s_i$  est activé dans la direction  $\psi_{max}$  de glissement maximum ( $\gamma_{s_i} > 95\% \gamma_{total}$ ),
- $s_i$  est également le système qui est le plus activé à  $\psi_{max} - 10^\circ$  et  $\psi_{max} + 10^\circ$ ,
- la bande de glissement impliquant le système  $s_i$  est orientée en position de bande de glissement.

*Remarque* : le critère proposé sera comparé avec des expériences sous air, ici choisi comme milieu de référence. Or, le type de faciès (cristallographique ou non) varie avec l'environnement. À simulation fixée, les marges de manœuvre sur le critère sont de trois ordres : (i) faire varier l'arc de mesure ( $r_{>0,5}$  ou  $r_{<0,5}$ ), (ii) modifier la définition d'un système activé ou (iii) faire varier la zone angulaire regardée à proximité de  $\psi_{max}$ .

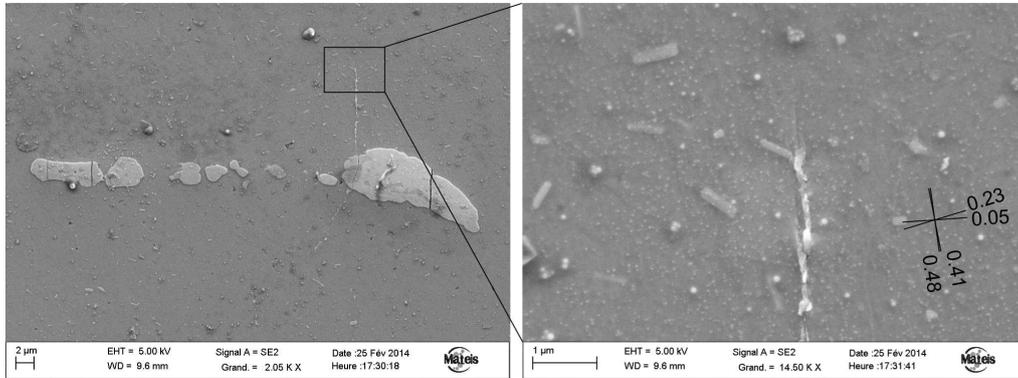
### Confrontation du critère avec les observations expérimentales

Le critère est comparé avec les observations expérimentales de la partie 4.4.2 (Figures 6.15 à 6.20). La dissymétrie entre les deux pointes des fissures est prise en compte. La bonne prévision obtenue à l'aide du modèle (Tableau 6.2) indique que l'étude de la plasticité par éléments finis est tout à fait adaptée à l'analyse du chemin de propagation des fissures courtes de fatigue, même en ne simulant que le premier cycle de chargement. De plus, ce critère peut être enrichi des résultats expérimentaux (partie 4.4.2), pour prévoir la trace des chemins de fissuration en surface :

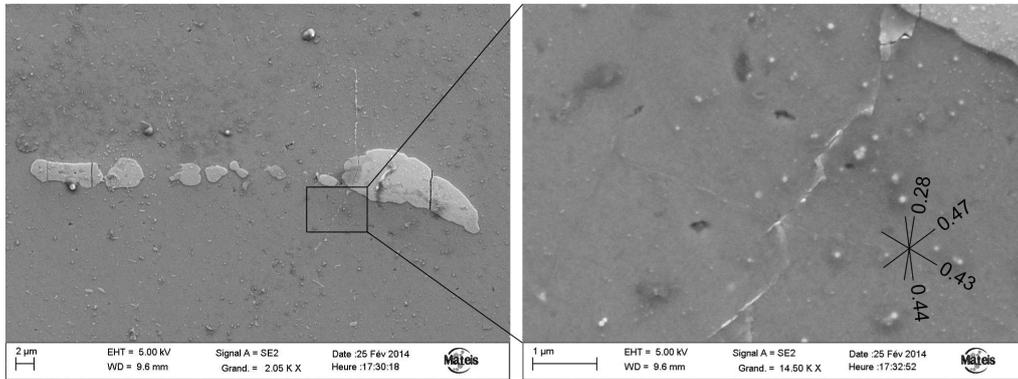
1. dans le cas d'un chemin cristallographique : la direction de propagation mésoscopique en surface vérifie  $\alpha = 0,5\gamma$  (angles  $\alpha$  et  $\gamma$  définis sur les Figures 4.23 et 4.24),
2. dans le cas d'un chemin non-cristallographique : (i) la fissure ne se propage pas du côté d'une bande en genou, (ii) la direction est environ une moyenne entre les deux plans les plus activés, mais le choix du côté reste imprévisible.

### Application du critère à des orientations aléatoires

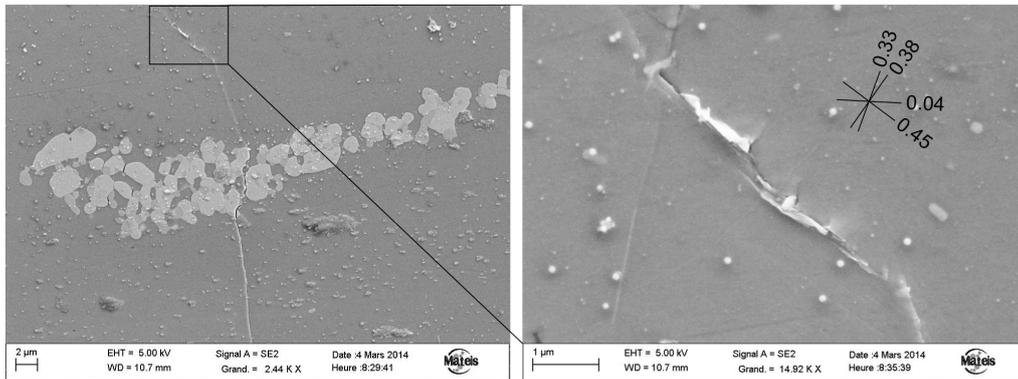
Le critère est appliqué au cas de la texture de laminage du 2050-T8. Les fissures cristallographiques prévues sont comparativement plus nombreuses pour les particules (entre 15% et 31%) que pour les pores (entre 1% et 11%). À dimensions égales, les pores ont donc un effet néfaste sur la micropropagation, en limitant l'apparition de fissures cristallographiques ralentissantes.



(a) Orientation ( $115^\circ, 10^\circ, 30^\circ$ ) : faciès cristallographique en surface

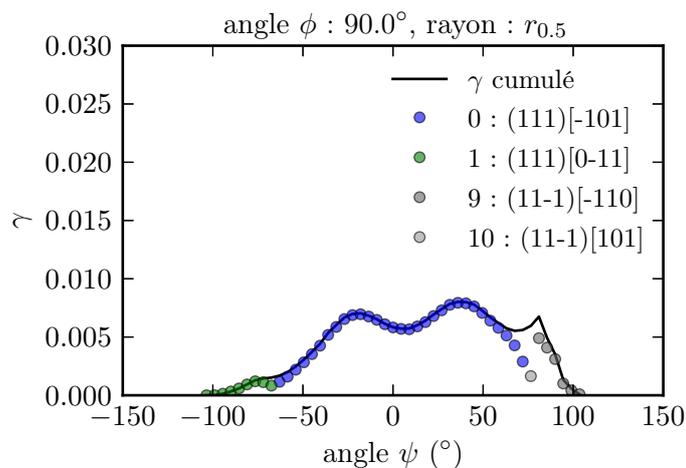


(b) Orientation ( $20^\circ, 43^\circ, 66^\circ$ ) : faciès cristallographique en surface.

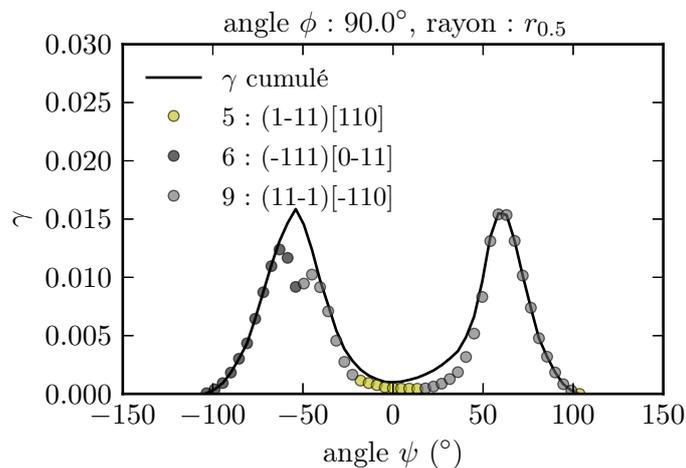


(c) Orientation ( $266^\circ, 26^\circ, 26^\circ$ ) : faciès cristallographique en surface.

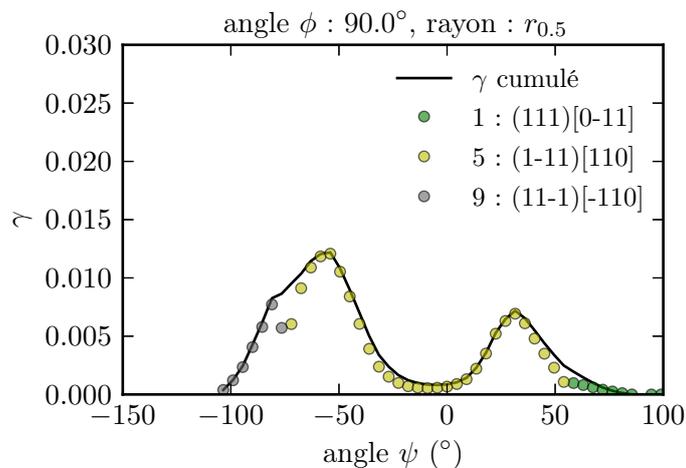
FIGURE 6.15 – Observations MEB de fissures cristallographiques de fatigue.



(a) Orientation (115°, 10°, 30°) : au pic à  $\psi < 0$ , un seul système activé en position de bande de glissement → fissure cristallographique.

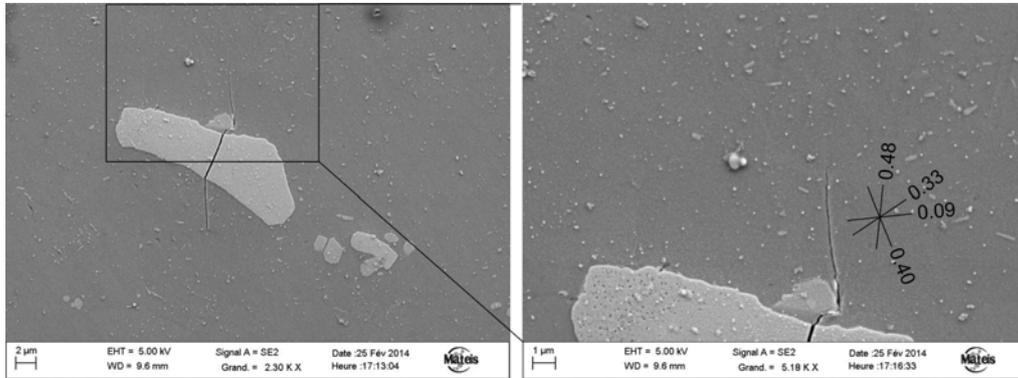


(b) Orientation (20°, 43°, 66°) : au pic à  $\psi > 0$ , un seul système activé en position de bande de glissement → fissure cristallographique.

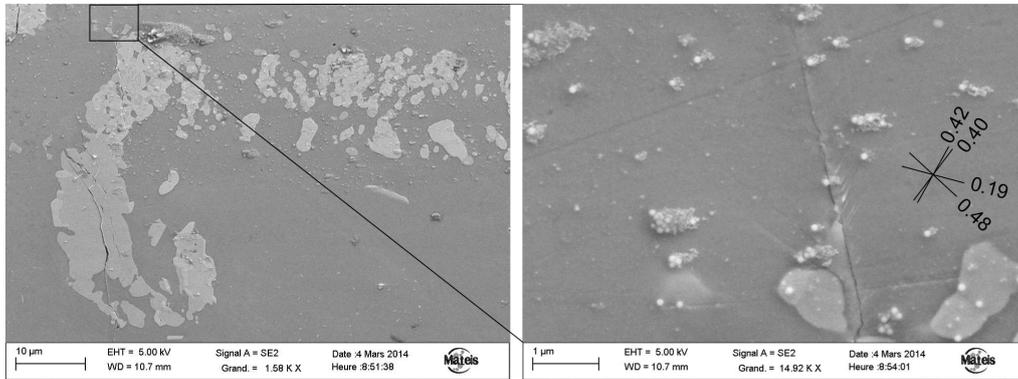


(c) Orientation (266°, 26°, 26°) : au pic à  $\psi < 0$ , un seul système activé au niveau du pic, en position de bande de glissement → fissure cristallographique.

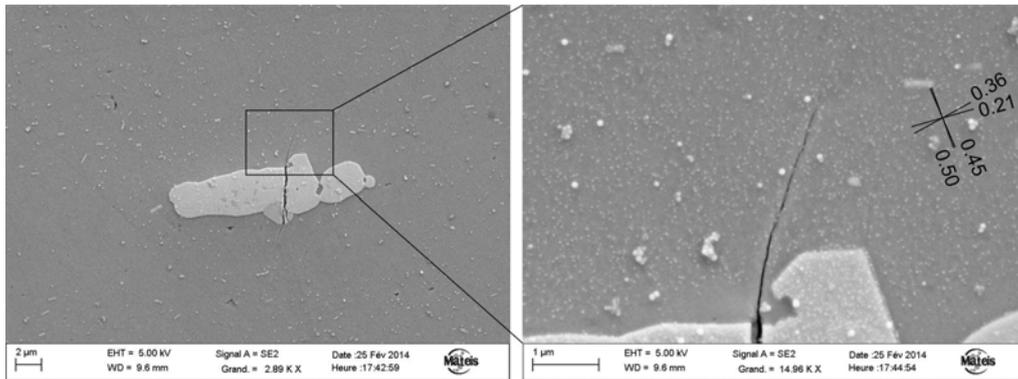
FIGURE 6.16 – Glissement plastique et prévision du critère de fissuration cristallographique.



(a) Orientation (329°, 26°, 90°) : faciès non-cristallographique en surface.

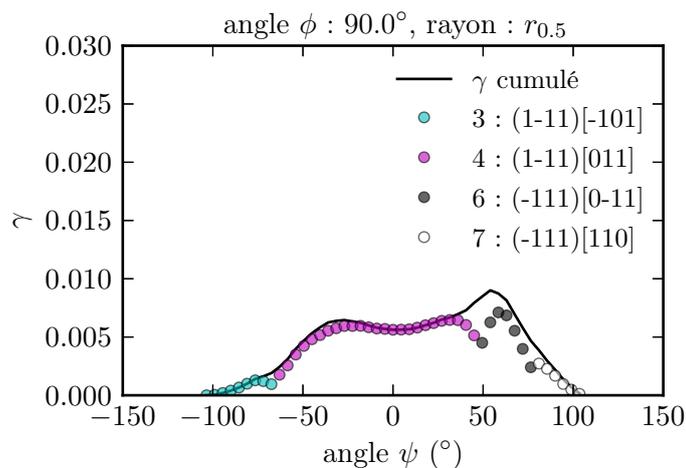


(b) Orientation (252°, 21°, 32°) : faciès non-cristallographique en surface.

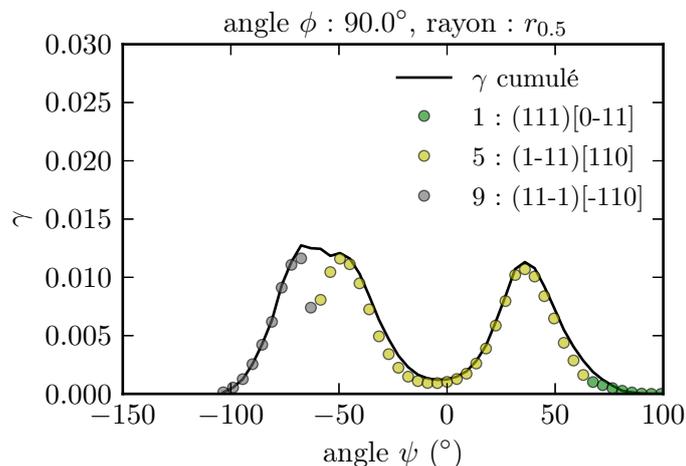


(c) Orientation (307°, 10°, 30°) : faciès non-cristallographique en surface.

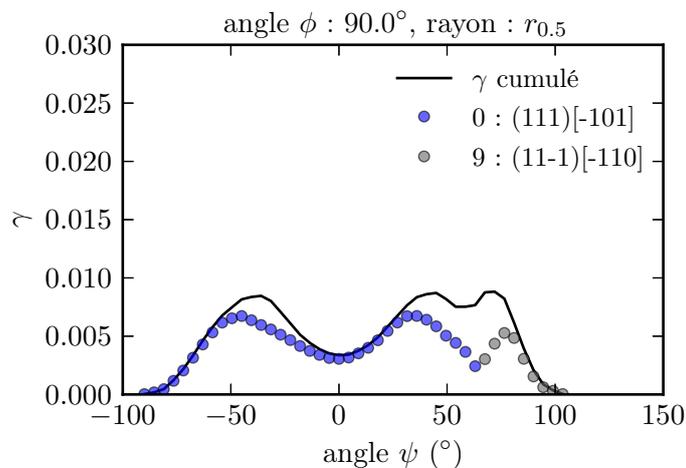
FIGURE 6.17 – Observations MEB de fissures de fatigue non-cristallographiques.



(a) Orientation  $(329^\circ, 26^\circ, 90^\circ)$  : au pic à  $\psi < 0$ , système en position de bande en genou ; au pic à  $\psi > 0$ , plusieurs systèmes activés  $\rightarrow$  fissure *non-cristallographique*.

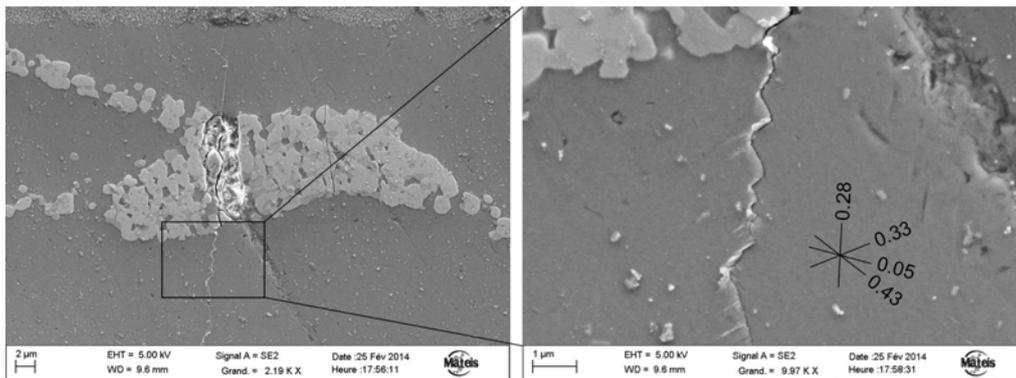


(b) Orientation  $(252^\circ, 21^\circ, 32^\circ)$  : au pic à  $\psi < 0$ , plusieurs systèmes activés ; au pic à  $\psi > 0$ , système en position de bande en genou  $\rightarrow$  fissure *non-cristallographique*.

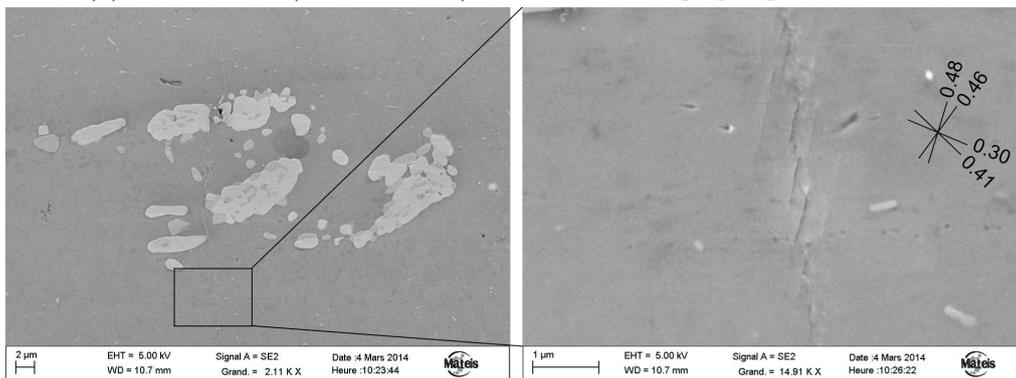


(c) Orientation  $(307^\circ, 10^\circ, 30^\circ)$  : aux pics à  $\psi < 0$  et  $\psi > 0$ , plusieurs systèmes activés  $\rightarrow$  fissure *non-cristallographique*.

FIGURE 6.18 – Glissement plastique et prévision du critère de fissuration cristallo-graphique.

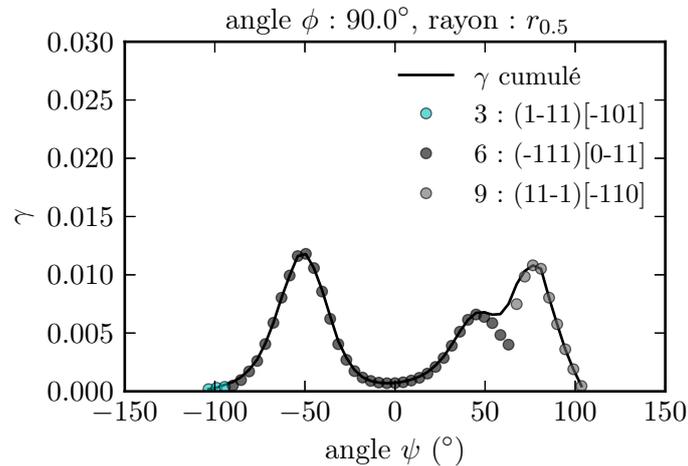


(a) Orientation ( $30^\circ$ ,  $46^\circ$ ,  $35^\circ$ ) : faciès cristallographique en surface.

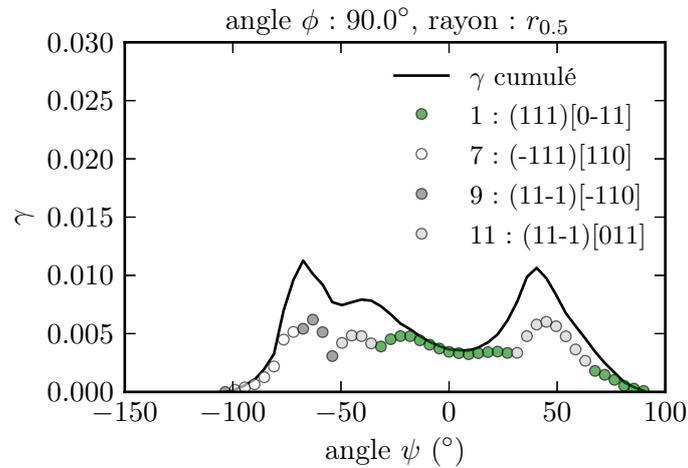


(b) Orientation ( $19^\circ$ ,  $19^\circ$ ,  $86^\circ$ ) : faciès non-cristallographique en surface.

FIGURE 6.19 – Observations MEB de deux fissures de fatigue dont le chemin de fissuration est complexe en surface.



(a) Orientation ( $30^\circ$ ,  $46^\circ$ ,  $35^\circ$ ) : au pic à  $\psi < 0$ , un seul système activé en position de bande de glissement  $\rightarrow$  fissure cristallographique.



(b) Orientation ( $19^\circ$ ,  $19^\circ$ ,  $86^\circ$ ) : aux pics à  $\psi < 0$  et  $\psi > 0$ , plusieurs systèmes activés  $\rightarrow$  fissure *non*-cristallographique.

FIGURE 6.20 – Glissement plastique et prévision du critère de fissuration cristallographique

Orientation	Expérience	Simulation	Accord	Systèmes activés
(115°, 10°, 30°)	1	1	✓	1
(20°, 43°, 66°)	1	1	✓	1
(266°, 26°, 26°)	1/0,5	1	~	1
(329°, 26°, 90°)	0	0	✓	2
(252°, 21°, 32°)	0	0	✓	2
(307°, 10°, 30°)	0	0	✓	5
(30°, 46°, 35°)	0,5	1	~	1
(19°, 19°, 86°)	0 (genou)	0	✓	2

Tableau 6.2 – Comparaison du modèle de prévision du caractère cristallographique de la fissuration avec les expériences. Le chiffre 1 indique que la fissure est cristallographique sur « bande de glissement », 0 qu'elle ne l'est pas, et 0,5 que l'expérience montre des signes des deux mécanismes. Le nombre de systèmes activés dans la direction de propagation de la fissure est également reporté.

La proportion de fissures cristallographiques prévue par le critère en surface pour les particules de 160 GPa (20%) est cohérente avec les observations expérimentales, au cours desquelles les fissures cristallographiques sont plus rarement détectées que les autres. Par ailleurs, le critère prévoit une répartition homogène de ces fissures le long du front (Figure 6.21), ce qui est en accord avec les branchements observés en tomographie apparaissant à différents endroits en son long (chapitre 4).

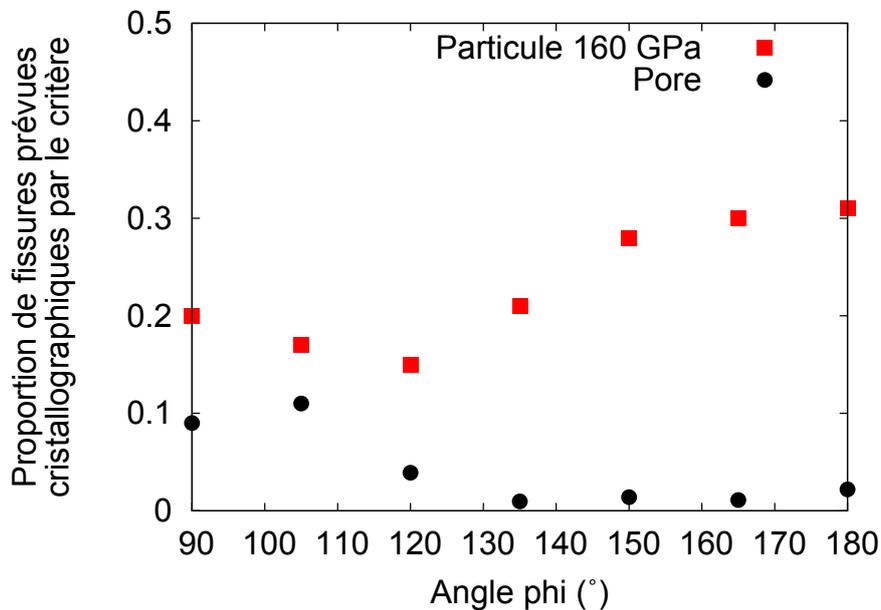


FIGURE 6.21 – Proportion des orientations de la texture de laminage du 2050, pour lesquelles le critère prévoit que les fissures seront cristallographiques, en fonction de la position le long du front de fissure (définition de l'angle  $\phi$  en Figure 6.5).

## 6.4 Plasticité sous chargement cyclique

Les mécanismes de fatigue sont intrinsèquement liés au caractère cyclique des chargements. Pourtant, le critère de fissuration établi précédemment dans ce chapitre témoigne qu'il n'est pas toujours nécessaire de faire appel à des simulations cycliques.

Dans les paragraphes qui suivent, une première discussion traitera de l'enjeu lié au choix des paramètres de la loi de comportement de plasticité cristalline. Le choix de ces paramètres, et tout particulièrement de la cission critique initiale  $\tau_0$ , n'est pas évident. Puis, différentes simulations cycliques permettront de justifier la pertinence de l'étude sous chargement monotone.

### 6.4.1 Boucles de plasticité en pointe de fissure

Lors de simulations cycliques, on souhaite que de la plasticité puisse être cumulée en pointe de fissure. En effet, s'il y a accommodation élastique dans l'ensemble du maillage, alors aucun effet de la fatigue ne peut être mis en évidence. En présence de plasticité, l'accumulation de la plasticité peut se faire de deux manières : au travers des boucles d'hystérésis, ou au travers de l'effet de rochet. Des discussions autour des lois permettant de modéliser ces effets sont menées par Lemaitre et al. (2009).

Lors de l'identification de la loi de comportement de plasticité cristalline, on a montré que plusieurs jeux de paramètres pouvaient être choisis. Chacun permet de réaliser un compromis pour représenter au mieux la courbe de traction, ou la courbe cyclique. Pour cela, des cissions critiques initiales très variables peuvent être prises, allant de 40 MPa à 160 MPa.

Cette cission critique a un effet majeur. Si on utilise la loi considérée comme présentant le meilleur compromis (jeu 0,  $\tau_0 = 160$  MPa), on note qu'il y a très rapidement accommodation élastique en pointe de fissure, et disparition de l'effet de rochet (Figure 6.22). Si l'on prend maintenant une loi avec une faible cission critique (jeu 1,  $\tau_0 = 40$  MPa), les cycles s'ouvrent significativement et l'effet de rochet est marqué.

Dans les deux cas, les réponses macroscopiques peuvent être considérées comme acceptables. Mais lors de l'étude cyclique, l'une accumulera une quantité significative de plasticité, tandis que l'autre s'adaptera élastiquement, même dans une zone très proche de la pointe de fissure. Vu ces différences, si le modèle doit être utilisé dans une étude cyclique, alors le choix de la cission critique ne peut pas résulter d'une simple identification de paramètres sur les courbes de comportement macroscopiques. Pour la poursuite de l'étude cyclique, il ne sera pas pertinent d'utiliser la loi « compromis ». La loi de paramètre  $\tau_0 = 120$  MPa sera préférée pour sa capacité à accumuler de la plasticité en pointe de fissure grâce aux boucles d'hystérésis (point p2 de la Figure 6.22).

(307°, 10°, 30°)			$\langle q_{moy} \rangle$	$\langle q_{loc} \rangle$	Contribution du système le plus actif	
					au pic à $\psi < 0$	au pic à $\psi > 0$
jeu 1	40 MPa	cycle 1	0,0021	1,9	25%	19%
		cycle 10	0,012	2,1	36%	22%
		cycle 100	0,13	2,1	35%	20%
jeu 2	40 MPa	cycle 1	0,0031	2,0	29%	23%
		cycle 10	0,018	2,1	36%	23%
		cycle 100	0,20	2,0	36%	20%
jeu 3	120 MPa	cycle 1	0,0013	2,4	47%	30%
		cycle 10	0,0014	2,4	46%	29%
		cycle 100	0,0015	2,5	46%	28%
jeu 4	120 MPa	cycle 1	0,0020	2,5	49%	32%
		cycle 10	0,0022	2,5	48%	31%
		cycle 100	0,0023	2,6	47%	31%
jeu 0	160 MPa	cycle 1	0,00014	3,2	72%	58%
		cycle 10	0,00017	3,2	71%	57%
		cycle 100	0,00018	3,2	71%	56%

Tableau 6.3 – Évolution des paramètres  $\langle q_{moy} \rangle$ ,  $\langle q_{loc} \rangle$ , ainsi que de la proportion de la contribution au glissement total du système le plus actif au niveau des pics de glissement.

### 6.4.2 Évolution de l'activation des systèmes de glissement

Au cours des cycles, la plasticité à une distance  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  de la pointe de fissure évolue. Dans le cas d'une cission critique élevée, et comme le suggère la fermeture des cycles, aucune accumulation de plasticité n'est observée (Figure 6.23). En revanche, pour la cission critique la plus basse ( $\tau_0 = 40$  MPa), une accumulation linéaire avec le nombre de cycles est constatée (paramètre  $\langle q_{moy} \rangle$  dans le Tableau 6.3), comme indiqué dans la littérature. Ces résultats sont obtenus pour une orientation (307°, 10°, 30°) en notation d'Euler.

La seconde observation concerne l'activation des systèmes. Pour l'orientation choisie, et quelle que soit la cission critique initiale, la contribution du système le plus activé au glissement total se fait dans les mêmes proportions après 1 cycle et 100 cycles. La variation maximum est obtenue lorsqu'il y a une accumulation marquée du glissement, pour  $\tau_0 = 40$  MPa : elle varie alors entre 25% et 36% sur l'aile gauche et entre 19% et 22% sur l'aile droite ( $\tau_0 = 40$  MPa), pour l'orientation (307°, 10°, 30°). Tous les raisonnements menés en proportion de systèmes activés au cours de la première mise en charge demeurent donc licites (*e.g.* critère de fissuration cristallographique).

La troisième observation est que le paramètre de localisation ( $\langle q_{loc} \rangle$ ) reste environ constant au cours des cycles, pour un jeu de paramètres fixé. On note en revanche une accentuation de la localisation avec l'augmentation de la cission critique initiale.

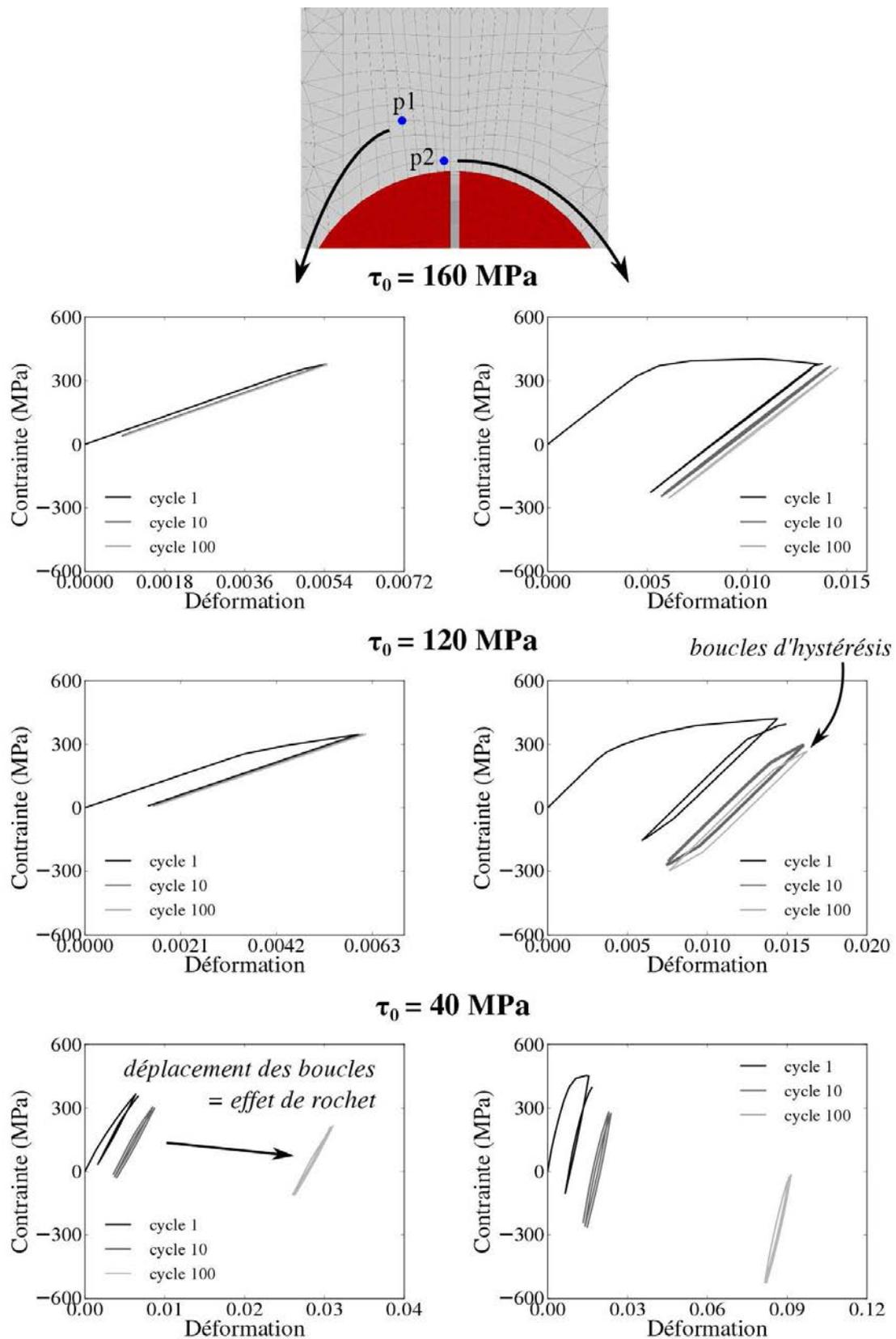
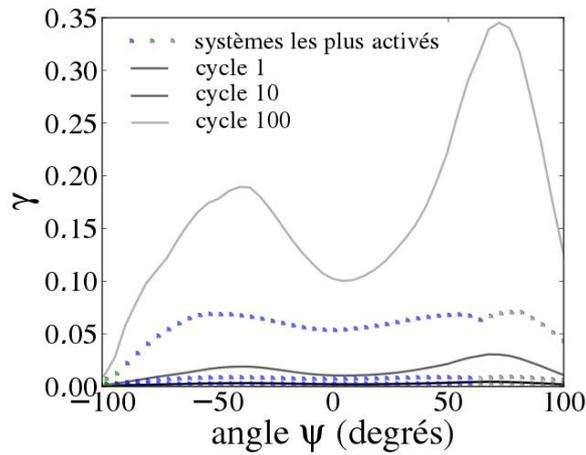
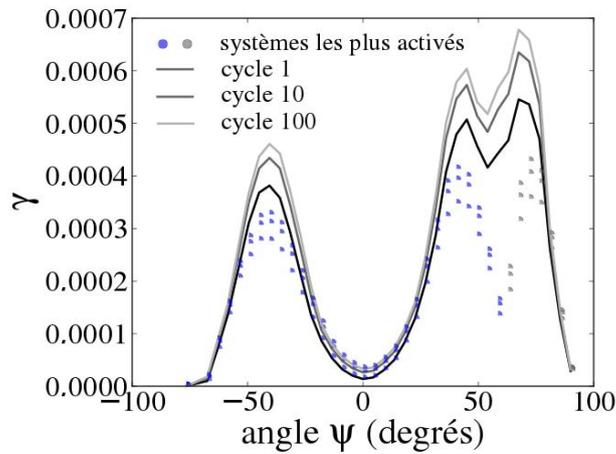


FIGURE 6.22 – Boucles contrainte-déformation (axial) à différentes distances de la pointe de fissure (points  $p1$  et  $p2$ ), et pour trois jeux de paramètres (jeux 0, 1 et 3) de cisssion critique initiale respectives  $\tau_0 = 160 \text{ MPa}$ ,  $\tau_0 = 40 \text{ MPa}$  et  $\tau_0 = 120 \text{ MPa}$ .



(a) Loi avec  $\tau_e = 40$  MPa



(b) Loi avec  $\tau_e = 159$  MPa

FIGURE 6.23 – Évolution au cours des cycles de la plasticité à  $0,5R_{particule}$  de la pointe de fissure.

## 6.5 Points importants

L'analyse numérique de l'amorçage à partir d'une particule préalablement cassée a fait l'objet du présent chapitre. Au travers de l'analyse statistique menée sur la distribution de laminage de l'une des tôles de cette étude, l'effet du module d'Young des particules sur l'amorçage a été étudié : seule une faible différence a pu être mise en avant numériquement entre des particules de 60 GPa ( $\text{Mg}_2\text{Si}$ ) et de 160 GPa ( $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ ). On rappelle ici que la nocivité de ces particules est corrélée à leur facilité à casser (chapitre 3) : les particules  $\text{Mg}_2\text{Si}$  sont davantage cassées à l'état initial que les particules  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$ . La même corrélation est observée pour les particules Al-Cu-Fe-Mn du 2050 : elles sont davantage cassées, et produisent davantage d'amorces que les particules de compositions proches  $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$  observées dans le 7050.

Le second point marquant de ce chapitre concerne la prévision de l'apparition des fissures cristallographiques (plans  $\{111\}$ ), dont l'effet ralentissant est régulièrement noté dans la littérature et a été quantifié pour un cas précis dans le chapitre 4. Le critère proposé permet de prévoir, dans l'alliage d'aluminium 2050, la nature du chemin de fissuration (cristallographique ou non) dans le premier grain traversé, ainsi que la direction de sa trace en surface. Le critère est adaptable à d'autres types de matériaux. La prochaine étape consisterait à étendre ce type d'analyse à plusieurs grains, en ayant recours à une confrontation entre simulations 3D de plasticité cristalline et imagerie 3D (tomographie et DCT - Diffraction Contrast Tomography, Proudhon et al. (2015)).

Le dernier point est une constatation touchant à la modélisation. Lors de simulations cycliques, nécessaires pour estimer l'évolution de la plasticité sous un chargement de fatigue, le choix de la limite d'élasticité microscopique est crucial (la cission critique initiale en plasticité cristalline). Le choix d'une valeur trop élevée pourrait conduire à une accommodation élastique de la structure simulée (même si elle contient une fissure), et ainsi empêcher toute simulation de cumul de plasticité. Cette remarque est notamment importante pour ce qui a trait aux modèles d'endommagement pour la fatigue, et qui feront l'objet du dernier chapitre.

### REMARQUES GÉNÉRALES

- Lors du maillage d'une particule cassée dans une matrice ayant un autre comportement, il est recommandé de donner une épaisseur à la fissure.
- Dans le cas où la matrice est un cristal CFC d'orientation quelconque, la plasticité n'est pas symétrique aux deux pointes de la fissure.

### ANALYSE STATISTIQUE DE LA PLASTICITÉ

Pour une distribution de laminage :

- Valeur relative de glissement et de localisation (traction à 0,6%) :

	Glissement		Localisation	
	Surface	Profondeur	Surface	Profondeur
Pore	+++	++	--	+
Mg <sub>2</sub> Si	+++	+	-	++
Al <sub>7</sub> Cu <sub>2</sub> Fe	+++		+	+++

→ La plasticité est similaire en pointe des différentes particules

- 20% à 30% : la proportion des orientations où un seul système de glissement est activé → autrement dit, les fissures sont très largement non cristallographiques, ce qui est conforme à l'expérience.

### CRITÈRE DE FISSURATION CRISTALLOGRAPHIQUE

- Le critère est identifié sur 8 fissures de l'alliage 2050-T8 n'ayant pas franchi le premier joint de grains en surface.
- Trois conditions pour l'apparition d'une fissure cristallographique (sur plan {111}) :
  - un unique système  $s_i$  est activé au niveau d'un pic de glissement maximum
  - $s_i$  est le système le plus activé autour du pic (à  $\pm 10^\circ$ )
  - $s_i$  est orienté en position de bande de glissement

### PLASTICITÉ SOUS CHARGEMENT CYCLIQUE

- L'accumulation cyclique de plasticité en pointe de fissure a lieu uniquement si la cission critique initiale ( $\tau_0$ ) est suffisamment faible → lors de simulations numériques cycliques, le choix de  $\tau_0$  est donc déterminant.



# Chapitre 7

## Loi de comportement pour endommagement en fatigue

La fissuration de fatigue à l'échelle d'un grain, telle qu'observée expérimentalement (chapitre 4), est un mécanisme *très localisé* qui fait intervenir un faible nombre de *plans de glissement* du cristal. Lorsque les fissures sont cristallographiques, le plan de rupture correspond à celui qui a accumulé le plus de plasticité (voir le critère du chapitre 4). L'objectif de cette partie est de développer, puis d'utiliser une loi de comportement qui est capable (i) de localiser très fortement l'endommagement, (ii) de prendre en compte les plans de glissement dans le cadre d'une déformation d'endommagement, pour modéliser le fait qu'expérimentalement, l'ouverture de fissure se fait par rapport à un plan de rupture défini.

### 7.1 État de l'art

En éléments finis, différentes approches peuvent être utilisées pour simuler la propagation de fissure. Les principaux outils sont les techniques de relâchement de nœuds, les éléments cohésifs, le remaillage, les éléments finis étendus (X-FEM), et les lois de comportement avec endommagement.

Les *éléments cohésifs* sont adaptés aux cas où les directions de propagation sont connues à l'avance. Leur application par excellence est le cas des matériaux avec rupture au niveau d'interfaces. Ils ont été utilisés par Bouvard et al. (2009) pour simuler la propagation de fissure dans un monocristal en fatigue-fluage. Dans le cas d'une approche avec *remaillage*, la direction et la longueur de l'incrément de propagation sont calculées en post-processing. Une application au cas d'un monocristal est proposé par Li et al. (2014). Les *éléments finis étendus (X-FEM)* sont particulièrement utiles dans les cas où la forme des solutions analytiques en pointe de fissure est connue (Moës et al., 1999). Aucun remaillage n'est nécessaire avec cette technique.

Enfin, les *lois de comportement avec endommagement* sont abordées plus en détail dans cet état de l'art. Avec ce type de lois, les directions de propagation ne

sont pas connues *a priori*. La plasticité (notion reliée à une déformation irréversible *sans* changement de volume, due au glissement des dislocations) sera distinguée de l'endommagement (notion reliée à une déformation irréversible *avec* changement de volume, due à une accumulation/une localisation des dislocations). Ces notions de plasticité et d'endommagement peuvent être quantifiées par des tenseurs de déformation ou uniquement à l'aide de scalaires.

Dans le cas général, les lois d'endommagement peuvent traiter la plasticité et l'endommagement de façon couplée ou découplée (Gurson, 1977; Tvergaard & Needleman, 1984; Mahnken, 2002; Simo & Ju, 1989; Lemaitre & Chaboche, 1985). Le couplage peut être obtenu en utilisant une seule et même loi d'écoulement pour les mécanismes de plasticité et d'endommagement, ou alors en faisant intervenir la plasticité dans le critère d'endommagement et réciproquement.

Afin de modéliser l'anisotropie d'endommagement des cristaux, il est possible d'avoir recours à une formulation tensorielle de l'endommagement (Qi & Bertram, 1999), ou encore de faire appel à la plasticité cristalline. Cette seconde approche sera préférée en raison de la meilleure prise en compte de la cristallographie (Flouriot et al., 2003b). Elle a déjà fait l'objet de différents travaux (Marchal, 2006; Boudifa et al., 2009; Aslan, 2010; Sabnis, 2012), parmi lesquels certains sont spécifiquement tournés vers la fatigue (Saanouni & Abdul-Latif, 1996; Abdul-Latif & Saanouni, 1996). Ces études constituent le point de départ du modèle qui sera développé dans ce chapitre. À ce titre, elles seront détaillées dans les paragraphes ultérieurs.

### 7.1.1 Cadre thermodynamique

Les lois des modèles détaillés s'inscrivent, à des degrés divers, dans un cadre thermodynamique associé. Ce cadre fait intervenir des variables internes (ou variables d'état) et des forces motrices associées (ou écrouissages). Pour un modèle thermodynamique, les lois qui le constituent découlent de la décomposition  $\underline{\dot{\epsilon}} = \underline{\dot{\epsilon}}^e + \underline{\dot{\epsilon}}^{in}$ . En posant  $(\alpha_i, A_i)$  les couples de variables internes et forces thermodynamiques associées (un couple par système de glissement, ou pour de l'endommagement), on définit :

- une *énergie libre*  $\psi(\epsilon^e, \alpha_i)$ , qui permet d'obtenir les forces thermodynamiques par dérivation vis-à-vis des variables d'état ;
- un ou plusieurs *potentiels*  $\Omega(\sigma, A_i)$  viscoplastiques qui décrivent l'évolution de l'écoulement sur chaque système de glissement ou de rupture, en association avec les critères  $f^s(\sigma, A_i)$  définis sur chaque système ;
- un *critère d'évolution*  $F^s(\sigma, A_i)$  par système de glissement ou de rupture, qui régit l'évolution des variables internes et de la déformation plastique, par dérivation vis-à-vis des forces thermodynamiques.

En introduisant  $\lambda^i$  le multiplicateur viscoplastique, les lois s'écrivent :

$$A_i = \frac{\partial \psi}{\partial a_i} \quad (7.1.1)$$

$$\dot{\lambda}^i = \frac{\partial \Omega}{\partial f^i} \quad (7.1.2)$$

$$\dot{a}_i = - \sum_s \dot{\lambda}^s \frac{\partial F^s}{\partial A_i} \quad \text{et} \quad \dot{\tilde{\epsilon}}^{in} = \sum_s \dot{\lambda}^s \frac{\partial F^s}{\partial \tilde{\sigma}} \quad (7.1.3)$$

### 7.1.2 Modèle cristallographique d'endommagement couplé à la plasticité, de type « 1 - d »

Le premier modèle détaillé dans ce chapitre fut introduit par Saanouni & Abdul-Latif (1996) pour la fatigue des polycristaux. Seules les équations liées au monocristal sont rappelées ici. Le modèle est basé sur les équations de plasticité cristalline (annexe E.1), modifiées pour introduire de l'endommagement. La vitesse de déformation se décompose en une partie élastique et une partie inélastique :

$$\dot{\tilde{\epsilon}} = \dot{\tilde{\epsilon}}^e + \dot{\tilde{\epsilon}}^{in} \quad (7.1.4)$$

Pour chaque système de glissement les auteurs font intervenir un couple de variables d'écouissage isotrope ( $\rho^s, r^s$ ), un couple de variables d'écouissage cinématique ( $\alpha^s, x^s$ ) et un couple de variables d'endommagement ( $d^s, Y^s$ ) : l'endommagement est ainsi introduit au niveau de chaque système de glissement. Les paramètres  $Q, b, c, a, h_{rs}, K$  et  $n$  correspondent à ceux de la plasticité cristalline. Les paramètres en lien avec l'endommagement sont  $S, S_0, \gamma_{th}^{cum}, m$  et  $D_{rs}$ . Pour commencer, les forces thermodynamiques s'écrivent :

$$r^s = Q \sum_r h_{rs} \sqrt{1 - d^s} \sqrt{1 - d^r} \rho^r \quad (7.1.5)$$

$$x^s = (1 - d^s) c \alpha^s \quad (7.1.6)$$

$$\tilde{Y}^s = -Y^s = \frac{x^s \alpha^s + r^s \rho^s}{2(1 - d^s)} \quad (7.1.7)$$

Elles dérivent de la partie inélastique de l'énergie libre :

$$\psi^{in} = \frac{1}{2} \sum_s (1 - d^s) c (\alpha^s)^2 + \frac{1}{2} Q \sum_s \sum_r h_{rs} \sqrt{1 - d^s} \sqrt{1 - d^r} \rho^r \rho^s \quad (7.1.8)$$

Les multiplicateurs viscoplastiques s'expriment sous la forme :

$$\dot{\lambda}^s = \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^n \quad (7.1.9)$$

Ils dérivent d'un unique potentiel  $\Omega$  faisant intervenir les critères  $f^s$  de type Schmid sur chaque système :

$$f^s = \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{\sqrt{1 - d^s}} - r_0 \quad (7.1.10)$$

$$\Omega = \frac{K}{n+1} \sum_r \left\langle \frac{f^r}{K} \right\rangle^{n+1} \quad (7.1.11)$$

Enfin, l'évolution des variables internes et de la déformation inélastique est donnée par :

$$\dot{\alpha}^s = \dot{\lambda}^s \left[ \frac{\text{signe}(\tau^s - x^s)}{\sqrt{1-d^s}} - a\alpha^s \right] \quad (7.1.12)$$

$$\dot{\rho}^s = \dot{\lambda}^s \frac{1-b\rho^s}{\sqrt{1-d^s}} \quad (7.1.13)$$

$$\dot{d}^s = \dot{\lambda}^s \left( \frac{\tilde{Y}^s}{S} \right)^{S_0} \frac{H(\lambda^s - \gamma_{th}^{cum})}{(1-d^s)^m} \sum_r \left[ D_{rs} \left( \frac{\tilde{Y}^r}{S} \right)^{S_0+1} \frac{H(\lambda^r - \gamma_{th}^{cum})}{(1-d^r)^m} \right] \quad (7.1.14)$$

$$\underline{\tilde{\epsilon}}^{in} = \sum_s \frac{\dot{\lambda}^s \text{signe}(\tau^s - x^s)}{\sqrt{1-d^s}} \underline{\tilde{m}}^s \quad (7.1.15)$$

où  $\underline{\tilde{m}}^s$  est le tenseur d'orientation du système de glissement, et  $H(\bullet)$  désigne la fonction d'Heaviside (0 sur  $\mathbb{R}^-$ , et 1 sur  $\mathbb{R}^{+*}$ )<sup>1</sup>. Ces lois d'évolution sont obtenues à partir de la définition du critère  $F^s$  :

$$F^s = f^s + \frac{a}{2c(1-d^s)} (x^s)^2 + \frac{b}{\sqrt{1-d^s}} \rho^s r^s + \sum_r D_{rs} \frac{S}{S_0+1} \left( \frac{\tilde{Y}^s}{S} \right)^{S_0+1} \frac{H(\lambda^s - \gamma_{th}^{cum})}{(1-d^s)^m} \left( \frac{\tilde{Y}^r}{S} \right)^{S_0+1} \frac{H(\lambda^r - \gamma_{th}^{cum})}{(1-d^r)^m} \quad (7.1.16)$$

L'élasticité est également affectée par l'endommagement au travers de la variable scalaire  $D^T$ , qui évolue avec la mesure de l'endommagement sur l'ensemble des systèmes de glissement :

$$\dot{D}^T = \sum_s \dot{d}^s \quad (7.1.17)$$

La contrainte macroscopique s'écrit alors dans le cas isotrope ( $\lambda$  et  $\mu$  coefficients de Lamé) :

$$\underline{\sigma} = (1-D^T)(\lambda \text{tr} \underline{\epsilon}^e \underline{\mathbf{I}} + 2\mu \underline{\epsilon}^e) \quad (7.1.18)$$

### Caractéristiques du modèle

Quelques caractéristiques de ce modèle peuvent être mises en avant :

- L'endommagement apparaît uniquement lorsque suffisamment de *plasticité a été cumulée* au cours des cycles (terme  $H(\lambda^s - \gamma_{th}^{cum})$  de l'équation 7.1.14).

1.  $\text{signe}(x) = 1$  si  $x > 0$ ;  $0$  si  $x = 0$ ;  $-1$  si  $x < 0$

- L'endommagement n'a lieu que si le matériau présente un *écrouissage* (sans quoi la force  $Y^s$  liée à l'endommagement reste nulle, équation 7.1.7). Le cas de l'adoucissement cyclique ne peut *a priori* pas être traité, en raison du possible changement de signe de  $Y^s$  (équation 7.1.7) qui ne garantit plus la positivité de l'évolution de l'endommagement  $\dot{d}^s$  (équation 7.1.14).
- La plasticité et l'endommagement sont *totalelement couplés* : un seul multiplicateur viscoplastique est utilisé pour l'évolution des mesures de plasticité et d'endommagement. Le nombre de variables internes à intégrer numériquement est ainsi réduit à 36.
- Après rupture ( $D^T = 1$ ), la *déformation élastique* ainsi que le *module tangent* sont *nuls*.
- La trace de la déformation inélastique est nulle, ce qui signifie que la déformation inélastique est de type « plastique » car sans changement de volume. La déformation liée à l'endommagement est ainsi uniquement prise en charge par la diminution du module d'Young : l'anisotropie de l'endommagement n'est alors pas reliée à l'anisotropie du cristal.
- La localisation de l'endommagement est « lente » car, pour l'évolution de la variable d'endommagement  $d$  choisie, le matériau peut continuer à se durcir, ou bien s'adoucit légèrement, après le début de l'endommagement.

### Adaptation au cas de la rupture ductile

Ce modèle a été adapté récemment au cas de la rupture ductile (Boudifa et al., 2009). L'écrouissage cinématique est supprimé, et les critères  $f^s$  et  $F^s$  modifiés pour introduire un effet de contrainte normale sur les systèmes de glissement, et dont s'inspire le modèle qui est développé dans cette thèse. Le modèle s'inscrivant dans un cadre thermodynamique, seules les modifications des potentiels sont présentées ; les lois d'évolution dérivent des potentiels suivant :

$$f^s = \frac{|\tau^s| + \alpha \langle \alpha_n^s \rangle \sum_s d^s - R^s}{\sqrt{1 - d^s}} - \tau_0 \quad (7.1.19)$$

$$F^s = f^s + \frac{b}{\sqrt{1 - d^s}} \rho^s r^s + \frac{1}{\beta + 1} \left\langle \frac{\tilde{Y}^s - Y_0}{S} \right\rangle^{\beta+1} \frac{1}{(1 - d^s)^m} \quad (7.1.20)$$

La modification de  $F^s$  a un effet simplificateur sur l'évolution  $\dot{d}^s$  :

$$\dot{d}^s = -\dot{\lambda}^s \frac{\partial F^s}{\partial \tilde{Y}^s} = \dot{\lambda}^s \left\langle \frac{\tilde{Y}^s - Y_0}{S} \right\rangle^{\beta} \frac{1}{(1 - d^s)^m} \quad (7.1.21)$$

Avec cette dernière expression, le début d'endommagement n'est plus lié à un seuil de glissement cumulé, mais à un seuil en contrainte (lié à l'écrouissage isotrope). Dans ce modèle, comme dans le précédent, la rupture est atteinte en faisant tendre vers zéro à la fois la limite d'élasticité (terme  $\sqrt{1 - d^s}$  des équations 7.1.10 et 7.1.19)

et le module tangent (équation 7.1.18). En revanche, la déformation inélastique possède dans cette formulation une trace non nulle, ce qui indique qu'une partie de la déformation d'endommagement est prise en charge par la déformation inélastique – et que l'anisotropie de l'endommagement est reliée à celle du cristal.

### 7.1.3 Modèle cristallographique d'endommagement couplé à la plasticité, de type « $\underline{\dot{\epsilon}} = \underline{\dot{\epsilon}}^e + \underline{\dot{\epsilon}}^p + \underline{\dot{\epsilon}}^d$ »

Contrairement aux modèles précédents, ceux introduits par Marchal (2006); Aslan (2010) et Sabnis (2012) distinguent clairement l'élasticité, la plasticité et l'endommagement. L'un des objectifs de ces modèles est de maîtriser la variation de volume liée à l'endommagement : les plans de glissement peuvent alors être considérés comme des plans de rupture privilégiés, par rapport auxquels la déformation d'ouverture liée à l'endommagement s'accumule. Dans cette logique, la vitesse de déformation se décompose en une partie élastique, une partie plastique et une dernière liée à l'endommagement :

$$\underline{\dot{\epsilon}} = \underline{\dot{\epsilon}}^e + \underline{\dot{\epsilon}}^p + \underline{\dot{\epsilon}}^d \quad (7.1.22)$$

En dépit de cette dissociation, la plasticité et l'endommagement peuvent rester couplés avec une énergie libre convenablement choisie – faisant intervenir des variables scalaires de plasticité cumulée  $\gamma$ , et d'endommagement  $d$ . De façon générale l'énergie libre peut prendre la forme :

$$\psi(\underline{\epsilon}^e, \rho^s, \alpha^s, d, \gamma) = \psi^e(\underline{\epsilon}^e) + \psi^p(\rho^s, \alpha^s) + \phi(d, \gamma) \quad (7.1.23)$$

Dans la formule précédente, si  $\frac{\partial \phi}{\partial d}$  et  $\frac{\partial \phi}{\partial \gamma}$  sont effectivement fonction de  $\gamma$  et  $d$ , respectivement, alors un couplage dans les deux sens aura lieu. Si la fonction ne dépend pas de l'un des deux paramètres, le couplage n'a lieu que dans un seul sens. Dans les études de Marchal (2006) et Aslan (2010),  $\frac{\partial \phi}{\partial \gamma}$  n'est pas fonction de  $d$  : l'endommagement n'affecte pas la plasticité. En conséquence, les lois de plasticité sont rigoureusement identiques à celles de Méric et al. (1991). Dans l'étude de Sabnis (2012), la fonction contient un terme de couplage :

$$\phi(d, \gamma) = \frac{H}{2}(d + \beta\gamma)^2 + \dots \quad (7.1.24)$$

soit

$$\frac{\partial \phi}{\partial \gamma} = H\beta(d + \beta\gamma) + \dots \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi}{\partial d} = H(d + \beta\gamma) + \dots \quad (7.1.25)$$

où  $H < 0$  et  $\beta$  sont deux paramètres du modèle. Un double couplage a lieu. Chaque écrouissage isotrope  $r^s$  des équations de Méric et al. (1991) est diminué du même terme  $\frac{\partial \phi}{\partial \gamma}$ , fonction de  $d$ .

Dans les trois études, le traitement de la déformation d'endommagement est similaire. Pour chaque plan de rupture, trois systèmes de rupture sont définis : le

système principal normal au plan, et deux systèmes d'accomodation qui permettent de cisailer sans force une fois le système principal cassé. Pour chacun des systèmes de rupture, un nouveau critère  $f_d^r$  est défini ( $\underline{\mathbf{m}}_d^r$  désigne le tenseur d'orientation du système de rupture, et  $Y$  le seuil) :

$$f_d^r = |\underline{\boldsymbol{\sigma}} : \underline{\mathbf{m}}_d^r| - Y \quad (7.1.26)$$

auquel est associé un multiplicateur « visco-endommageant » :

$$\dot{\lambda}_d^r = \left\langle \frac{f_d^r}{K_d} \right\rangle^{n_d} \quad (7.1.27)$$

qui entre dans l'écriture de la composante  $\underline{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}}^d$  :

$$\underline{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}}^d = \sum_r \dot{\lambda}_d^r \text{signe}(\underline{\boldsymbol{\sigma}} : \underline{\mathbf{m}}_d^r) \underline{\mathbf{m}}_d^r \quad (7.1.28)$$

Le seuil  $Y \geq 0$ , commun à l'ensemble des systèmes de rupture, est défini à partir de l'énergie libre chez Sabnis (2012) sous forme linéaire ( $H < 0$ ) :

$$Y = Y_0 + Hd + H\beta\gamma \quad (7.1.29)$$

et en introduisant une dépendance exponentielle vis-à-vis de la plasticité cumulée chez Marchal (2006) et Aslan (2010), respectivement :

$$Y = Y_0 e^{-\beta\gamma}(1 + Hd) \quad \text{et} \quad Y = Y_0 e^{-\beta\gamma} + Hd \quad (7.1.30)$$

L'évolution des variables scalaires  $\gamma$  et  $d$  utilisées pour le couplage est obtenue avec des formulations sœurs à partir des multiplicateurs des systèmes de glissement et de rupture :

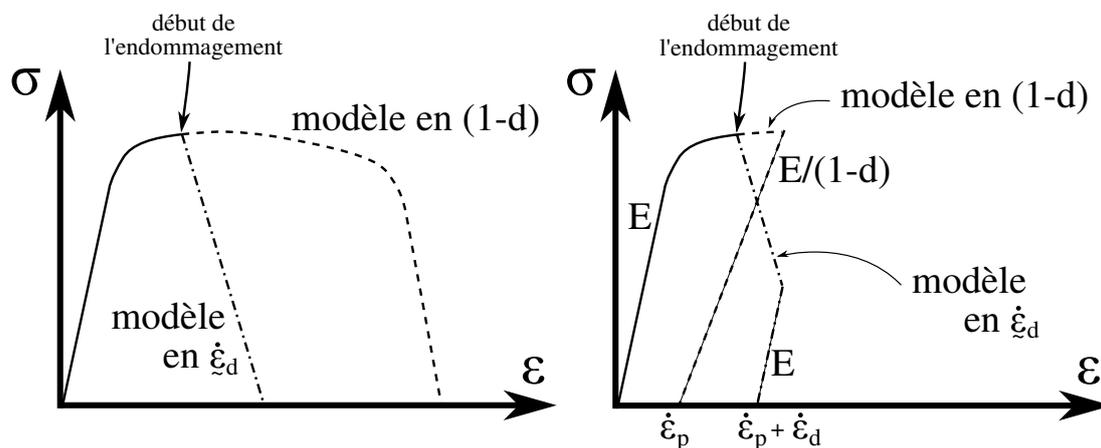
$$\dot{\gamma} = \sum_s |\dot{\lambda}^s| \quad (7.1.31)$$

$$\dot{d} = \sum_s |\dot{\lambda}_d^s| \quad (7.1.32)$$

Pour conclure sur ce type de modèles, on note que la mesure scalaire de l'endommagement  $d$  n'est pas bornée : un élément est cassé lorsque le seuil  $Y$ , commun à l'ensemble des systèmes de rupture, devient nul. À partir de cet instant,  $\underline{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}} = \underline{\dot{\boldsymbol{\epsilon}}}^d$ . La vitesse de déformation élastique est alors nulle, bien que le module d'Young soit toujours identique à celui du matériau sain. Deux différences majeures avec le modèle précédent destiné à la fatigue sont à souligner :

- la variation de volume liée à l'endommagement est directement reliée à la cristallographie et n'est pas incorporée dans la déformation élastique (Figure 7.1b), comme ce qui est fait avec les modèles en  $(1 - d)$  (à moins qu'il ne contiennent une composante « Gurson » en  $\sigma_n^s$  comme la version destinée à la rupture ductile qui a été détaillée).

- la localisation de l'endommagement est immédiate : le paramètre  $-H > 0$  est choisi suffisamment élevé pour que la contrainte diminue fortement dès le début de l'endommagement. Ceci est une différence majeure avec les modèles d'endommagement classiques en  $(1-d)$ , et qui se traduit par une plus forte localisation de la déformation lors des simulations sur structures (Figure 7.1a).



(a) Différence sur la rapidité de localisation de l'endommagement (b) Différence de décharge élastique pendant l'endommagement

FIGURE 7.1 – Caractéristiques des modèles de type «  $(1-d)$  » et de type «  $\dot{\epsilon}_d$  ».

### 7.1.4 Régularisation

Les modèles évoqués depuis le début de l'état de l'art entraînent une localisation de la déformation, rencontrée dans de nombreux cas (Besson et al., 2004). En éléments finis, dans les cas les plus localisés et en l'absence d'équations supplémentaires, la fissure se propagera alors souvent dans une seule rangée d'éléments. De cela résulte un phénomène parfaitement connu de la littérature : la dépendance au maillage. L'utilisation de la mécanique des milieux continus généralisés, avec les modèles à gradient, permet de s'affranchir de la taille et du type de mailles par l'introduction de longueurs caractéristiques (Forest, 1996; Aifantis, 1999; Peerlings et al., 2000; Aifantis, 2003; Forest, 2006; Saanouni, 2012). Ce type de méthodes a déjà été employé avec succès sur les modèles présentés plus haut (Aslan, 2010; Sabnis, 2012). Dans cette thèse, la régularisation des lois de comportement n'est pas entreprise, mais sera nécessaire pour de futures études.

### 7.1.5 Bilan de l'état de l'art, et poursuite de l'étude

La non-localisation immédiate des modèles en  $(1-d)$  résulte en un épaississement plus marqué de la zone endommagée en pointe de fissure. Expérimentalement, les

fissures de fatigue sont extrêmement localisées dans les alliages étudiés. Pour cette raison, en fatigue, un modèle avec localisation plus marquée paraît plus adapté à une modélisation de la propagation de fissure.

Expérimentalement, les plans  $\{111\}$  sont des plans de rupture privilégiés : l'ouverture des fissures liée à l'endommagement ayant lieu perpendiculairement à ceux-ci. Afin de prendre en compte cet effet de la cristallographie lors de la phase d'endommagement, l'idée d'une déformation inélastique avec changement de volume sera approfondie (modèle de rupture ductile de Boudifa et al. (2009), Aslan (2010)).

Lors du développement de la nouvelle loi de comportement, la réduction du nombre de variables à intégrer est recherchée. En effet, le caractère 3D des simulations, qui plus est en plasticité cristalline et sous chargement cyclique, entraîne des temps de calculs importants qui doivent être minimisés. Le modèle proposé dans la suite du chapitre a été construit en tenant compte de cet aspect, en cherchant à écrire un seul critère couplé pour la plasticité et l'endommagement.

## 7.2 Modèle d'endommagement FatiX

Le modèle proposé dans cette thèse s'inspire de celui de Saanouni & Abdul-Latif (1996) pour la définition d'un critère unifié (un seul multiplicateur pour la plasticité et l'endommagement), et de ceux de la lignée de Marchal (2006) pour la déformation inélastique compressible liée à la cristallographie, et pour la localisation immédiate de l'endommagement. Tout comme les modèles précédents, le modèle FatiX est équivalent, avant le début de l'endommagement, à la plasticité cristalline de Méric et al. (1991). La vitesse de déformation est décomposée en une partie élastique et une partie inélastique :

$$\underline{\dot{\epsilon}} = \underline{\dot{\epsilon}}^e + \underline{\dot{\epsilon}}^{in} \quad (7.2.1)$$

**Critère unifié de plasticité et d'endommagement couplés.** Pour chaque système de glissement, un critère inélastique est défini :

$$f^s = |\tau^s - x^s| + \underbrace{k \langle \sigma_n^s - Y \rangle}_{\text{lié à l'endommagement}} - r^s \quad (7.2.2)$$

où  $r^s$  désigne le seuil,  $x^s$  l'écroûissage cinématique,  $Y$  le seuil d'endommagement identique pour l'ensemble des systèmes, la notation  $\langle \bullet \rangle$  la partie positive d'un scalaire (crochets de Macaulay), et  $k$  un paramètre de pondération entre le terme de cisssion résolue  $|\tau^s - x^s|$  et de contrainte normale  $\langle \sigma_n^s - Y^s \rangle$ . La cisssion résolue et la contrainte normale sont définies à partir des tenseurs d'orientation, faisant intervenir la direction de glissement du système  $s$  et la normale à son plan de glissement,  $\underline{l}^s$  et  $\underline{n}^s$  :

$$\underline{M}^s = \frac{1}{2} (\underline{n}^s \otimes \underline{l}^s + \underline{l}^s \otimes \underline{n}^s) \quad \underline{N}^s = \underline{n}^s \otimes \underline{n}^s \quad (7.2.3)$$

$$\tau^s = \underline{\sigma} : \underline{M}^s \quad \sigma_n^s = \underline{\sigma} : \underline{N}^s \quad (7.2.4)$$

**Variation d'écroissage.** L'expression du seuil  $r^s$  est modifiée, de manière à tendre vers zéro lorsque la *mesure scalaire de l'endommagement*  $d$  augmente :

$$r^s = \left\langle r_0 + Q \sum_{r=1}^{12} h_{rs} (1 - \exp(-bv^r)) - \underbrace{H_d d}_{\text{ajout}} \right\rangle \quad (7.2.5)$$

où  $r_0$  désigne le seuil initial,  $Q$  et  $b$  les paramètres de l'écroissage isotrope identifiés avant endommagement,  $h_{rs}$  la matrice d'interaction,  $\dot{v}^s$  le multiplicateur viscoplastique,  $H_d > 0$  la pente avec laquelle l'endommagement  $d > 0$  affecte le seuil.

L'écroissage cinématique de la plasticité cristalline est conservé :

$$x^s = C\alpha^s \quad (7.2.6)$$

$C$ , et plus tard  $D$ , désignent les paramètres de l'écroissage cinématique, identifiés sur le matériau sain.

L'expression du *seuil d'endommagement*  $Y$  conditionne le mode de rupture. En effet,  $d$  évolue uniquement si  $\sigma_n^s - Y > 0$  (équation 7.2.14). Une expression constante  $Y = Y_0$ , avec  $Y_0 < \sigma_{macro}^{ult}$  environ, aurait pour conséquence d'autoriser un mode de rupture par clivage précoce, qui n'existe pas dans l'aluminium. Pour la fatigue, le seuil d'endommagement choisi diminue avec la *plasticité cumulée positive*  $\varepsilon_+^p$  (une variante de la plasticité cumulée qui sera définie ultérieurement) :

$$Y = \langle Y_0 - H_Y \varepsilon_+^p \rangle \quad (7.2.7)$$

où  $Y_0$  et  $H_Y$  sont deux paramètres permettant de régler le début de l'endommagement.  $Y_0$  peut s'interpréter comme une contrainte théorique de clivage, qui est très élevée devant la contrainte à rupture réelle.

**Évolution des variables internes.** L'ensemble des variables internes et des déformations évoluent avec le même multiplicateur viscoplastique :

$$\dot{v}^s = \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^n \quad (7.2.8)$$

L'évolution de la variable cinématique  $\alpha^s$  est identique à la plasticité cristalline :

$$\dot{\alpha}^s = (\text{signe}(\tau^s - x^s) - D\alpha^s) \dot{v}^s \quad (7.2.9)$$

**Évolution de la déformation inélastique.** L'évolution de la déformation inélastique est obtenue en écrivant la direction d'écoulement, suivant la règle de normalité :

$$\frac{\partial f^s}{\partial \underline{\sigma}} = \text{signe}(\tau^s - x^s) \underline{\mathbf{M}}^s + k \text{signe}(\sigma_n^s - Y) \underline{\mathbf{N}}^s \quad (7.2.10)$$

Puis :

$$\underline{\dot{\epsilon}}^{in} = \sum_s \dot{v}^s \frac{\partial f^s}{\partial \underline{\sigma}} = \underbrace{\sum_s \dot{v}^s \text{signe}(\tau^s - x^s) \underline{M}^s}_{\underline{\dot{\epsilon}}^p} + k \underbrace{\sum_s \dot{v}^s \text{signe}(\sigma_n^s - Y) \underline{N}^s}_{\underline{\dot{\epsilon}}^d} \quad (7.2.11)$$

La déformation inélastique se décompose en un premier terme  $\underline{\dot{\epsilon}}^p$  associé à la plasticité (absence de changement de volume), et en un second terme  $\underline{\dot{\epsilon}}^d$  associé à l'endommagement (avec changement de volume).

Une nouveauté de ce travail est de définir parallèlement une « déformation plastique positive ». Elle prend uniquement en compte la déformation plastique sur les systèmes où la contrainte normale est positive. Son intérêt apparaît lors de la définition de la « plasticité cumulée positive », qui permet d'accentuer la localisation de l'endommagement lors des simulations.

$$\underline{\dot{\epsilon}}_p^+ = \sum_s H(\sigma_n^s) \dot{v}^s \text{signe}(\tau^s - x^s) \underline{M}^s \quad (7.2.12)$$

où  $H(\bullet)$  désigne la fonction d'Heaviside.

**Évolution des mesures scalaires.** La « plasticité cumulée positive » – calculée à partir de la déformation plastique positive – est préférée à la plasticité cumulée classique. Ce scalaire, qui mesure une quantité de plasticité ayant lieu lorsque les plans sont en traction, est utilisé pour déterminer le moment du début de l'endommagement (équation 7.2.7). Du point de vue matériau, cela revient à supposer que le glissement répété ne crée des précurseurs pour l'amorçage de fissures que lorsque le plan de glissement est sous un chargement de traction (typiquement pour des précurseurs qui seraient des lacunes à l'échelle atomique, et dont la création est associée à un accroissement de volume, favorisé par une contrainte normale positive sur le plan de glissement). D'un point de vue numérique, cela retarde la diminution du seuil d'endommagement  $Y$  lors de la plasticité en compression (équation 7.2.7), c'est-à-dire l'amorçage en compression. Sur une structure, cela a pour effet de limiter l'épaississement de la zone comportant des éléments endommagés :

$$\dot{\epsilon}_+^p = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\dot{\epsilon}}_p^+ : \underline{\dot{\epsilon}}_p^+} \quad \text{à la place de} \quad \dot{\epsilon}_{cum}^p = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\dot{\epsilon}}^p : \underline{\dot{\epsilon}}^p} \quad (7.2.13)$$

La mesure scalaire de l'endommagement  $d$  est donnée par :

$$\dot{d} = k \sum_s \text{signe}(\sigma_n^s - Y^s) \dot{v}^s \quad (7.2.14)$$

**Discussion autour de la rupture et de la fermeture de fissure.** Il convient maintenant d'étudier le comportement des éléments une fois qu'ils sont cassés. Si l'objectif est qu'un élément cassé ne puisse plus supporter aucune contrainte, ni en traction ni en compression, deux alternatives sont possibles :

- faire chuter le module d'élasticité et les variables d'écroissage (par exemple à l'aide d'un terme de type  $(1 - d)$ , comme chez Saanouni & Abdul-Latif (1996)),
- s'assurer que seul le tenseur des contraintes nul peut satisfaire simultanément l'ensemble des critères  $f^s \leq 0$ <sup>2</sup> (et  $f_d^r \leq 0$  si les critères d'endommagement sont distincts).

Dans cette étude, on souhaite envisager la modélisation d'une fermeture de fissure, et donc autoriser certains tenseurs des contraintes non nuls, même lorsque l'élément est cassé. Une analyse précise des cas « admissibles » doit être faite. Étant donné qu'un élément est considéré comme rompu dès lors que les seuils  $r^s$  et le seuil d'endommagement  $Y$  sont tous nuls, les critères deviennent :

$$f^s = |\tau^s - x^s| + k \langle \sigma_n^s \rangle \quad (7.2.15)$$

Avec ces critères, l'ensemble des tenseurs des contraintes vérifiant  $\tau^s = x^s$  et  $\sigma_n^s \leq 0$  sont admis. Cela correspond précisément à de la fermeture de fissure (contraintes de compression admises orthogonalement aux plans de rupture). *A priori*, dans ces conditions, on a  $\tau^s = x^s \neq 0$ . L'amplitude en contrainte de cette fermeture est déterminée par l'écroissage cinématique. Si on suppose l'absence d'écroissage cinématique (*i.e.*  $\tau^s = x^s = 0$  pour satisfaire le critère), les contraintes hydrostatiques de compression sont encore admises<sup>3</sup>.

Avec le modèle tel qu'introduit, la fermeture apparaît dès le début de la décharge. Cela est marqué par le fait que la trace de  $\underline{\underline{\epsilon}}^d$  est toujours positive : le volume occupé par l'élément fissuré ne peut que croître. Un traitement circonstancié de la fermeture de fissure nécessite des développements plus importants. Plusieurs options sont envisagées : (i) annulation des contraintes dans un élément cassé et donc non-prise en compte de l'effet de fermeture, (ii) retrait des éléments du maillage après rupture, (iii) « retardement » du moment d'apparition de la fermeture calculé à partir d'une mesure d'ouverture de fissure orthogonalement au(x) plan(s) de rupture. La seconde option est utilisée dans les simulations ; la dernière option est abordée en annexe G.

## 7.3 Cadre thermodynamique

Le modèle FatiX s'incrit, à une modification près, dans un cadre thermodynamique tant que les seuils  $r^s$  et le seuil d'endommagement  $Y^s$  ne s'annulent pas. On

2.  $f^s \leq \epsilon$  en plasticité dépendante du temps.

3. À titre de comparaison, la loi de plasticité cristalline de Méric et al. (1991) ne déclenche jamais de plasticité en présence d'une contrainte purement hydrostatique de traction ou de compression, quelle que soit son amplitude.

remplace pour cela la plasticité cumulée positive  $\varepsilon_+^p$  par une autre mesure scalaire de plasticité :

$$\varepsilon_{thermo}^p = \frac{H_d}{H_Y} \sum_r \rho^r = \frac{H_d}{H_Y} \sum_r \frac{1}{b} (1 - e^{-bv^r}) \quad (7.3.1)$$

On choisit les 25 couples  $(\rho^s, r^s)$ ,  $(\alpha^s, x^s)$  et  $(d, Y)$ , avec  $s \in \llbracket 1; 12 \rrbracket$ . Puis on pose :

$$\psi^{in}(\alpha^s, \rho^s, d) = \frac{1}{2}c \sum_s (\alpha^s)^2 + \frac{1}{2}bQ \sum_s \sum_r h_{rs} \rho^r \rho^s + Y_0 d - H_Y \underbrace{\frac{H_d}{H_Y} \sum_s \rho^s}_{\varepsilon_{thermo}^p} d \quad (7.3.2)$$

$$\Omega(\underline{\sigma}, r^s, x^s, Y) = \frac{K}{n+1} \sum_s \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^{n+1} \quad (7.3.3)$$

$$F^s(\underline{\sigma}, r^s, x^s, Y) = f^s + b\rho^s r^s + \frac{D}{2c} (x^s)^2 \quad (7.3.4)$$

avec

$$f^s(\underline{\sigma}, r^s, x^s, Y) = |\tau^s - x^s| + k \langle \sigma_n^s - Y \rangle - r^s \quad (7.3.5)$$

En dérivant conformément au cadre thermodynamique présenté dans l'état de l'art (page 166), on retrouve l'ensemble des expressions des forces et des lois d'évolution. En particulier l'équation 7.2.7 :

$$Y = \frac{\partial \psi^{in}}{\partial d} = Y_0 - H_Y \varepsilon_{thermo}^p \quad (7.3.6)$$

et l'équation 7.2.5, à la cission critique initiale près :

$$r_s = r_0 + \frac{\partial \psi^{in}}{\partial \rho^s} = r_0 + Q \sum_{r=1}^{12} h_{rs} (1 - \exp(-bv^r)) - H_d d \quad (7.3.7)$$

Cette expression modifiée de la plasticité cumulée n'a pas été retenue dans les calculs ultérieurs afin de pouvoir tirer partie de la « déformation plastique positive ». Il n'y a cependant aucune contre-indication à son utilisation, mais il faudra prendre garde lors du choix des paramètres, et vérifier l'inégalité :  $12H_d/b > Y_0$  (où 12 correspond au nombre de systèmes de glissement). Le non-respect de cette inégalité empêchera la rupture totale du matériau ( $Y$  ne serait alors jamais nul, car  $\varepsilon_{thermo}^p$  est borné).

Le modèle développé permet de prendre en compte la cristallographie dans la déformation liée à l'endommagement : celle-ci s'effectue par rapport aux quatre plans de glissement. Expérimentalement, il est possible de prévoir lequel de ces plans sera l'unique plan de rupture lorsque la fissure est cristallographique. Cela a fait l'objet du critère proposé dans le chapitre précédent. Afin de s'approcher davantage de l'expérience, une modification est donc apportée au critère  $f^s$  du modèle FatiX (annexe G.1), pour prendre en compte uniquement ce plan.

## 7.4 Comportement du modèle sur un élément de volume

Dans cette sous-partie, le modèle FatiX est étudié au travers de sa réponse sur un élément de volume. Tel qu'écrit dans les équations du modèle FatiX, l'endommagement commence lorsque suffisamment de plasticité a été cumulée. La vérification sur un élément de volume est effectuée en choisissant les paramètres de plasticité du jeu 3 (Tableau 5.2), et les paramètres d'endommagement  $H_Y = H_d = 2000$  et  $Y_0 = 500$ . Dans un premier temps, la direction [100] du cristal est alignée avec la direction de sollicitation, de façon à avoir une symétrie de la réponse mécanique des différents systèmes de glissement.

En *traction uniaxiale monotone* à la vitesse  $\dot{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ , l'élément de volume plastifie, puis l'endommagement apparaît au-delà de 15% de déformation. La force supportée par l'élément chute jusqu'à atteindre une valeur proche de zéro, liée à la formulation viscoplastique (Figure 7.2).

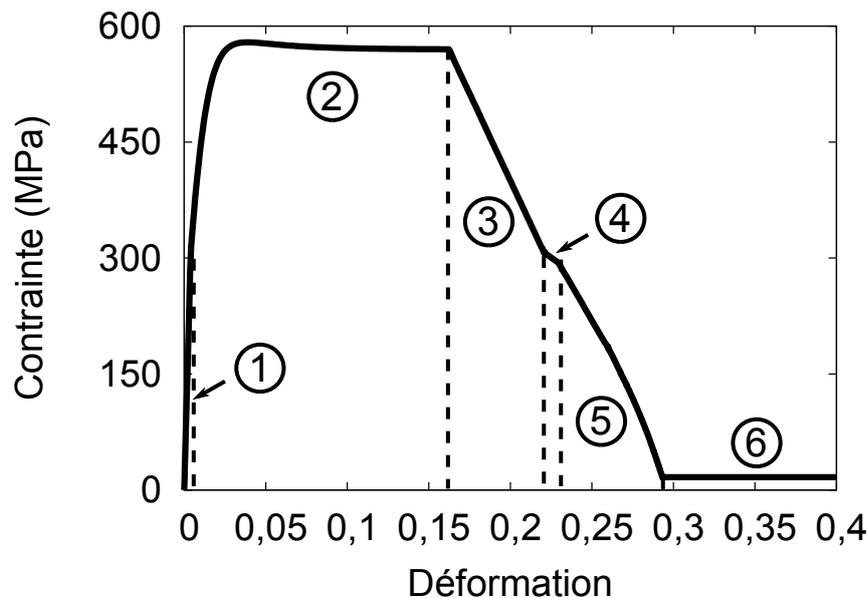


FIGURE 7.2 – Réponse du modèle FatiX sous un chargement de traction uniaxiale pour un grain dont la direction [100] est alignée avec la direction de sollicitation.

Sous *sollicitation cyclique* à  $R = -1$ , à  $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ , entre  $\pm 0,01$  de déformation, le comportement est plastique pendant 25 cycles, puis l'endommagement apparaît (Figure 7.3). Au bout de 35 cycles l'élément est totalement cassé. L'endommagement apparaît après une déformation uniaxiale cumulée environ deux fois supérieure au cas de la traction simple (0,35 contre 0,18) : cela confirme que la plasticité de compression ne contribue pas à l'évolution de la plasticité cumulée « positive » utilisée. En cyclique, la fermeture de fissure prévue par les équations se manifeste, et son amplitude est déterminée par l'écroûissage cinématique.

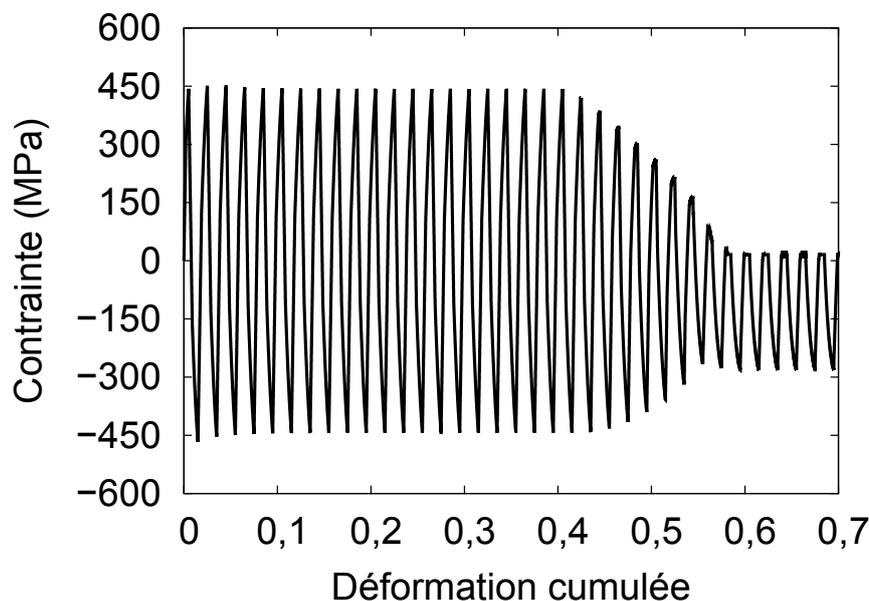


FIGURE 7.3 – Réponse du modèle FatiX sous un chargement cyclique uniaxial à  $\varepsilon = \pm 0,01$  et  $R = -1$  pour un grain dont la direction  $[100]$  est alignée avec la direction de sollicitation.

**Analyse détaillée de la courbe de traction** L'orientation choisie (direction  $[100]$  alignée avec la direction de sollicitation) permet d'avoir une réponse identique de l'ensemble des 8 systèmes activés. Il est alors suffisant d'étudier un seul des systèmes de glissement activés. L'évolution des différentes variables ( $r^s, x^s, Y, \tau^s, \sigma_n^s, \sigma_{11}$ ) est analysée, afin de comprendre l'évolution de l'équilibre mécanique. Sur la courbe de traction, six zones peuvent être distinguées (Figure 7.2). Il est ici rappelé qu'en présence de dépendance au temps, la condition de plasticité vérifiée par  $f^s$  n'est plus  $f^s = 0$ , mais  $f^s = \epsilon \geq 0$  est accepté et résulte en un écoulement viscoplastique. La séquence des équilibres énoncés repose sur la description de l'évolution des variables représentée sur la Figure 7.4.

**Zone 1** Durant la première phase, le système est en élasticité. En effet, on a alors :  $f^s = |\tau^s - x^s| + k \langle \sigma_n^s - Y \rangle - r^s = |\tau^s| - r_0 < 0$

**Zone 2** Dès que  $\tau^s = r_0$ , le système entre en plasticité.  $r^s$  et  $x^s$  évoluent et on a :  $f^s = |\tau^s - x^s| - r^s = \epsilon$ . Parallèlement, le seuil d'endommagement  $Y$  diminue avec la plasticité accumulée.

**Zone 3** Lorsque le seuil d'endommagement  $Y$  a suffisamment diminué et s'égalise avec la contrainte normale aux systèmes de glissement ( $Y = \sigma_n^s$ ), l'endommagement commence et  $r^s$  diminue (avec  $d$ ), *i.e.* la contrainte dans la direction de sollicitation diminue. Pendant cette première phase,  $Y \approx \sigma_n^s$  et  $|\tau^s - x^s| - r^s \approx \epsilon$ .

**Zone 4** À un moment, les seuils  $r^s$  s'annulent, ce qui donne  $k \langle \sigma_n^s - Y \rangle \approx 0$

et  $|\tau^s - x^s| \approx \epsilon$ . Avec les paramètres choisis,  $Y > 0$  doit continuer à diminuer. Pour conserver l'équilibre ( $f^s = \epsilon$ ),  $x^s$  croît en valeur absolue, et simultanément  $\sigma_n^s$  et  $\tau^s$  (qui sont couplés) vont diminuer jusqu'à obtenir  $k \langle \sigma_n^s - Y \rangle \approx \epsilon$  et  $|\tau^s - x^s| \approx 0$  : la viscosité « est passée » du terme plastique au terme d'endommagement.

**Zone 5** À partir de ce moment, le critère est vérifié par une diminution progressive de  $x^s$  en valeur absolue, jusqu'à atteindre  $Y = 0$ . C'est à cet instant (quand les seuils  $r^s$  et  $Y$  sont tous nuls) que l'élément peut être considéré totalement cassé.

**Zone 6** Durant la suite de la traction :  $r^s = Y = 0$ ,  $\sigma_n^s \approx \epsilon/k$ , et  $\tau^s \approx x^s$  (les valeurs de  $\tau^s$  et  $\sigma_n^s$  sont partiellement liées). La contrainte résiduelle de traction sera donc d'autant plus marquée que la viscosité est faible, et que le paramètre  $k$  est faible.

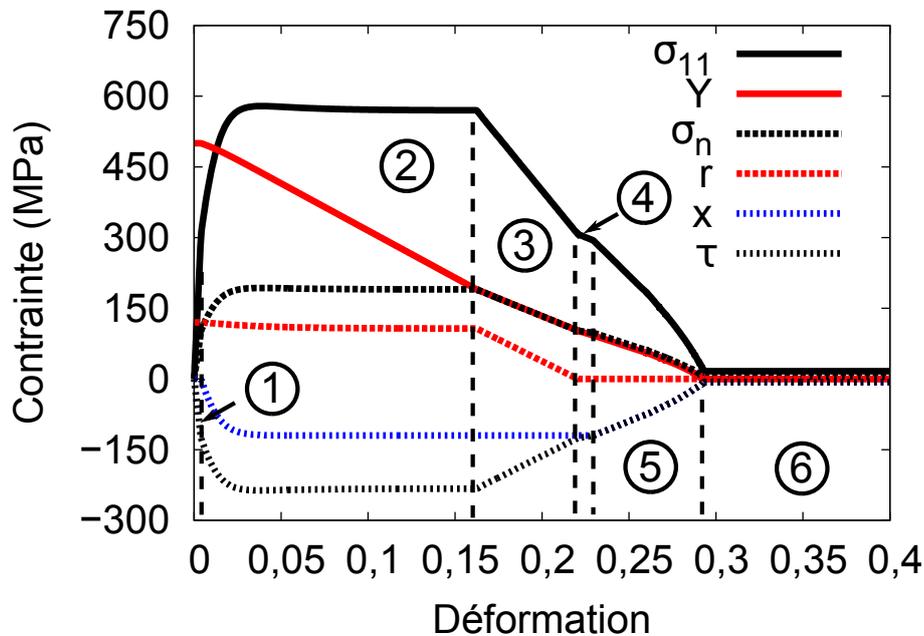


FIGURE 7.4 – Évolution des variables du modèle FatiX lors d'une traction uniaxiale (direction [100] du cristal alignée avec la direction de sollicitation).

D'autres configurations (orientations, paramètres différents) pourraient être étudiées avec une démarche similaire. Dans le cas d'un cristal d'orientation quelconque, une constatation générale peut être faite : (i) les systèmes les plus actifs plastiquement font diminuer le seuil d'endommagement, (ii) ce sont ensuite les systèmes situés sur le plan subissant la contrainte normale la plus importante qui vont déclencher le début de l'endommagement (ces systèmes déclencheurs peuvent d'ailleurs n'avoir subi que peu ou pas de plasticité). Avec le modèle proposé il y a donc une certaine collaboration ou répartition des tâches entre les différents systèmes.

## 7.5 Propagation de fissure dans une plaque

Le modèle FatiX est utilisé pour simuler la propagation de fissure dans une plaque contenant une particule cassée au centre (Figure 7.5). Le maillage possède un seul élément dans l'épaisseur. L'orientation par défaut de la matrice est  $(115^\circ, 10^\circ, 30^\circ)$  (en notation d'Euler), l'une des orientations observées expérimentalement. Un chargement cyclique à  $R = 0,1$  en contrainte ( $\sigma_{max} = 320$  MPa) est appliqué perpendiculairement à la direction de la fissure. Le modèle est utilisé jusqu'à rupture totale de l'élément, après quoi ce dernier est retiré du maillage (lorsque les seuils  $r^s$  et  $Y$  sont tous nuls dans l'ensemble des points de Gauss de l'élément). Une fermeture de fissure dès le début de la décharge est donc prise en compte au cours de l'endommagement, et disparaît après rupture. La rupture puis la suppression des éléments s'accompagne d'une avancée du champ de contrainte, rendant ainsi effectif la propagation de fissure sous un chargement cyclique (Figure 7.6). Pour simuler 100 cycles, le calcul dure de l'ordre de 10 à 20 heures lorsqu'il est distribué sur 8 cœurs.

Les paramètres matériau utilisés pour ces simulations sur plaque sont présentés dans le Tableau 7.1. Ceux liés à l'élasticité, la plasticité, l'interaction et la viscosité sont identifiés sur le matériau sain. Le paramètre d'endommagement  $Y_0$  est choisi très élevé devant la contrainte à rupture.  $Y_0$  et  $H_Y$  ont un effet direct sur la déformation (*i.e.* le nombre de cycles) à rupture : diminuer  $H_Y$  revient à retarder le début d'endommagement, et donc à ralentir la propagation de fissure. Une fois les autres paramètres matériau et le maillage fixés, le paramètre  $H_Y$  peut être identifié à l'aide des vitesses de propagation. Dans ce chapitre, on a choisi le paramètre  $H_Y$  *a priori* sans identification. Le paramètre  $H_d$  détermine la rapidité à laquelle un élément endommagé casse totalement, et est donc relié à la localisation de l'endommagement. Une faible valeur entraîne une faible localisation. Inversement, une valeur élevée entraîne une forte localisation. Augmenter  $H_d$  au-delà de 2 000 MPa n'accentue plus la localisation, mais ralentit le calcul éléments finis ; cette valeur seuil est donc retenue. Enfin, le paramètre  $k$  pondère la contribution de la cisssion résolue et de la contrainte normale. Actuellement, le choix  $k = 1$  est un compromis numérique entre la contrainte visqueuse résiduelle dans un élément cassé (d'autant plus marquée que  $k$  est faible), et le temps de calcul (d'autant plus long que  $k$  est grand).

- Une étude précise des contraintes en pointe de fissure amène à deux constats :
- l'élément (ou le point de Gauss) situé devant la pointe de fissure subit d'importantes contraintes hydrostatiques de traction au sommet du chargement (typiquement de l'ordre de 600 MPa) ; parallèlement, l'élément cassé de la pointe de fissure (s'il n'a pas été retiré) subit d'importantes contraintes hydrostatiques de compression au creux du cycle (typiquement 1 GPa).
  - la fermeture hydrostatique constatée entraîne un ralentissement de la propagation de la fissure au cours des cycles s'ils ne sont pas retirés du calcul (Figure 7.7).

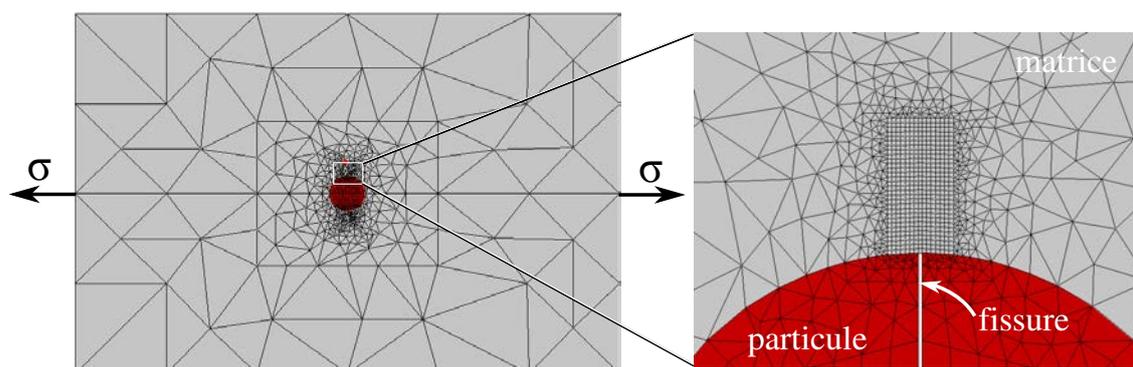


FIGURE 7.5 – Maillage utilisé pour les simulations sur une plaque d'épaisseur, avec particule cassée au centre.

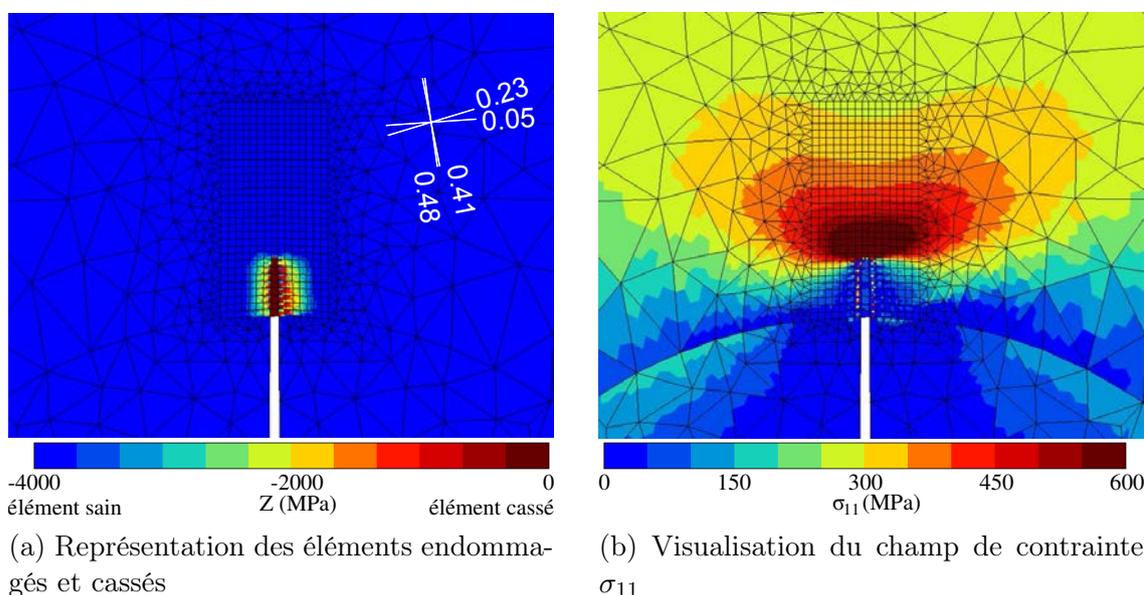


FIGURE 7.6 – Propagation de fissure après 128 cycles dans une plaque chargée à  $\sigma_{max} = 190$  MPa et  $R = 0,1$ , en utilisant le jeu de paramètres du Tableau 7.1 du modèle FatIX (les éléments sont retirés du calcul dès qu'ils sont entièrement cassés). Un élément est considéré cassé lorsque  $Z = -(Y + \sum_s r^s) \leq 0$  s'annule.

Le fait qu'un élément cassé puisse subir une contrainte hydrostatique de compression n'est pas, *a priori*, contraire à l'expérience. En revanche, le fait que cette fermeture se passe dès le début de la décharge et induise un ralentissement de la vitesse de propagation lorsque le nombre de cycles augmente n'est pas acceptable et nécessiterait une analyse plus précise pour être pleinement comprise (raffinement du maillage en pointe de fissure, et dans l'épaisseur). En effet, expérimentalement, la vitesse de croissance augmente dans la majorité des cas. Même dans le cas des fissures courtes, les éventuels ralentissements sont attribués à la présence de joints de grain, plutôt qu'à des effets de fermeture. Ceci justifie le recours à la suppression des éléments du maillage après rupture.

Élasticité	E (GPa)	77 GPa
	$\nu$	0,30
Plasticité	$\tau_0$ (MPa)	120
	b	105
	Q (MPa)	-1,2
	c (MPa)	60 000
	D	500
Viscosité	K (MPa · s <sup>1/n</sup> )	10
	n	15
Interaction	$h_{ij}$	voir les paramètres 5.2.2
Endommagement	$Y_0$	3 000
	$H_Y$	16 000
	$H_d$	2 000
	k	1

Tableau 7.1 – Valeurs de paramètres utilisées par défaut dans les simulations sur plaque entaillée.

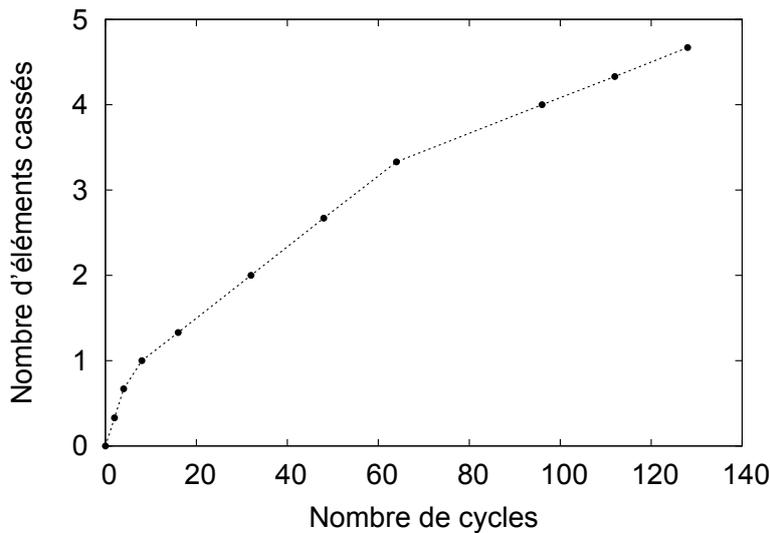


FIGURE 7.7 – Évolution de la longueur de fissure en fonction du nombre de cycles lors de la prise en compte de la fermeture de fissure dès le début de la décharge, pour un grain d'orientation (115°, 10°, 30°).

### 7.5.1 Chemin de fissuration

Comme constaté dans la littérature, le chemin de fissuration varie en fonction de différents paramètres. La taille et la forme des éléments ont des effets dont on s'affranchit partiellement en sélectionnant un maillage régulier, de manière à pouvoir étudier l'effet de la cristallographie et du chargement. Dans les conditions de

simulations sur plaque, on constate que le chemin de fissuration est influencé par l'orientation cristallographique de la matrice (Figure 7.8). Numériquement, ceci est d'autant plus marqué pour de forts chargements, pour lesquels les fissures sont davantage déviées de l'axe vertical. Inversement, lorsque le chargement est suffisamment faible, la fissure est davantage influencée par le maillage, et reste rectiligne dans celui choisi. Dans de telles conditions de simulation, le chemin de fissuration prévu est moins désorienté que dans l'expérience, et est éloigné en cela du chemin réel.

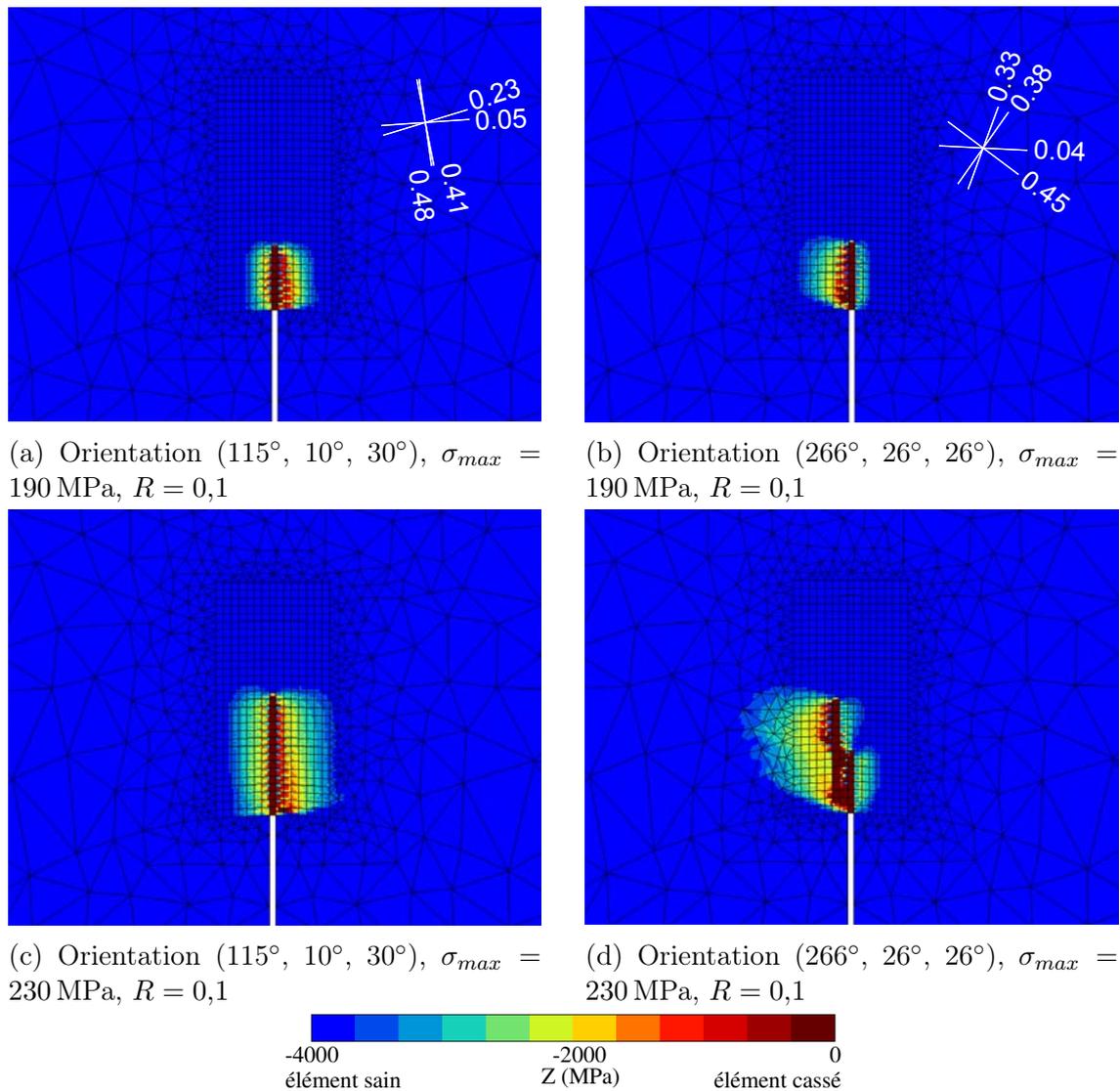


FIGURE 7.8 – Simulation de la propagation de fissure pour deux orientations, et sous deux amplitudes de chargement. Le paramètre  $Z \leq 0$  s'annule lorsqu'un élément est totalement cassé.

Afin d'analyser la vitesse de propagation indépendamment du chemin de fis-

suration, une orientation cristallographique particulière est choisie, pour laquelle la fissure expérimentale et les plans de glissement les plus activés ont une trace verticale à la surface du maillage. Il s'agit de l'orientation (115°, 10°, 30°).

### 7.5.2 Dépendance de la vitesse de propagation vis-à-vis de la contrainte

Des simulations sont réalisées telles que décrites précédemment pour différents chargement imposés. Dans l'ensemble des cas testés, la plasticité reste confinée au centre de la plaque. Pour un jeu de paramètres donné, cela permet de tracer une courbe  $da/dN - \Delta K$ , en faisant l'hypothèse d'une particule de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'influence de la limite d'élasticité et de l'érouissage sur la vitesse de propagation est alors étudiée.

La principale observation (Figure 7.9), cohérente avec les observations sur les alliages à haute résistance des séries 2xxx et 7xxx, est la faible corrélation entre la vitesse de propagation et la limite d'élasticité ( $\tau_c$  dans le modèle de plasticité cristalline) lorsque la plasticité est confinée en pointe de fissure. Une faible dépendance vis-à-vis de l'érouissage est également observée. Les variations des paramètres de plasticité ( $\tau_c$  et  $c$ ) appliquées sont de l'ordre de grandeur des différences maximales possibles entre les alliages 2050-T8 et 7050-T7451. La variation de vitesse due à la limite d'élasticité ou à l'érouissage confirme l'effet bénéfique d'une meilleure résistance mécanique statique sur la vitesse de propagation, mais le gain est inférieur à un facteur multiplicatif 1,3 environ. Cette valeur est trop faible pour expliquer la différence de vitesse entre les deux alliages qui est supérieure à 1,7 (différence de vitesse obtenue lorsque le 2050 est soumis à un chargement supérieur de 30 MPa). Le modèle prévoit donc que la raison du meilleur comportement en propagation de l'alliage 2050 n'est pas uniquement à chercher dans sa meilleure résistance à rupture (ce qui est déjà connu expérimentalement), dans sa limite d'élasticité ou son érouissage cyclique (similaire dans les deux alliages sur les courbes de comportement macroscopiques, Figure 1.9).

Les paramètres du modèle qui restent sont  $Y_0$ ,  $H_Y$  et  $H_d$ , ainsi que la façon de prendre en compte la fermeture de fissure. Les paramètres métallurgiques qui peuvent être associés à  $Y_0$ ,  $H_Y$ , et  $H_d$  offrent des perspectives d'explication : il s'agit de ce qui pilote le nombre de cycles nécessaire pour créer un précurseur, et la rapidité de passage du précurseur à la fissure. La notion de précurseur peut notamment faire référence à une accumulation de lacunes dans un plan de glissement, ou à la rupture de liaisons en raison des contraintes d'empilement de dislocations. L'analyse de cette hypothèse requiert des expériences à une échelle très fine (par exemple au MET), en effectuant si possible un suivi *in situ* de l'endommagement au cours des cycles. Numériquement, le gain apporté par les paramètres liés à l'amorçage est quantifié pour certaines valeurs de paramètres (Figure 7.10).

La dernière explication envisagée est celle de la fermeture de fissure, qui peut dépendre de la rugosité et du module d'Young. Elle n'a cependant pas été quantifiée

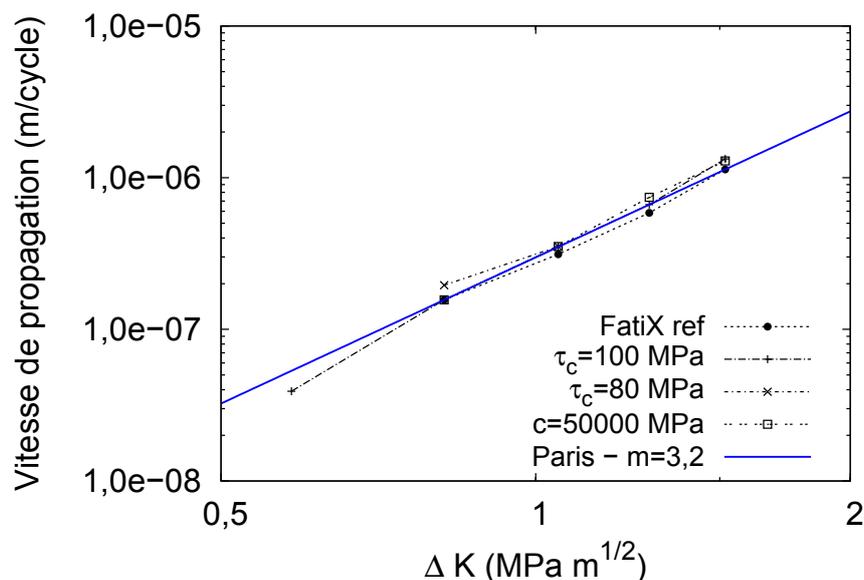


FIGURE 7.9 – Effet des paramètres liés à la plasticité sur la vitesse de propagation, en fonction de  $\Delta K = \sigma_\infty \sqrt{\pi a}$ , pour une particule de taille 10  $\mu\text{m}$ . Les paramètres utilisés comme référence sont donnés dans le Tableau 7.1.

numériquement, et les variations de vitesse de fissuration n'ont pas pu être corrélées à des variations de rugosité sur les faciès. Des quantifications expérimentales et numériques précises mériteraient d'être menées, celles issues de ce travail étant considérées insuffisantes. Actuellement, la distinction entre les gains apportés par la fermeture et par les paramètres métallurgiques favorisant l'amorçage n'est pas possible. Ce sont pourtant eux qui sont maintenant attendus comme les principaux responsables des différences observées.

Il est par ailleurs notable qu'avec les paramètres utilisés dans les simulations, la vitesse de propagation évolue comme  $\Delta K$  à la puissance 3,2 (Figures 7.9 et 7.10) qui correspond environ aux valeurs expérimentales du paramètre  $m$  de Paris pour les fissures longues ( $m = 3,0$  dans le 7050 et  $m = 3,6$  dans le 2050, (Daniélou et al., 2012)). Cette dépendance varie très faiblement avec l'ensemble des paramètres du modèle : une telle valeur est ainsi robuste, et cohérente avec les expériences. Un résultat similaire avait déjà été obtenu numériquement par Aslan (2010). Seule la vitesse de sollicitation (pour un matériau visqueux, simulations à haute température) semblait modifier ce paramètre. Il est également intéressant de comparer ce résultat aux études théoriques de Mura & Lin (1974) ( $m = 2$  ou  $m = 4$  en fonction des hypothèses choisies) et de Wu et al. (1993) ( $m = 3$ , en partant d'un raisonnement à l'échelle des bandes de glissement). Les raisonnements font appel à la taille de la zone plastique, ou à l'ouverture en pointe de fissure.

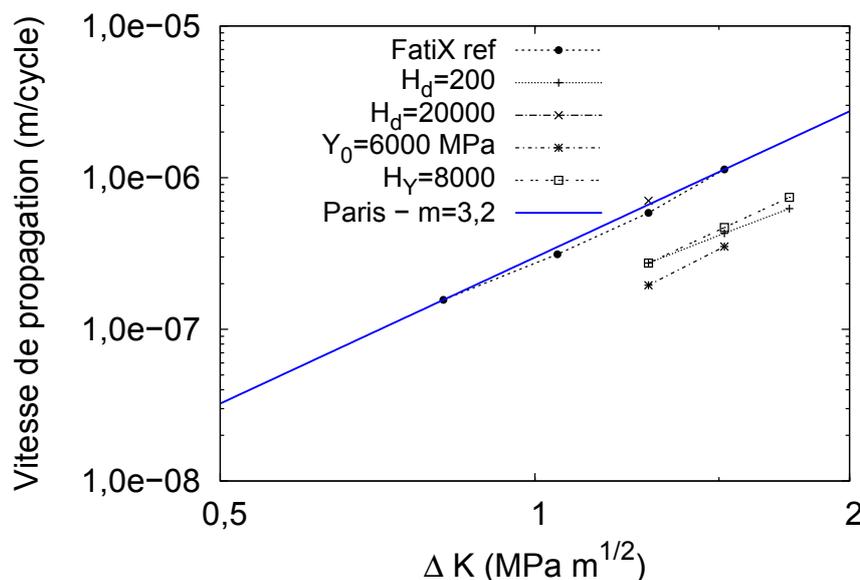


FIGURE 7.10 – Effet des paramètres liés à l’endommagement sur la vitesse de propagation, en fonction de  $\Delta K = \sigma_\infty \sqrt{\pi a}$ , pour une particule de taille  $10 \mu\text{m}$ . Les paramètres utilisés comme référence sont donnés dans le Tableau 7.1.

## 7.6 Simulation 3D de l’amorçage d’une fissure de fatigue

### 7.6.1 Prédiction de chemins cristallographiques

La confrontation du modèle avec les expériences nécessite de passer par le maillage 3D d’une particule cassée dans une matrice d’aluminium, comme ce qui a été fait dans le chapitre précédent. La loi d’endommagement est alors utilisée, et un chargement de cent cycles est appliqué, en utilisant les paramètres matériau du Tableau 7.2. Les éléments sont retirés du maillage une fois qu’ils sont cassés et ont accumulé une quantité d’endommagement significative  $d > 0,6$ . Pour simuler 100 cycles, le calcul dure environ 1 à 2 semaines lorsqu’il est distribué sur 8 cœurs.

Les résultats (Figures 7.11 à 7.13) montrent que les simulations 3D sont capables de prévoir des branchements fortement influencés par la cristallographie : le modèle prévoit la croissance de fissures parallèles à des plans  $\{111\}$  en surface. Des trajets non-cristallographiques sont également occasionnellement prévues par le modèle (Figure 7.12a). Les fissures non-cristallographiques observées expérimentalement dans l’alliage 2050 ne correspondent jamais à des fissures principales dans le modèle (Figure 7.11). On remarque par ailleurs la complexité de l’analyse, lorsqu’on s’arrête sur le cas de l’orientation  $(266^\circ, 26^\circ, 26^\circ)$  : en 2D la fissure part vers la gauche (Figure 7.8d), tandis qu’en 3D l’influence de la profondeur la fait partir vers la droite (Figure 7.12b). Cela signifie que la distribution des contraintes sous

la surface affecte la direction de fissuration en surface.

Le modèle favorise donc la fissuration le long de plans cristallographiques. Cela est adapté aux alliages à base cuivre ou nickel – dont la fissuration est majoritairement cristallographique. Par contre, il est nécessaire de trouver un moyen de piloter le type de fissuration, et d'introduire plus de fissuration non-cristallographique pour les alliages d'aluminium.

L'une des possibilités envisagées est de donner plus d'importance à l'écroutissage isotrope, et de travailler sur l'interaction entre les systèmes de glissement. Comme discuté dans la partie 5.2.1, la matrice d'interaction perd le sens qui lui est habituellement donnée dans le cas d'un adoucissement. Le mélange de termes  $h_i$  positifs et négatifs pourraient au choix : (i) favoriser l'activation d'un unique système de glissement (auto-adoucissement, et durcissement des autres systèmes), (ii) ou favoriser le glissement multiple (auto-durcissement, et adoucissement des autres systèmes). Le premier cas favoriserait davantage l'apparition de fissures cristallographique, et le second cas celles de fissures non-cristallographiques.

Élasticité Plasticité Viscosité Interaction	$E, \nu$ $\tau_0, b, Q, c, D$ $K, n$ $h_{ij}$	Paramètres du Tableau 7.1
Endommagement	$Y_0$ (MPa)	500
	$H_Y$ (MPa)	2 000
	$H_d$ (MPa)	2 000
	$k$	1

Tableau 7.2 – Valeurs de paramètres utilisées par défaut dans les simulations sur plaque entaillée.

### 7.6.2 Effet de la prise en compte de la plasticité positive

En 2D, la fissure se localise le plus souvent dans une rangée d'éléments, et les branchements sont peu nombreux. En 3D, ceci n'est plus vrai : le nombre de branchements devient conséquent, et correspond environ aux plans cristallographiques. Expérimentalement, la fissure est très nettement localisée : les zones d'endommagement diffuses sont donc à éliminer au maximum. Le fait d'utiliser un modèle d'endommagement qui localise fortement est une première démarche en ce sens. L'utilisation de la plasticité cumulée positive à la place de la plasticité cumulée renforce encore davantage la localisation comme le montre la Figure 7.14.

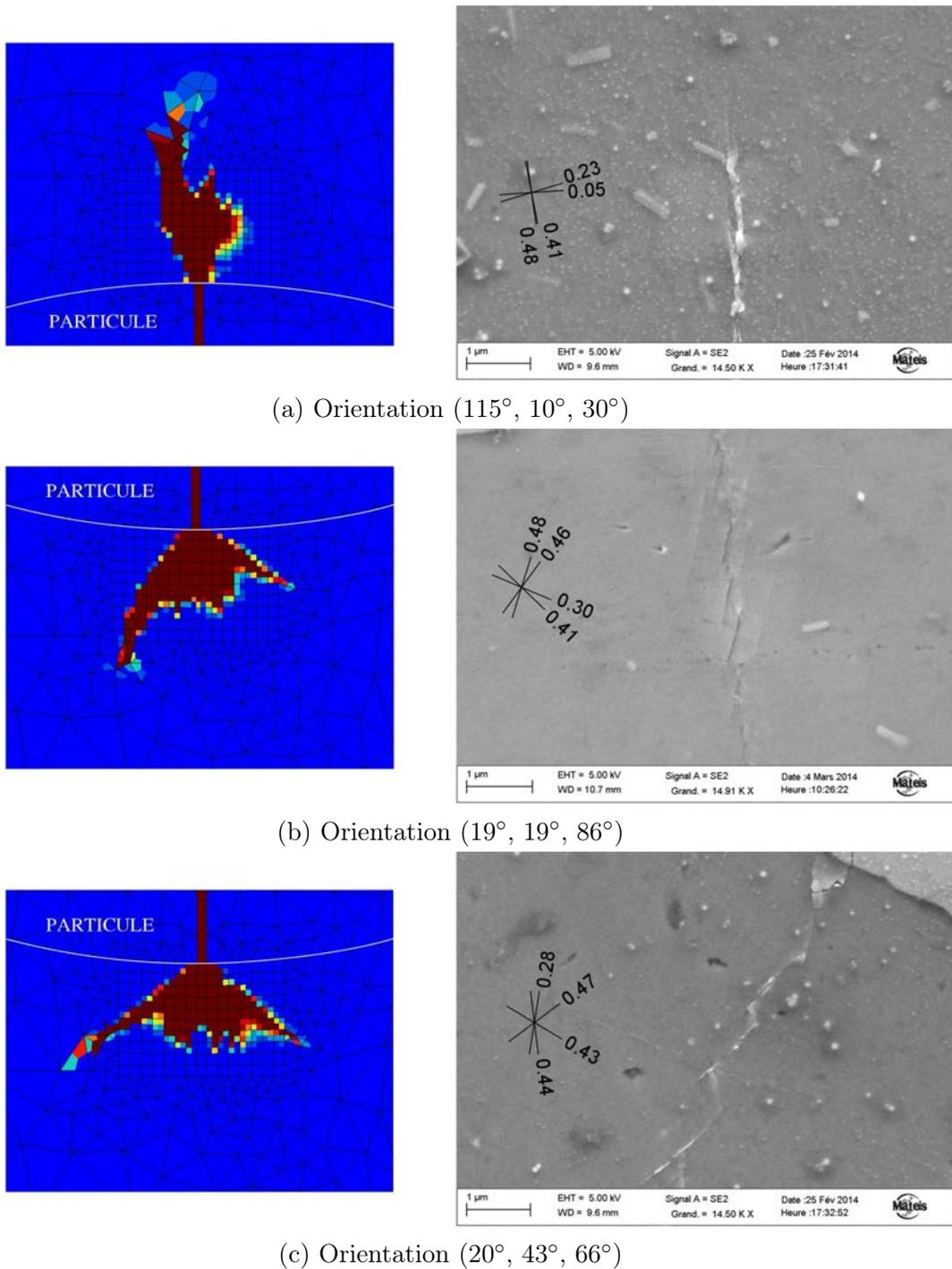


FIGURE 7.11 – Comparaison des prévisions du modèle FatiX après 96 cycles avec des fissures expérimentales cristallographiques (alliage 2050-T8).

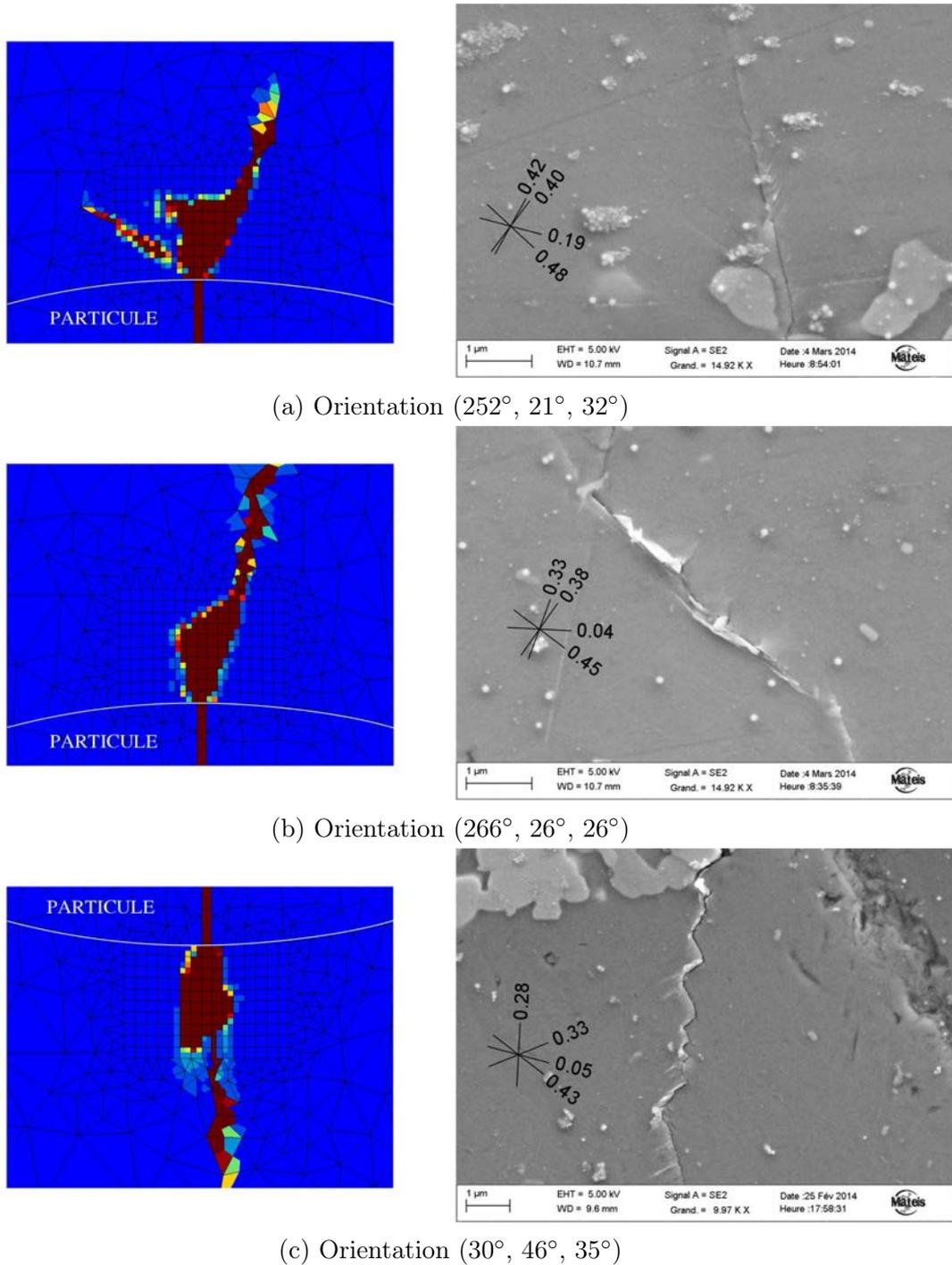


FIGURE 7.12 – Comparaison des prévisions du modèle FatiX après 96 cycles avec des fissures expérimentales cristallographiques (alliage 2050-T8).

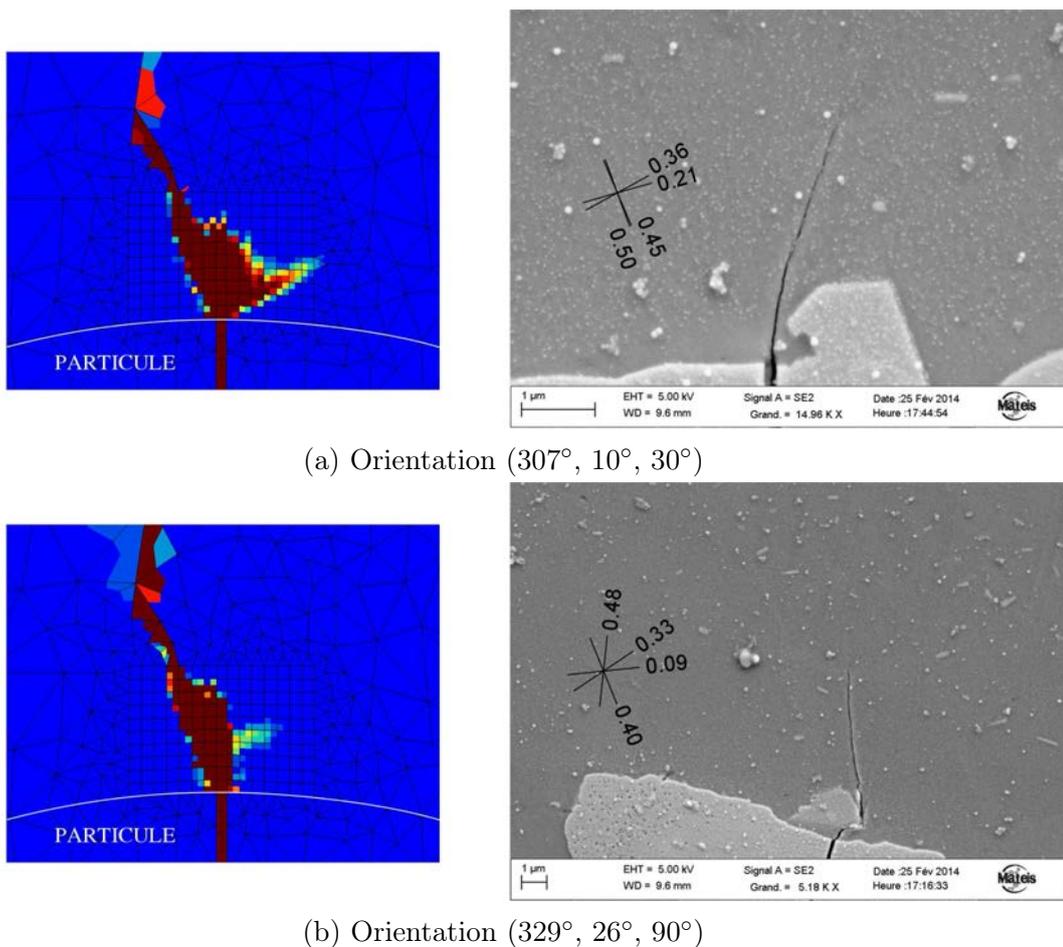
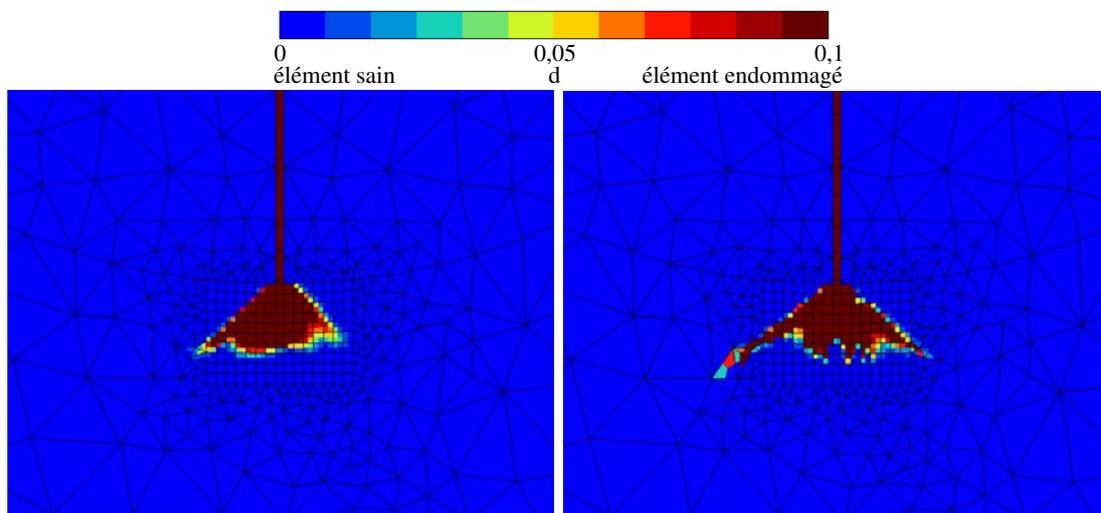


FIGURE 7.13 – Comparaison des prévisions du modèle FatiX après 96 cycles avec des fissures expérimentales non-cristallographiques (alliage 2050-T8).



(a) *Sans* utilisation de la plasticité cumulée positive (b) *Avec* utilisation de la plasticité cumulée positive

FIGURE 7.14 – Propagation de fissure après 96 cycles à  $R = 0,1$ , et effet de la mesure scalaire de la plasticité sur la localisation de la fissuration lors d'un calcul 3D pour une matrice d'orientation ( $20^\circ$ ,  $43^\circ$ ,  $66^\circ$ ). (Les paramètres  $H_Y$  et  $H_d$  sont tous deux multipliés par 2 pour obtenir une vitesse de propagation comparable).

## 7.7 Points importants

Ce dernier chapitre du manuscrit a introduit un nouveau modèle numérique, adapté à la modélisation de la fissuration de fatigue en 3D qui doit tenir compte de la cristallographie. Tout en s’inspirant des modèles existants, une nouvelle formulation est proposée. Elle s’adapte aux analyses expérimentales et numériques des chapitres 4 et 6, qui proposent une manière de prévoir le plan de rupture à l’échelle du cristal. En outre, dans le modèle, la dépendance de la vitesse de propagation vis-à-vis de la contrainte est cohérente avec celle observée expérimentalement pour les fissures longues (exposant  $m$  de la loi de Paris).

Ce modèle FatiX a permis de quantifier numériquement les effets de la limite d’élasticité cyclique et de l’écrouissage sur la vitesse de propagation. Selon ce modèle, ces effets n’expliquent que dans une faible mesure le meilleur comportement en propagation de l’alliage 2050 vis-à-vis de l’alliage 7050. Dès lors, l’explication de la différence de comportement pourrait également impliquer (i) la quantité locale de plasticité à accumuler avant de créer une nouvelle surface libre, (ii) ou encore l’effet de fermeture de fissure. Ces deux aspects pourraient être les prochaines voies d’investigation à explorer.

Des observations *in situ* à des échelles plus fines et à des pas de temps plus rapprochés que ceux réalisés dans cette thèse sont nécessaires à l’étude de la première hypothèse. Pour la seconde, des techniques particulières doivent être mises en œuvre pour mesurer la fermeture de fissures de toutes tailles. S’il est souhaité de corréliser cette fermeture avec la rugosité des faciès de rupture, il sera nécessaire de mettre en place une méthodologie adaptée. Les indicateurs de rugosité envisageables sont nombreux et le choix délicat (rugosité moyenne sur l’ensemble de l’éprouvette, sur des zones de dimensions fixes à choisir).

Les prochaines améliorations à apporter au modèle devront proposer une meilleure prévision du chemin de fissuration, ainsi qu’une prise en compte claire de la fermeture de fissure.



# Conclusion générale

L'objectif annoncé de cette thèse était de comprendre plus en détail les mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue, grâce à la comparaison des alliages 2050-T8 et 7050-T7451. Ceci devait permettre d'identifier de possibles voies d'amélioration à la tenue en fatigue des alliages d'aluminium pour l'aéronautique. Dans cette perspective, plusieurs conclusions sont formulées. Les principaux modèles, algorithmes, recommandations et analyses réutilisables sont également listés.

**Type de particules et rupture.** Les particules Al-Cu-Fe-Mn de l'alliage 2050 et les  $Mg_2Si$  du 7050 cassent avec une relative facilité comparé aux  $Al_7Cu_2Fe$  du 7050. Ce point a été relié avec un amorçage plus précoce dans le premier alliage, et sur des  $Mg_2Si$  de petite taille dans le second. Pour retarder l'amorçage, tous les paramètres permettant de repousser la rupture de ces particules sont à considérer. Certains sont connus : réduction de la distribution de taille des particules. D'autres sont à approfondir : la structure cristallographique exacte des particules, et le rôle des pores attenants. On constate en effet que les plus grandes particules sont toujours en contact avec des pores. Trois avancées techniques peuvent être formulées à ce sujet :

1. L'analyse détaillée (2D et 3D) des paramètres (type, taille, forme, présence d'un pore) entraînant la rupture des particules peut servir de ligne de conduite pour des études similaires sur d'autres alliages ;
2. Un algorithme a été mis au point pour mesurer les distances 3D entre des objets segmentés (particules et pores) à partir d'images de tomographie. Il a été conçu pour faire face à une complexité en  $n^6$  (où  $n$  correspond à la dimension de l'image en voxels, soit 2048) ;
3. On recommande de mesurer les distributions de taille de particules dans le plan TL-TC, lorsqu'elles sont utilisées dans des modèles de fatigue pour une sollicitation en direction L.

**Type de particules et amorces.** Diminuer la taille des particules réduit également leur probabilité d'amorçage – il est possible de se reporter au modèle du chapitre 3 pour une prévision quantitative du gain en terme de durée de vie. En revanche, il a été remarqué numériquement que leur module d'Young n'a qu'un effet de second ordre. À cette étape, on peut mettre en avant deux points :

4. La faisabilité d'une étude détaillée permettant de relier l'état initial des particules à l'apparition d'une amorce est démontrée. Bien que nécessitant un grand nombre d'observations MEB, ce type d'analyse fait avancer la compréhension de ce qui rend une particule nocive (rupture dès l'état initial, taille, faible effet de l'orientation cristallographique). Cette démarche peut être appliquée à d'autres alliages et à des cas de sollicitations plus complexes.
5. On propose un modèle de calcul de durée de vie, qui prend en compte la distribution de taille des particules et la taille de l'échantillon. Il est utilisable pour des sollicitations uniaxiales, et peut modéliser des effets de limite d'endurance, de seuil de propagation, de fissure courte et de fermeture de fissure s'ils ont pu être identifiés expérimentalement.

**Propagation.** Il ressort de l'étude que les très bonnes propriétés de fatigue de l'alliage 2050 s'expliquent par la résistance élevée de cet alliage à la propagation en fatigue des fissures : la vitesse de propagation, à l'échelle du micron comme à celle des fissures longues, est significativement plus faible que dans l'alliage 7050. Tout paramètre métallurgique qui améliorerait la propagation (précipitation, déviations du chemin de propagation) serait donc à étudier. Une quantification du gain lié à la présence de déviations a été réalisée dans le chapitre lié à la propagation. On peut ici noter l'avancée dans l'analyse 3D des mécanismes de propagation :

6. Grâce au développement d'un algorithme de détection du front de fissure en 3D, cette thèse fait un pas de plus vers l'automatisation du traitement des fissures 3D. Elle ouvre la voie à une meilleure compréhension du lien entre chemin et vitesse de propagation locale en 3D, au travers de premières mesures statistiques et *in situ* (Kenthswaran, 2015) réalisées sur fissures courtes ( $< 0,2$  mm).

**Chemin de fissuration et simulation numérique.** L'une des observations expérimentales montre que la fissuration à l'échelle du cristal est vraisemblablement prévisible car reproductible. Cela justifie l'étude locale des chemins de propagation. La confrontation entre des observations expérimentales et des simulations de plasticité cristalline ont permis d'énoncer un critère, qui prévoit le type de chemin (cristallographique ou non) et sa trace en surface d'éprouvette, en fonction de l'orientation cristallographique du grain. À plus long terme, ce type de prévisions pourraient permettre d'estimer la rugosité des faciès de rupture, puis l'effet de la fermeture de fissure qui en découle. En parallèle, le modèle d'endommagement *Fatix* a été développé. Il tient compte de la localisation de l'endommagement des fissures de fatigue, et de l'influence de la cristallographie sur son évolution. En 3D, le modèle prévoit des branchements de fissures influencés par la cristallographie. Des développements sont encore nécessaires pour qu'ils correspondent précisément aux chemins expérimentaux.

Grâce à l'approche adoptée (couplage expériences et simulations par éléments finis), cette thèse contribue à la compréhension du chemin de fissuration à l'échelle

du cristal, et à sa modélisation. Les études ultérieures pourront réutiliser, compléter et améliorer quatre points à ce sujet :

7. la base expérimentale de huit fissures de fatigue du 2050, cristallographiques ou non, pour lesquelles l'orientation cristallographique du grain où se propage la fissure est connue; cette base pourra servir à éprouver les modèles de propagation souhaitant tenir compte des orientations cristallographiques;
8. le critère de prévision du chemin de fissuration (cristallographique ou non) en surface, qui a été identifié sur la base expérimentale précédente à l'aide des éléments finis;
9. le modèle d'endommagement cristallographique localisé FatiX, qui donne des indications cohérentes sur les chemins de propagation lorsque les simulations sont réalisées en 3D;
10. la plasticité cumulée positive, qui permet de simuler une fissure plus localisée qu'avec la plasticité cumulée classique (lorsque cette variable scalaire intervient pour prévoir le début de la rupture dans les modèles d'endommagement).

**Vitesse de propagation et simulation numérique.** Numériquement, on constate que le choix de la limite d'élasticité microscopique est crucial pour l'accumulation de plasticité en pointe de fissure : une limite trop élevée entraîne une accommodation élastique. Une fois des paramètres convenables identifiés, le modèle FatiX montre que les différences de limite d'élasticité et d'écrouissage entre les alliages 2050 et 7050 n'expliquent pas à elles seules les meilleures performances de l'alliage 2050 sur la vitesse de propagation. Les deux hypothèses restantes sont que : (i) la création d'une nouvelle surface libre nécessite d'accumuler plus de plasticité dans le 2050 que dans le 7050 (ii) la fermeture de fissure est plus importante dans l'alliage 2050 (rugosité, module d'Young) et entraînerait un ralentissement de la propagation (non traité avec le modèle FatiX). Ces aspects nécessitent de recourir à des observations expérimentales de qualité. Actuellement, le modèle peut ainsi être utile pour des études paramétriques :

11. Le modèle FatiX peut être utilisé dans un cas simple (plaque) pour quantifier l'effet des paramètres matériaux (limite d'élasticité, écrouissage) sur la vitesse de propagation.

En limitant à un le nombre de variables internes supplémentaires, par rapport au modèle de plasticité cristalline utilisé, la faisabilité de calculs d'endommagement cristallographiques 3D en fatigue a été démontrée avec FatiX. Les améliorations numériques précédentes ont été rendues possible en réalisant simultanément (i) une étude de la plasticité monotone et cyclique, (ii) un travail sur le critère  $f^s$  et les équations du modèle FatiX, (iii) des simulations 3D en *fatigue* (environ 100 cycles) qui ont pu être comparées aux expériences. En raison de la complexité numérique de ces questions, il est rare que les trois aspects soient traités dans une même étude.

Avec les perspectives de régularisation, de prise en compte du plan de rupture réel et de la fermeture de fissure dans le modèle FatiX, tous les principaux ingrédients sont *a priori* réunis pour simuler une propagation de fissure de fatigue réaliste à l'échelle du cristal.

# Bibliographie

- Abdul-Latif, A. & Saanouni, K. *Micromechanical modeling of low cycle fatigue under complex loadings - Part II. Applications*. International journal of plasticity, 12(9) : 1123–1149 (1996).
- Agresti, A. & Coull, B. A. *Approximate is better than 'exact' for interval estimation of binomial proportions*. The American Statistician, 52(2) : 119–126 (1998).
- Aifantis, E. *Strain gradient interpretation of size effects*. International Journal of Fracture, 95(1-4) : 299–314 (1999).
- Aifantis, E. *Update on a class of gradient theories*. Mechanics of Materials, 35 : 259–280 (2003).
- Asaro, R. J. *Elastic-plastic memory and kinematic-type hardening*. Acta metallurgica, 23 : 1255–1265 (1975).
- Asaro, R. J. & Rice, J. R. *Strain localization in ductile single crystals*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 25(5) : 309–338 (1977).
- Aslan, O. *Numerical modeling of fatigue crack growth in single crystal nickel based superalloys*. Ph.D. thesis, Ecole des mines de Paris (2010).
- Aswath, P. *Effect of orientation on crystallographic cracking in notched nickel-base superalloy single crystal subjected to far-field cyclic compression*. Metallurgical and Materials Transactions A, 25(2) : 287–297 (1994).
- Barbe, F., Decker, L., Jeulin, D. & Cailletaud, G. *Intergranular and intragranular behavior of polycrystalline aggregates. Part 1 : F.E. model*. International Journal of Plasticity, 17 : 513–536 (2001).
- Bathias, C. & Pineau, A. *Fatigue des matériaux et des structures 2*. Traité mécanique et ingénierie des matériaux. Hermes science ed. (2008).
- Beake, B. *Nanomechanical testing of INSA-Lyon samples*. Tech. rep., Micro Materials Ltd. (2011).
- Bennett, V. P. & McDowell, D. L. *Polycrystal orientation distribution effects on microslip in high cycle fatigue*. International Journal of Fatigue, 25(1) : 27–39 (2003).

- Berveiller, M. & Zaoui, A. *An extension of the self-consistent scheme to plastically-flowing polycrystals*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 26 : 325–344 (1979).
- Bessas, D., Simon, R., Friese, K., Koza, M. & Hermann, R. *Lattice dynamics in inter-metallic Mg<sub>2</sub>Ge and Mg<sub>2</sub>Si*. Journal of Physics : Condensed Matter, 26(48) : 485401 (2014).
- Besson, J., Berdin, C., Bugat, S., Desmorat, R., Feyel, F., Forest, S., Lorentz, E., Maire, E., Pardoën, T., Pineau, A. & Tanguy, B. *Local approach to fracture*. Presses des Mines (2004).
- Besson, J., Cailletaud, G., Chaboche, J.-L. & Forest, S. *Non-Linear Mechanics of Materials*, vol. 167 of *Solid Mechanics and Its Applications*. Springer Netherlands, Dordrecht (2010).
- Boudifa, M., Saanouni, K. & Chaboche, J. L. *A micromechanical model for inelastic ductile damage prediction in polycrystalline metals for metal forming*. International journal of mechanical sciences, 51(6) : 453–464 (2009).
- Bouvard, J.-L., Chaboche, J.-L., Feyel, F. & Gallerneau, F. *A cohesive zone model for fatigue and creep-fatigue crack growth in single crystal superalloys*. International Journal of Fatigue, 31 : 868–879 (2009).
- Bown, M. G. & Brown, P. J. *The structure of FeCu<sub>2</sub>Al<sub>7</sub> and T (CoCuAl)*. Acta Crystallographica, 9(11) : 911–914 (1956).
- Bozek, J. E., Hochhalter, J. D., Veilleux, M. G., Liu, M., Heber, G., Sintay, S. D., Rollett, A. D., Littlewood, D. J., Maniatty, A. M. & Weiland, H. *A geometric approach to modeling microstructurally small fatigue crack formation : I. Probabilistic simulation of constituent particle cracking in AA 7075-T651*. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 16(6) : 065007 (2008).
- Bridier, F., McDowell, D. L., Villechaise, P. & Mendez, J. *Crystal plasticity modeling of slip activity in Ti-6Al-4V under high cycle fatigue loading*. International Journal of Plasticity, 25 : 1066–1082 (2009).
- Brückner-Foit, A. & Jäckels, H. *Prediction of the lifetime distribution of high-strength components subjected to fatigue loading*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 16(8) : 891–908 (1993).
- Buffiere, J. Y., Ferrie, E., Proudhon, H. & Ludwig, W. *Three-dimensional visualisation of fatigue cracks in metals using high resolution synchrotron X-ray micro-tomography*. Materials Science and Technology, 22(9) : 1019–1024 (2006).
- Buffiere, J. Y. & Maire, E. *Imagerie 3D en mécanique des matériaux*. Traité mécanique et ingénierie des matériaux. Hermes science publications ed. (2014).
- Buffiere, J. Y., Maire, E., Adrien, J., Masse, J. P. & Boller, E. *In Situ Experiments with X ray Tomography : an Attractive Tool for Experimental Mechanics*. Experimental Mechanics, 50(3) : 289–305 (2010).

- Chalant, G. & Rémy, L. *Model of fatigue crack propagation by damage accumulation at the crack tip*. Engineering Fracture Mechanics, 18(5) : 939–952 (1983).
- Chan, K. S. & Lankford, J. *A crack-tip strain model for the growth of small fatigue cracks*. Scripta Metallurgica, 17 : 529–532 (1983).
- Chang, R., Morris, W. L. & Buck, O. *Fatigue crack nucleation at intermetallic particles in alloys - a dislocation pile-up model*. Scripta Metallurgica, 13 : 191–194 (1979).
- Charkaluk, E., Constantinescu, A., Szmytka, F. & Tabibian, S. *Probability density functions : From porosities to fatigue lifetime*. International Journal of Fatigue, 63 : 127–136 (2014).
- Chicois, J. *Etude des mécanismes microscopiques de la déformation cyclique. Développement d'une nouvelle approche. Cas de l'aluminium*. Ph.D. thesis, INSA Lyon (1987).
- Christ, H.-J., Fritzen, C.-P. & Köster, P. *Micromechanical modeling of short fatigue cracks*. Current Opinion in Solid State and Materials Science, 18(4) : 205–211 (2014).
- Coffin, L. F. *A study of the effect of cyclic thermal stresses on a ductile metal*. American Society of Mechanical Engineers, 76 : 931–950 (1954).
- Cox, B. N., Pardee, W. J. & Morris, W. L. *A statistical model of intermittent short fatigue crack growth*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 9(6) : 435–455 (1987).
- Cui, W., Wang, F. & Huang, X. *A unified fatigue life prediction method for marine structures*. Marine Structures, 24(2) : 153–181 (2011).
- Daniélou, A., Ronxin, J. P., Nardin, C. & Ehrström, J. C. *Fatigue resistance of Al-Cu-Li and comparison with 7xxx aerospace alloys*. ICAA13 (2012).
- Delacroix, J. *Etude des mécanismes de fissuration en fatigue et/ou fretting d'alliages Al-Cu-Li*. Ph.D. thesis, INSA Lyon, France (2011).
- Deshpande, V. S., Needleman, A. & Van der Giessen, E. *Discrete dislocation modeling of fatigue crack propagation*. Acta materialia, 50(4) : 831–846 (2002).
- Devincere, B. *Etudes de la plasticité des solides cristallins par dynamique des dislocations à l'échelle mésoscopique*. Habilitation à diriger des recherches, Paris XI-Orsay, Paris (2005).
- Devincere, B., Kubin, L. & Hoc, T. *Physical analyses of crystal plasticity by DD simulations*. Scripta Materialia, 54 : 741–746 (2006).
- Doquet, V. *Micromechanical simulations of microstructure-sensitive stage I fatigue crack growth*. Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, 22(3) : 215–224 (1999).

- Doquet, V., Abbadi, M., Bui, Q. H. & Pons, A. *Influence of the loading path on fatigue crack growth under mixed-mode loading*. International Journal of Fracture, 159(2) : 219–232 (2009).
- Düber, O., Künkler, B., Krupp, U., Christ, H.-J. & Fritzen, C.-P. *Experimental characterization and two-dimensional simulation of short-crack propagation in an austenitic-ferritic duplex steel*. International Journal of Fatigue, 28 : 983–992 (2006).
- Dubost, B. & Sainfort, P. *Durcissement par précipitation des alliages d'aluminium*. Techniques de l'Ingénieur, M240 (1991).
- Ehrström, J. C., Roy, D., Garghoury, M. & Fougères, R. *Modelling the effect of micropores on the fatigue life AA7050 aluminium alloy thick plates*. In *ECF 12 : fracture from defects*. Sheffield (1998).
- El Haddad, M. H., Topper, T. H. & Smith, K. N. *Prediction of non propagating cracks*. Engineering Fracture Mechanics, 11(3) : 573–584 (1979).
- Elber, W. *Fatigue crack closure under cyclic tension*. Engineering Fracture Mechanics, 2(1) : 37–45 (1970).
- Esnault, J., Doquet, V. & Massin, P. *A three-dimensional analysis of fatigue crack paths in thin metallic sheets*. International Journal of Fatigue, 62 : 119–132 (2014).
- Fatemi, A. & Socie, D. F. *A Critical Plane Approach to Multiaxial Fatigue Damage Including out-of-Phase Loading*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 11(3) : 149–165 (1988).
- Fivel, M. & Forest, S. *Plasticité cristalline et transition d'échelle : cas du polycristal*. Techniques de l'Ingénieur (2004).
- Flouriot, S., Forest, S., Cailletaud, G., Köster, A., Rémy, L., Burgardt, B., Gros, V., Mosset, S. & Delautre, J. *Strain localization at the crack tip in single crystal CT specimens under monotonous loading : 3D Finite Element analyses and application to nickel-base superalloys*. International Journal of Fracture, 124(1-2) : 43–77 (2003a).
- Flouriot, S., Forest, S. & Rémy, L. *Strain localization phenomena under cyclic loading : application to fatigue of single crystals*. Computational Materials Science, 26 : 61–70 (2003b).
- Forest, S. *Modèles mécaniques de la déformation hétérogène des monocristaux*. Thèse de doctorat, Ecole des mines de Paris (1996).
- Forest, S. *Modeling slip, kink and shear banding in classical and generalized single crystal plasticity*. Acta materialia, 46(9) : 3265–3281 (1998).
- Forest, S. *Milieux continus généralisés et matériaux hétérogènes*. Les Presses de l'Ecole des mines de Paris, Paris (2006).

- Forest, S., Boubidi, P. & Sievert, R. *Strain localization patterns at a crack tip in generalized single crystal plasticity*. Scripta Materialia, 44(6) : 953–958 (2001).
- Forsyth, P. J. E. *A two stage process of fatigue crack growth*. vol. 1, 76–94. The college of aeronautics, Cranfield (1961).
- Gall, K., Horstemeyer, M. F., Degner, B. W., McDowell, D. L. & Fan, J. *On the driving force for fatigue crack formation from inclusions and voids in a cast A356 aluminum alloy*. International journal of fracture, 108(3) : 207–233 (2001).
- Gasquères, C., Sarrazin-Baudoux, C. & Petit, J. *Fatigue Crack Propagation at 223K in 2022 Aluminum Alloy*. Alexandroupolis, Grèce (2006).
- Grosskreutz, J. C. & Shaw, G. G. *Critical mechanisms in the development of fatigue cracks in 2024-T4 aluminium*. In *Fracture 1969*, 620–629. Chapman and Hall, Brighton (1969).
- Guilhem, Y. *Etude numérique des champs mécaniques locaux dans les agrégats polycristallins d'acier 316L sous chargement de fatigue*. Ph.D. thesis, Ecole des mines de Paris (2011).
- Guilhem, Y., Basseville, S., Curtit, F., Stéphan, J. M. & Cailletaud, G. *Numerical investigations of the free surface effect in three-dimensional polycrystalline aggregates*. Computational Materials Science, 70 : 150–162 (2013).
- Gupta, V. K. & Agnew, S. R. *Fatigue crack surface crystallography near crack initiating particle clusters in precipitation hardened legacy and modern Al-Zn-Mg-Cu alloys*. International journal of fatigue, 33(9) : 1159–1174 (2011).
- Gurson, A. *Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth. part I : Yield criteria and flow rules for porous ductile media*. Journal of engineering materials and technology, 99 : 2–15 (1977).
- Halliday, M., Cooper, C., Poole, P. & Bowen, P. *On predicting small fatigue crack growth and fatigue life from long crack data in 2024 aluminium alloy*. International Journal of Fatigue, 25(8) : 709–718 (2003).
- Halliday, M. D., Poole, P. & Bowen, P. *New perspective on slip band decohesion as unifying fracture event during fatigue crack growth in both small and long cracks*. Materials science and technology, 15(4) : 382–390 (1999).
- Härkegård, G. *A finite element analysis of elastic-plastic plates containing cavities and inclusions with reference to fatigue crack initiation*. International Journal of Fracture, 9(4) : 437–447 (1973).
- Herbig, M. *3D short fatigue crack investigation in beta titanium alloys using phase and diffraction contrast tomography*. Ph.D. thesis, INSA de Lyon (2011).
- Herbig, M., King, A., Reischig, P., Proudhon, H., Lauridsen, E. M., Marrow, J., Buffière, J.-Y. & Ludwig, W. *3-D growth of a short fatigue crack within a polycrystalline microstructure studied using combined diffraction and phase-contrast X-ray tomography*. Acta Materialia, 59(2) : 590–601 (2011).

- Hochhalter, J. D. *Finite element simulations of fatigue crack stages in AA 7075-T651 microstructure*. Ph.D. thesis, Cornell University (2010).
- Hochhalter, J. D., Littlewood, D. J., Veilleux, M. G., Bozek, J. E., Maniatty, A. M., Rollett, A. D. & Ingraffea, A. R. *A geometric approach to modeling microstructurally small fatigue crack formation : III. Development of a semi-empirical model for nucleation*. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 19(3) : 035008 (2011).
- Ishihara, S. & McEvily, A. J. *Analysis of short fatigue crack growth in cast aluminum alloys*. International Journal of Fatigue, 24(11) : 1169–1174 (2002).
- Jin, Y., Cai, P., Wen, W., Nagaumi, H., Xu, B., Zhang, Y. & Zhai, T. *The anisotropy of fatigue crack nucleation in an AA7075-T651 Al alloy plate*. Materials Science and Engineering : A, 622 : 7–15 (2015).
- Kalnaus, S. & Jiang, Y. *Fatigue life prediction of copper single crystals using a critical plane approach*. Engineering Fracture Mechanics, 73(6) : 684–696 (2006).
- Kamp, N., Gao, N., Starink, M. J. & Sinclair, I. *Influence of grain structure and slip planarity on fatigue crack growth in low alloying artificially aged 2xxx aluminium alloys*. International journal of fatigue, 29(5) : 869–878 (2007).
- Kentheswaran, V. *Analyse tridimensionnelle des mécanismes de fatigue dans les alliages d'aluminium pour l'industrie aéronautique*. Rapport de stage - master 2, Ecole des mines de Paris (2015).
- King, A., Ludwig, W., Herbig, M., Buffiere, J.-Y., Khan, A. A., Stevens, N. & Marrow, T. J. *Three-dimensional in situ observations of short fatigue crack growth in magnesium*. Acta Materialia, 59(17) : 6761–6771 (2011).
- Knott, J. F. *Models of fatigue crack growth*. In *Fatigue crack growth - 30 years of progress*, 31–52. Oxford (1986).
- Korsunsky, A., Dini, D., Dunne, F. & Walsh, M. *Comparative assessment of dissipated energy and other fatigue criteria*. International Journal of Fatigue, 29(9-11) : 1990–1995 (2007).
- Korsunsky, A., Salimon, A., Pape, I., Polyakov, A. & Fitch, A. *The thermal expansion coefficient of mechanically alloyed Al-Cu-Fe quasicrystalline powders*. Scripta Materialia, 44 : 217–222 (2001).
- Kung, C. Y. & Fine, M. E. *Fatigue crack initiation and microcrack growth in 2024-T4 and 2124-T4 aluminum alloys*. Metallurgical and Materials Transactions A, 10(5) : 603–610 (1979).
- Künkler, B., Düber, O., Köster, P., Krupp, U., Fritzen, C.-P. & Christ, H.-J. *Modelling of short crack propagation - transition from stage I to stage II*. Engineering Fracture Mechanics, 75 : 715–725 (2008).

- Lankford, J. *The growth of small fatigue cracks in 7075-T6 aluminum*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 5(3) : 233–248 (1982).
- Laz, P. J. & Hillberry, B. M. *Fatigue life prediction from inclusion initiated cracks*. International Journal of Fatigue, 20(4) : 263–270 (1998).
- Le Biavant, K., Pommier, S. & Prioul, C. *Local texture and fatigue crack initiation in a Ti-6Al-4V titanium alloy*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 25(6) : 527–545 (2002).
- Lemaitre, J. & Chaboche, J. L. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod (1985).
- Lemaitre, J., Chaboche, J.-L., Benallal, A. & Desmorat, R. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod (2009).
- Lequeu, P., Smith, K. P. & Daniélou, A. *Aluminum-Copper-Lithium Alloy 2050 developed For medium to thick plate*. Journal of materials engineering and performance, 19(6) : 841–847 (2010).
- Leverant, G. R. & Gell, M. *The influence of temperature and cyclic frequency on the fatigue fracture of cube oriented nickel-base superalloy single crystals*. Metallurgical Transactions A, 6(2) : 367–371 (1975).
- Li, J., Proudhon, H., Roos, A., Chiaruttini, V. & Forest, S. *Crystal plasticity finite element simulation of crack growth in single crystals*. Computational Materials Science, 94 : 191–197 (2014).
- Liu, Y. & Mahadevan, S. *Probabilistic fatigue life prediction using an equivalent initial flaw size distribution*. International Journal of Fatigue, 31(3) : 476–487 (2009).
- Ma, Y., Zhou, X., Thompson, G. E., Hashimoto, T., Thomson, P. & Fowles, M. *Distribution of intermetallics in an AA 2099-T8 aluminium alloy extrusion*. Materials Chemistry and Physics, 126(1) : 46–53 (2011).
- Madec, R., Devincere, B., Kubin, L., Hoc, T. & Rodney, D. *The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening*. Science, 301 : 1879–1882 (2003).
- Mahnken, R. *Theoretical, numerical and identification aspects of a new model class for ductile damage*. International Journal of Plasticity, 18 : 801–831 (2002).
- Manonukul, A. & Dunne, F. P. E. *High- and low-cycle fatigue crack initiation using polycrystal plasticity*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 460(2047) : 1881–1903 (2004).
- Manson, S. S. *Behavior of materials under conditions of thermal stress*. Tech. Rep. 1170, Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland (1954).
- Marchal, N. *Propagation de fissure en fatigue-fluage à haute température de superalliages monocristallins à base de nickel*. Ph.D. thesis, Ecole des mines de Paris (2006).

- Marx, M., Schäfer, W., Vehoff, H. & Holzappel, C. *Interaction of microcracks with selected interfaces : Focused ion beam for a systematic crack initiation*. Materials Science and Engineering : A, 435 : 595–601 (2006).
- McClintock, F. *On the plasticity of the growth of fatigue cracks*. In *Fracture of solids*, 65–102. Interscience, New York, drucker, D.C. et gilman, J.J. ed. (1963).
- McDowell, D. L. & Dunne, F. P. E. *Microstructure-sensitive computational modeling of fatigue crack formation*. International Journal of Fatigue, 32(9) : 1521–1542 (2010).
- Merati, A. *A study of nucleation and fatigue behavior of an aerospace aluminum alloy 2024-T3*. International Journal of Fatigue, 27(1) : 33–44 (2005).
- Méric, L., Poubanne, P. & Cailletaud, G. *Single crystal modeling for structural calculations : Part 1 - model presentation*. Journal of engineering materials and technology, 113(1) : 162–170 (1991).
- Moës, N., Dolbow, J. & Belytschko, T. *A finite element method for crack growth without remeshing*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 46(1) : 131–150 (1999).
- Mokso, R., Cloetens, P., Maire, E., Ludwig, W. & Buffiere, J.-Y. *Nanoscale zoom tomography with hard X-rays using Kirkpatrick-Baez optics*. Applied Physics Letters, 90(14) : 144104 (2007).
- Mondolfo, L. *Aluminum alloys : structure and properties*. Butterworths (1976).
- Morris, W. L. *The effect of intermetallics composition and microstructure on fatigue crack initiation in Al 2219-T851*. Metallurgical and Materials Transactions A, 9A : 1345–1348 (1978).
- Munoz-Palos, J. M., del Carmen, C. & Adeva, P. *Synthesis of Mg<sub>2</sub>Si powder by mechanical alloying and its consolidation*. Materials Transactions, 37(10) : 1602–1606 (1996).
- Mura, T. & Lin, C. *Theory of fatigue crack growth for work hardening materials*. International Journal of Fracture, 10 : 284–287 (1974).
- Murakami, Y. *Metal fatigue : effects of small defects and nonmetallic inclusions*. Elsevier, Oxford, 1st ed. (2002).
- Nardin, C. *Identification de phases par EBSD*. Présentation interne, Voreppe, France (2014).
- Navarro, A. & de los Rios, E. *A model for short fatigue crack propagation with an interpretation of the short-long crack transition*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 10 : 169–186 (1987).
- Navarro, A. & de los Rios, E. R. *A microstructurally short fatigue crack growth equation*. Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, 11(5) : 383–396 (1988).

- Neumann, P. & Tönnessen, A. *Crack initiation at grain boundaries in FCC materials*. In *Fatigue 87 (R.O. Ritchie and E.A. Starke Jr. eds.)*, vol. 1, 3–22. EMAS Ltd, London (1987).
- Newman, J. J. & Edwards, P. R. *Short-crack growth behaviour in an aluminum alloy-an AGARD Cooperative Test Programme*. Tech. rep., DTIC Document (1988).
- Nizery, E. *Influence des particules intermétalliques sur la tenue en fatigue des alliages d'aluminium pour l'aéronautique*. Master's thesis, Ecole des mines de Paris (2012).
- Oswald, L. *Effects of microstructure on high-cycle fatigue of an Al-Zn-Mg-Cu alloy (Al-7055)*. Master's thesis, University of Pittsburgh (2003).
- Payne, J., Welsh, G., Christ, R. J., Nardiello, J. & Papazian, J. M. *Observations of fatigue crack initiation in 7075-T651*. *International Journal of Fatigue*, 32(2) : 247–255 (2010).
- Peerlings, R., Brekelmans, W., de Borst, R. & Geers, M. *Gradient-enhanced damage modeling of high-cycle fatigue*. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 49 : 1547–1569 (2000).
- Petit, J. & Sarrazin-Baudoux, C. *Effet de l'environnement*. In *Fatigue des matériaux et des structures 2*, Matériaux et métallurgie, 149–203. Hermes Science (2008).
- Petton, G. *Mécanismes microscopiques et comportement cyclique de l'alliage d'aluminium 7010*. Ph.D. thesis, INSA Lyon (1995).
- Pineau, A. *Short fatigue crack behavior in relation to three-dimensional aspects and crack closure effect*. 191–211. R.O. Ritchie and J. Lankford, Santa Barbara, California (1986).
- Proudhon, H. *Identification des mécanismes de fissuration dans un alliage d'aluminium sollicité en fretting et en fatigue*. Ph.D. thesis, INSA Lyon (2005).
- Proudhon, H., Li, J., Reischig, P., Gueninchault, N., Forest, S. & Ludwig, W. *Coupling diffraction contrast tomography with the finite element method*. *Advanced Engineering Materials*, submitted (2015).
- Proudhon, H., Poole, W. J., Wang, X. & Brechet, Y. *The role of internal stresses on the plastic deformation of the Al-Mg-Si-Cu alloy AA6111*. *Philosophical Magazine*, 88(5) : 621–640 (2008).
- Przystupa, M. A., Bucci, R. J., Magnusen, P. E. & Hinkle, A. J. *Microstructure based fatigue life predictions for thick plate 7050-T7451 airframe alloys*. *International journal of fatigue*, 19(93) : 285–288 (1997).
- Qi, W. & Bertram, A. *Anisotropic continuum damage modeling for single crystals at high temperatures*. *International Journal of Plasticity*, 15 : 1197–1215 (1999).
- Requena, G., Cloetens, P., Altendorfer, W., Poletti, C., Tolnai, D., Warchomicka, F. & Degischer, H. P. *Sub-micrometer synchrotron tomography of multiphase metals using Kirkpatrick-Baez optics*. *Scripta Materialia*, 61(7) : 760–763 (2009).

- Rice, J. R. *Tensile crack tip fields in elastic-ideally plastic crystals*. Mechanics of Materials, 6 : 317–335 (1987).
- Richard, S. *Fissuration par fatigue d'alliages d'aluminium au lithium de troisième génération*. Ph.D. thesis, ENSMA (2011).
- Richeton, T., Tiba, I., Berbenni, S. & Bouaziz, O. *Analytical expressions of incompatibility stresses at  $\Sigma 3 \langle 111 \rangle$  twin boundaries and consequences on single-slip promotion parallel to twin plane*. Philosophical Magazine, 95(1) : 12–31 (2015).
- Rollett, A. D., Lebensohn, R. A., Groeber, M., Choi, Y., Li, J. & Rohrer, G. S. *Stress hot spots in viscoplastic deformation of polycrystals*. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 18 : 074005 (2010).
- Ronxin, J. P. *Etude du comportement en fatigue à trou d'un alliage Airware comparé à un alliage 7xxx*. Rapport interne, Constellium CRV (2011).
- Russ, J. & Dehoff, R. *Practical stereology*. Plenum Press, New York (1999).
- Saanouni, K. *Modélisation et simulation numériques en formage virtuel*. Hermes-Lavoisier (2012).
- Saanouni, K. & Abdul-Latif, A. *Micromechanical modeling of low cycle fatigue under complex loadings - Part I. Theoretical formulation*. International journal of plasticity, 12(9) : 1111–1121 (1996).
- Sabnis, P. A. *Modelling the propagation and bifurcation of plasticity induced cracks in Nickel base single crystal superalloys*. Ph.D. thesis, Ecole des mines de Paris (2012).
- Schaeff, W., Marx, M., Vehoff, H., Heckl, A. & Randelzhofer, P. *A 3-D view on the mechanisms of short fatigue cracks interacting with grain boundaries*. Acta Materialia, 59(5) : 1849–1861 (2011).
- Schmid, E. E., von Oldenburg, K. & Frommeyer, G. *Microstructure and properties of as-cast intermetallic Mg<sub>2</sub>Si-Al alloys*. Zeitschrift für Metallkunde, 81(11) : 809–815 (1990).
- Simo, J. C. & Ju, J. W. *On continuum damage-elastoplasticity at finite strains*. Computational mechanics, 5 : 375–400 (1989).
- Slimani, A. *Etude par émission acoustique de la déformation cyclique de polycristaux d'aluminium 5N sollicités en traction-compression*. Ph.D. thesis, INSA Lyon (1986).
- Smith, K. N., Topper, T. H. & Watson, P. *A stress-strain function for the fatigue of metals*. Journal of Materials, 5 : 767–778 (1970).
- Spear, A. *Numerical And Experimental Studies Of Three-Dimensional Crack Evolution In Aluminum Alloys : Macroscale To Microscale*. Thèse de doctorat, Cornell University (2014).

- Stiénon, A., Fazekas, A., Buffière, J.-Y., Vincent, A., Daguiet, P. & Merchi, F. *A new methodology based on X-ray micro-tomography to estimate stress concentrations around inclusions in high strength steels*. Materials Science and Engineering : A, 513-514 : 376–383 (2009).
- Suresh, S. *Fatigue crack deflection and fracture surface contact : micromechanical models*. Metallurgical Transactions A, 16A : 249–260 (1985).
- Suresh, S. *Fatigue of materials*. Cambridge University Press, Cambridge ; New York (1998).
- Tanaka, K. & Mura, T. *A theory of fatigue crack initiation at inclusions*. Metallurgical and Materials Transactions A, 13(1) : 117–123 (1982).
- Taylor, C. J., Zhai, T., Wilkinson, A. J. & Martin, J. W. *Influence of grain orientations on the initiation of fatigue damage in an Al-Li alloy*. Journal of microscopy, 195(3) : 239–247 (1999).
- Tvergaard, V. & Needleman, A. *Analysis of cup-cone fracture in a round tensile bar*. Acta Metallurgica, 32 : 157–169 (1984).
- Venkateswara Rao, K. T., Yu, W. & Ritchie, R. O. *Fatigue crack propagation in aluminum-lithium alloy 2090 : part II. Small crack behavior*. Metallurgical and Materials Transactions A, 19(3) : 563–569 (1988).
- Verdier, M., Fivel, M. & Groma, I. *Mesoscopic scale simulation of dislocation dynamics in fcc metals : Principles and applications*. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 6(6) : 755 (1998).
- Vinogradov, A., Hashimoto, S. & Miura, S. *Crack initiation and propagation in <110> oriented copper single crystals under cyclic deformation*. Acta metallurgica et materialia, 43(2) : 675–680 (1995).
- Wang, H., Jin, H., Chu, W. & Guo, Y. *Thermodynamic properties of Mg<sub>2</sub>Si and Mg<sub>2</sub>Ge investigated by first principles method*. Journal of Alloys and Compounds, 499(1) : 68–74 (2010).
- Wang, L., Qin, X. Y., Xiong, W. & Zhu, X. G. *Fabrication and mechanical properties of bulk nanocrystalline intermetallic Mg<sub>2</sub>Si*. Materials Science and Engineering : A, 459(1) : 216–222 (2007).
- Weiland, H., Nardiello, J., Zaefferer, S., Cheong, S., Papazian, J. & Raabe, D. *Microstructural aspects of crack nucleation during cyclic loading of AA7075-T651*. Engineering Fracture Mechanics, 76(5) : 709–714 (2009).
- Wen, W., Ngan, A. H., Zhang, Y., Xu, B. & Zhai, T. *A Study of the Effects of Particle 3-Dimensional Geometry and Micro-texture on Fatigue Crack Initiation Behaviors in an Al-Cu Alloy using Focused Ion Beam and Electron Backscatter Diffraction*. Materials Science and Engineering : A, 564 : 97–101 (2013).

- Whitten, W., Chung, P. & Danielson, G. *Elastic constants and lattice vibration frequencies of Mg<sub>2</sub>Si*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 26 : 49–56 (1965).
- Wu, X., Koul, A. & Krausz, A. *A transgranular fatigue crack growth model based on restricted slip reversibility*. Metallurgical Transactions A, 24A : 1373–1380 (1993).
- Wulfinghoff, S., Forest, S. & Böhlke, T. *Strain gradient plasticity modeling of the cyclic behavior of laminate microstructures*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 79 : 1–20 (2015).
- Xue, Y., El Kadiri, H., Horstemeyer, M. F., Jordon, J. & Weiland, H. *Micromechanisms of multistage fatigue crack growth in a high-strength aluminum alloy*. Acta materialia, 55 : 1975–1984 (2007a).
- Xue, Y., McDowell, D., Horstemeyer, M., Dale, M. & Jordon, J. *Microstructure-based multistage fatigue modeling of aluminum alloy 7075-T651*. Engineering Fracture Mechanics, 74(17) : 2810–2823 (2007b).
- Zeghadi, A. *Effet de la morphologie tri-dimensionnelle et de la taille de grain sur le comportement mécanique d'agrégats polycristallins*. Ph.D. thesis, Ecole des mines de Paris, Paris (2005).
- Zhai, T., Jiang, X. P., Li, J. X., Garratt, M. D. & Bray, G. H. *The grain boundary geometry for optimum resistance to growth of short fatigue cracks in high strength Al-alloys*. International journal of fatigue, 27(10) : 1202–1209 (2005).
- Zhai, T., Wilkinson, A. J. & Martin, J. W. *A crystallographic mechanism for fatigue crack propagation through grain boundaries*. Acta materialia, 48(20) : 4917–4927 (2000).
- Zhang, J., Fan, Z., Wang, Y. & Zhou, B. *Microstructural development of Al-15wt.%Mg<sub>2</sub>Si in situ composite with mischmetal addition*. Materials Science and Engineering : A, 281 : 104–112 (2000).
- Zhang, J. & Jiang, Y. *Constitutive modeling of cyclic plasticity deformation of a pure polycrystalline copper*. International Journal of Plasticity, 24 : 1890–1915 (2008).
- Zhang, J., Prasannavenkatesan, R., Shenoy, M. M. & McDowell, D. L. *Modeling fatigue crack nucleation at primary inclusions in carburized and shot-peened martensitic steel*. Engineering Fracture Mechanics, 76(3) : 315–334 (2009).
- Zhang, J., Przystupa, M. A. & Luévano, A. J. *Characterizations of pore and constituent particle populations in 7050-T7451 aluminum plate alloys*. Metallurgical and Materials Transactions A, 29(3) : 727–737 (1998).

# Annexe A

## Caractérisation

### A.1 Essais de traction

Une machine de traction Instron avec mors à serrage mécanique a été utilisée pour la réalisation des essais de traction simple. La cellule de force est de 30 kN. La mesure de la déformation se fait à l'aide d'un extensomètre vidéo. Le pilotage est effectué sur la traverse, avec une vitesse de déplacement de 0,45 mm/min, soit une vitesse de déformation estimée dans la zone utile de  $1,7 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ . Les éprouvettes utilisées sont des éprouvettes normalisées nommées TOP 13 (figure A.1).

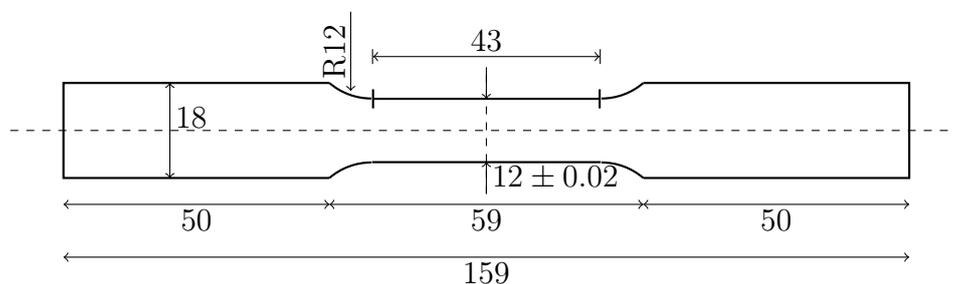


FIGURE A.1 – Plan de l'éprouvette normalisée TOP 13 utilisée pour les essais de traction simple.

### A.2 Essais cycliques

#### Caractéristiques de la machine de fatigue cyclique (MFC - figure A.2)

La machine de fatigue cyclique est une machine hydraulique qui a été développée à l'INSA de Lyon (Slimani, 1986; Chicois, 1987). Elle a été conçue pour mesurer le tout début de la déformation plastique ( $\varepsilon_p \sim 10^{-6}$ ), et n'autorise de ce fait que de faibles charges et de faibles déplacements. La cellule de force est ainsi de 10 kN, et le déplacement vertical de la traverse est limité à 2 mm.

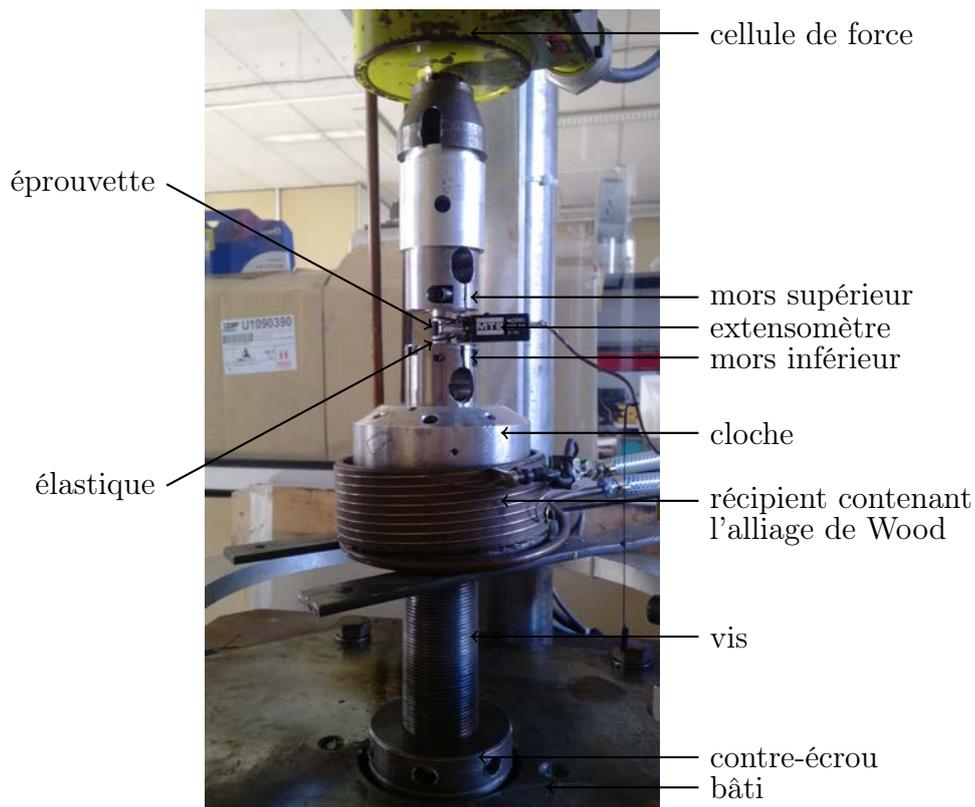


FIGURE A.2 – Machine de fatigue cyclique (MFC) utilisée pour identifier le comportement cyclique des alliages 2050-T8 et 7050-T7451.

**Éprouvettes** Les éprouvettes sont prélevées dans la direction de laminage (L) des tôles. La section de la zone utile est de  $5,3 \text{ mm}^2$ .

**Système de fixation de l'éprouvette** La principale particularité de cette machine tient au système de fixation des éprouvettes qui permet d'en assurer le parfait alignement :

- Le mors *supérieur* est fixé à la cellule de force, elle-même fixée sur la traverse.
- Le dispositif *inférieur* fait intervenir une vis (fixée au bâti par un contre-écrou une fois le réglage de la hauteur terminé), une cloche sur laquelle est fixée le mors inférieur, ainsi qu'un alliage de Wood dans lequel plongent la cloche et la vis. Le tout est contenu dans un récipient cylindrique.
- L'alliage de Wood est un alliage eutectique de bismuth-plomb-étain présentant l'avantage d'avoir un bas point de fusion à  $72^\circ\text{C}$ .
- Lors du montage, le bain est porté à l'état liquide. L'éprouvette est fixée aux mors supérieur et inférieur grâce à ses têtes filetées. Ceci se fait sans subir d'autres contraintes que celles liées au vissage des vis de serrage. Après fixation, le bain est refroidi par circulation d'eau et redevient ainsi solide, tout en garantissant l'alignement. Un asservissement en contrainte lors du

refroidissement prévient les effets liés au retrait de solidification. L'éprouvette est ainsi montée en minimisant au maximum les efforts mécaniques et donc le risque de déformation plastique.

**Extensomètre** Les essais cycliques sont pilotés en déformation à l'aide d'un extensomètre MTS 632.26F de base 8 mm. La faible dimension des éprouvettes (5 mm de zone utile), a motivé l'ajout de deux couteaux distants de 4 mm. L'extensomètre est fixé sur l'éprouvette à l'aide de deux élastiques qui sont accrochés sur des crochets situés au niveau de chaque couteau. Ces élastiques sont en outre collés à l'éprouvette dont l'état de surface faiblement poli permet une fixation efficace des couteaux.

**Pilotage des essais** Le pilotage des cycles sinusoïdaux a été asservi au déplacement de l'extensomètre. La fréquence de chargement est limitée à 0,2 Hz par la machine. Afin d'identifier l'écroutissage cinématique, certains essais sont réalisés avec un rapport  $R_\varepsilon = \frac{\varepsilon_{min}}{\varepsilon_{max}} = -1$ , d'autres avec un rapport  $R_\varepsilon$  de 0,1.

On suppose que la déformation est faible et homogène, ce qui permet d'utiliser les formules classiques A.2.1 et A.2.2.

Une variation de déformation  $\Delta\varepsilon$  dans l'éprouvette est reliée à une variation  $\Delta d$  de la distance entre les couteaux (initialement distants de  $d_0$ ) par la formule :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0} \quad (\text{A.2.1})$$

La contrainte  $\sigma$  dans la zone utile est reliée à la force  $F$  et à la section de l'éprouvette  $S_0$  par la formule :

$$\sigma = \frac{F}{S_0} \quad (\text{A.2.2})$$

**Courbes détaillées** Dans cette annexe, les courbes sont détaillées éprouvette par éprouvette. Lors de essais à  $R = -1$ , on observe une ouverture progressive des cycles de plasticité au niveau macroscopique lorsque l'amplitude de chargement augmente (Figures A.3 à A.6). On remarque également la forme particulière des tout premiers cycles dans le 7050-T7451 (Figure A.6b).

Les essais à  $R = 0,1$  montrent une disparition des boucles de plasticité lorsque le nombre de cycles augmente pour un chargement donné. La contrainte moyenne n'arrive ainsi pas à relaxer totalement, même après un nombre significatif de cycles (Figures A.7 et A.8).

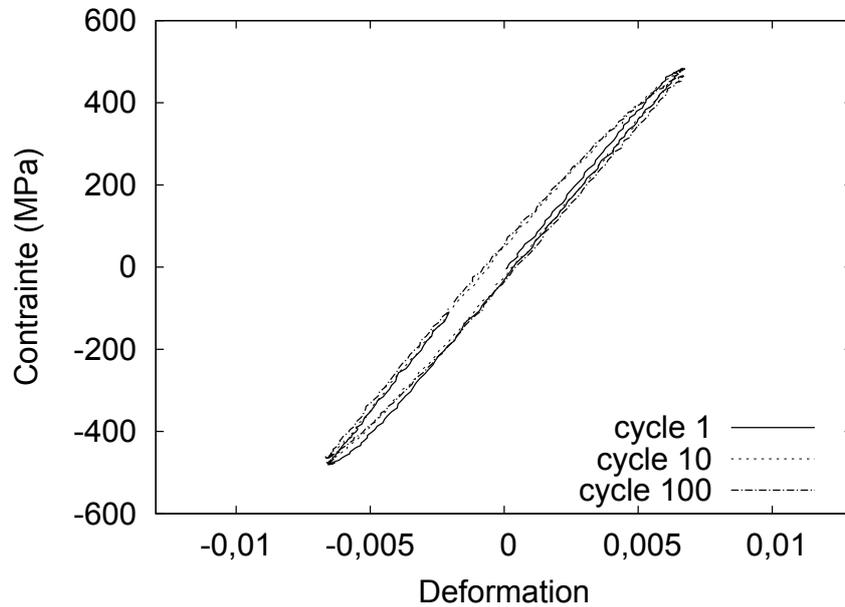
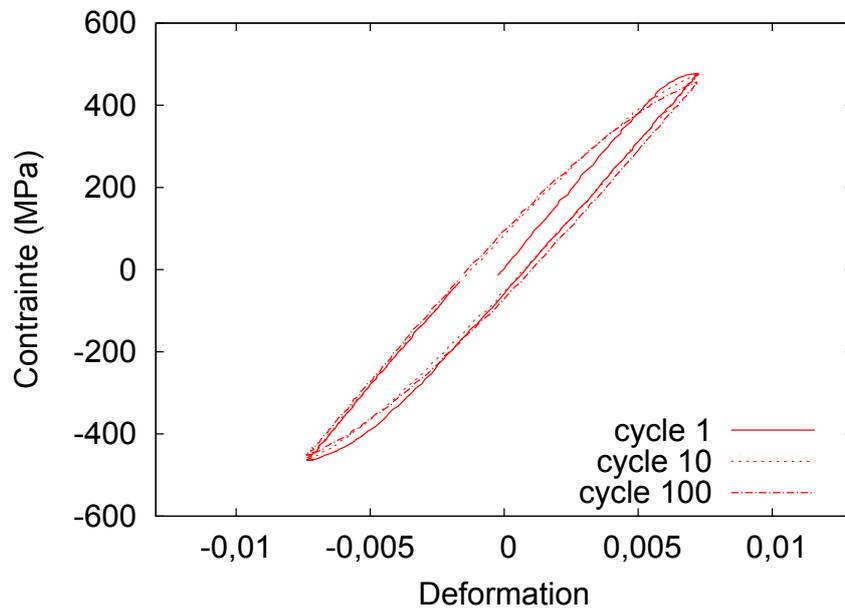
(a) 2050-T8 -  $\varepsilon_{max} = 0,0066$ (b) 2050-T8 -  $\varepsilon_{max} = 0,0072$ 

FIGURE A.3 – Comportement cyclique à déformation imposée ;  $R_\varepsilon = -1$  ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle, pour différentes valeurs de déformation imposée.

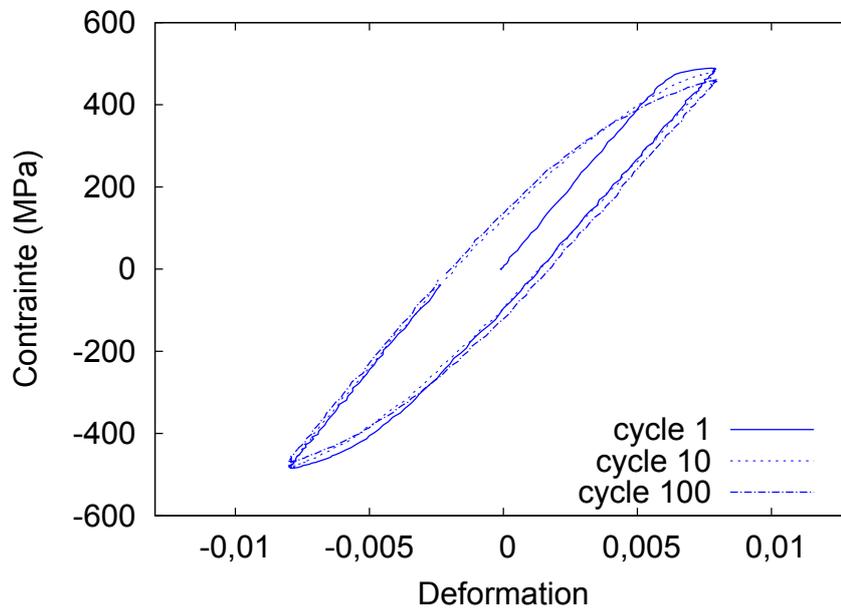
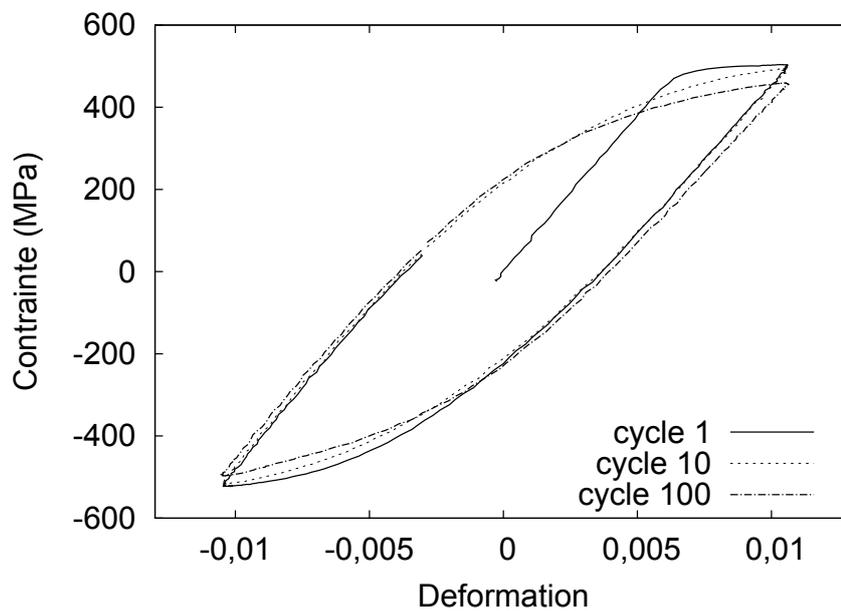
(a) 2050-T8 -  $\varepsilon_{max} = 0,0078$ (b) 2050-T8 -  $\varepsilon_{max} = 0,0106$ 

FIGURE A.4 – Comportement cyclique à déformation imposée ;  $R_\varepsilon = -1$  ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle, pour différentes valeurs de déformation imposée.

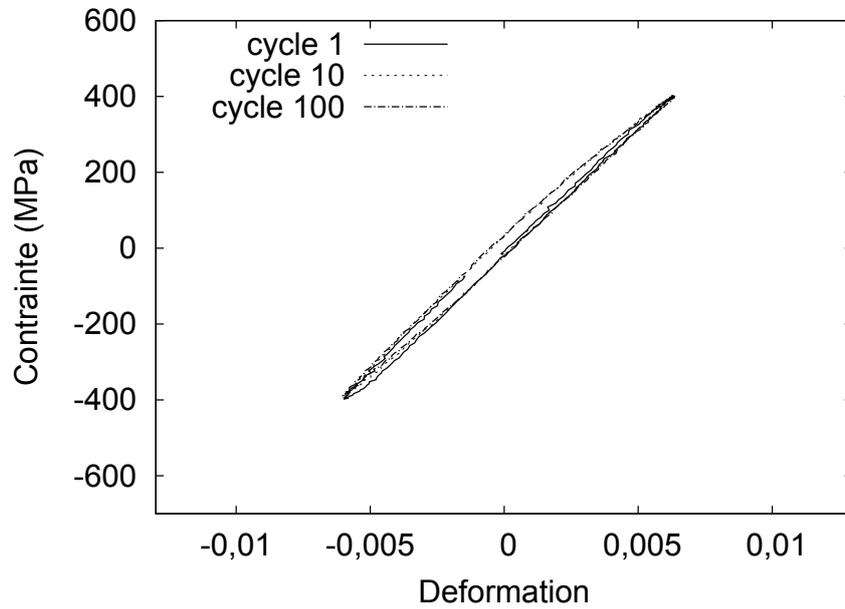
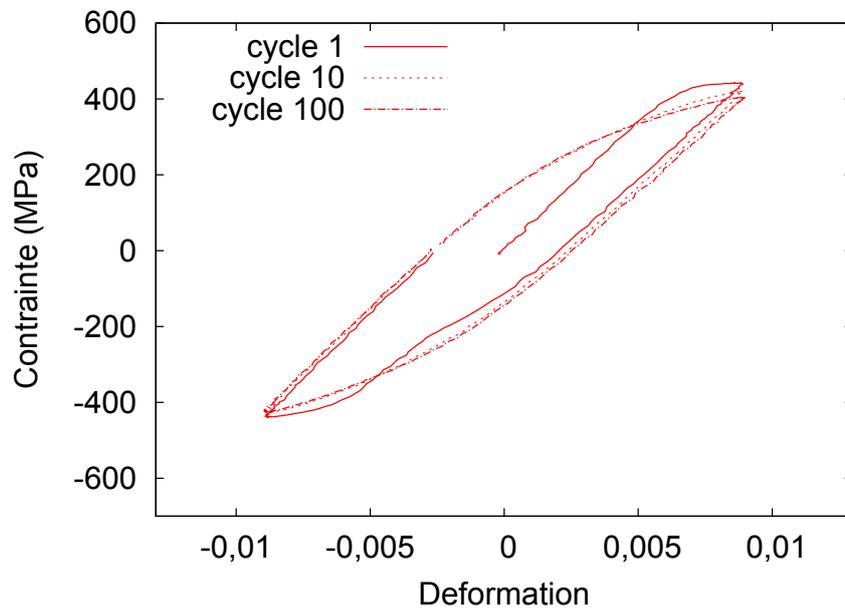
(a) 7050-T7451 -  $\varepsilon_{max} = 0,0063$ (b) 7050-T7451 -  $\varepsilon_{max} = 0,0089$ 

FIGURE A.5 – Comportement cyclique à déformation imposée ;  $R_\varepsilon = -1$  ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle, pour différentes valeurs de déformation imposée.

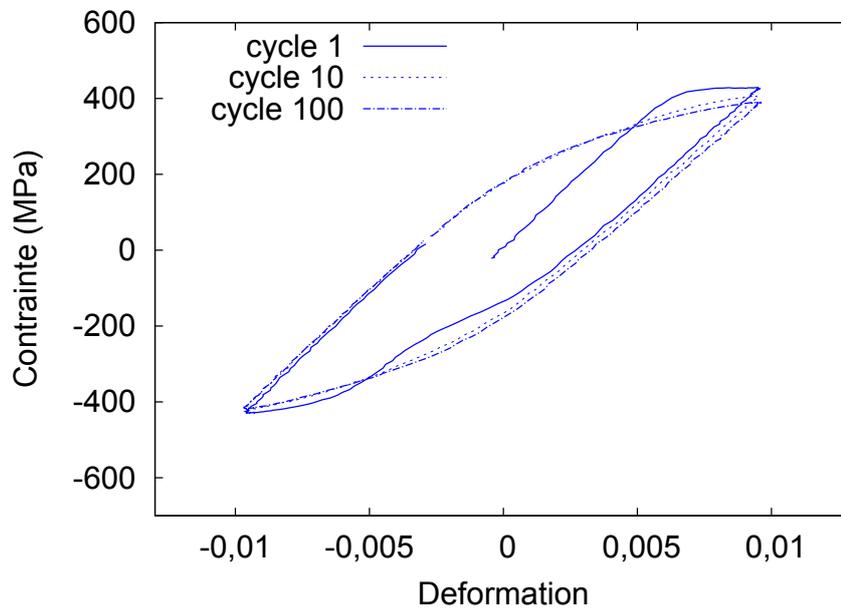
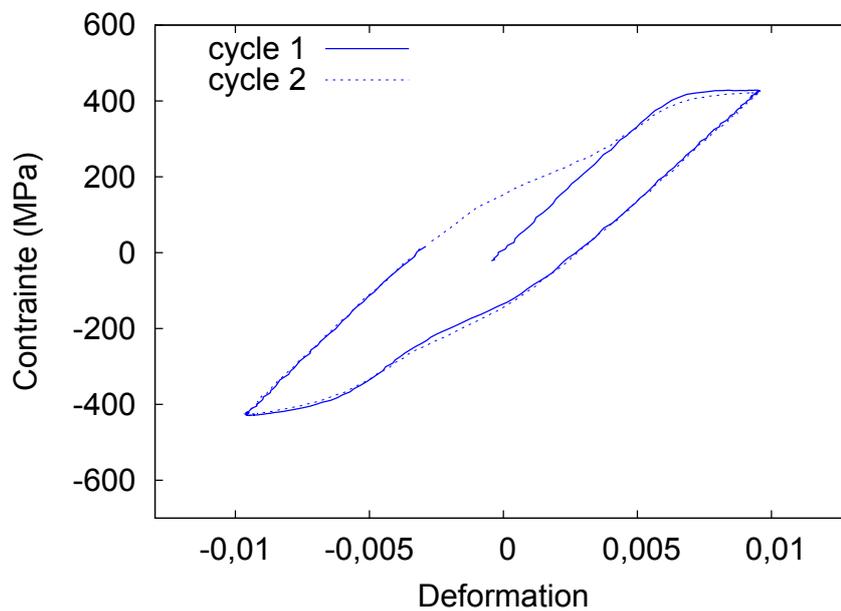
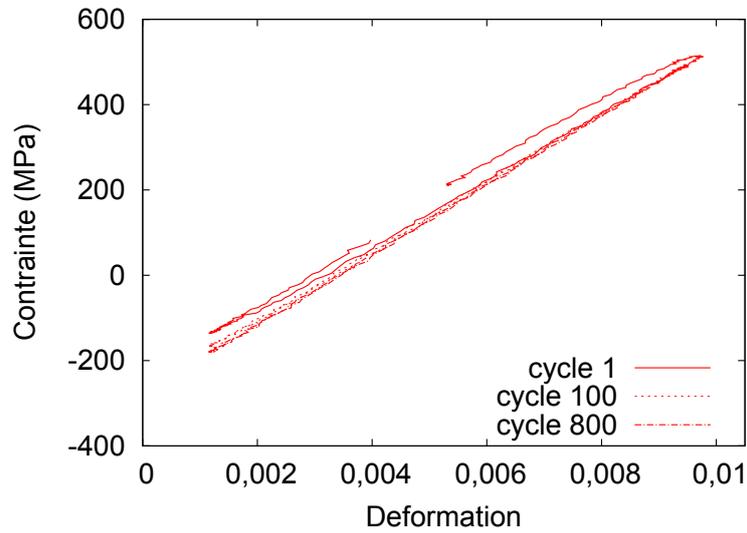
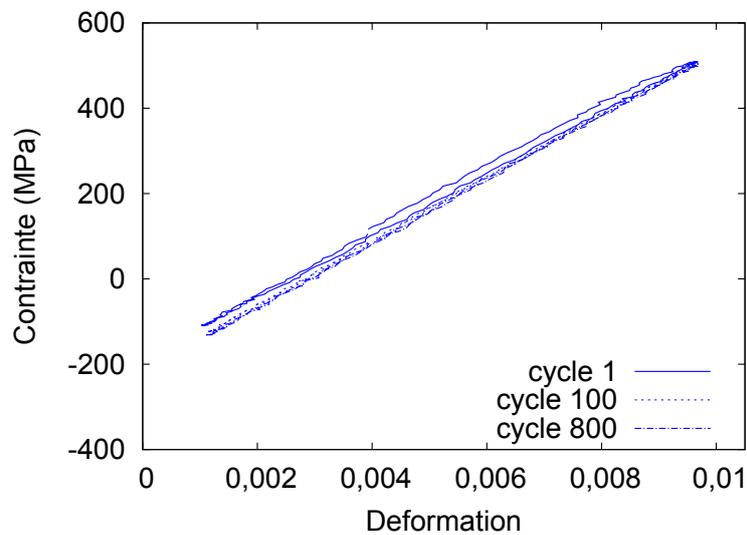
(a) 7050-T7451 -  $\varepsilon_{max} = 0,0096$ (b) 7050-T7451 -  $\varepsilon_{max} = 0,0096$ 

FIGURE A.6 – Comportement cyclique à déformation imposée ;  $R_\varepsilon = -1$  ; 1<sup>er</sup>, 10<sup>ème</sup> et 100<sup>ème</sup> cycle, pour différentes valeurs de déformation imposée.

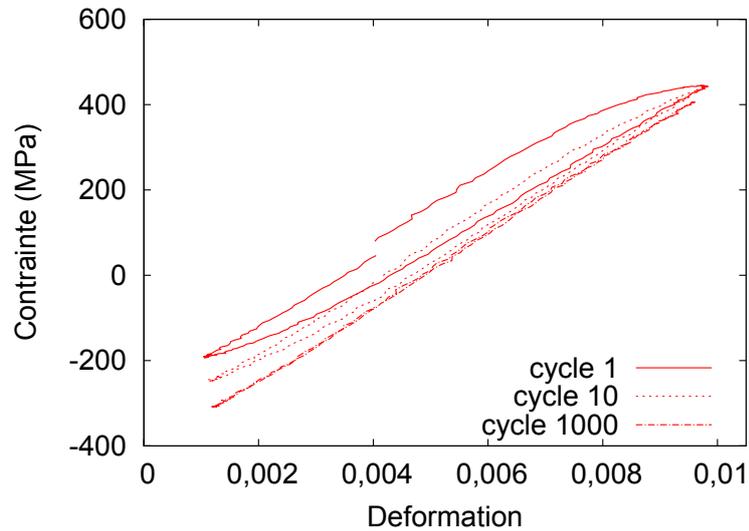


(a) Éprouvette sollicitée entre  $\varepsilon_{min} = 0,0011$ , et  $\varepsilon_{max} = 0,0096$  (2-2-8).

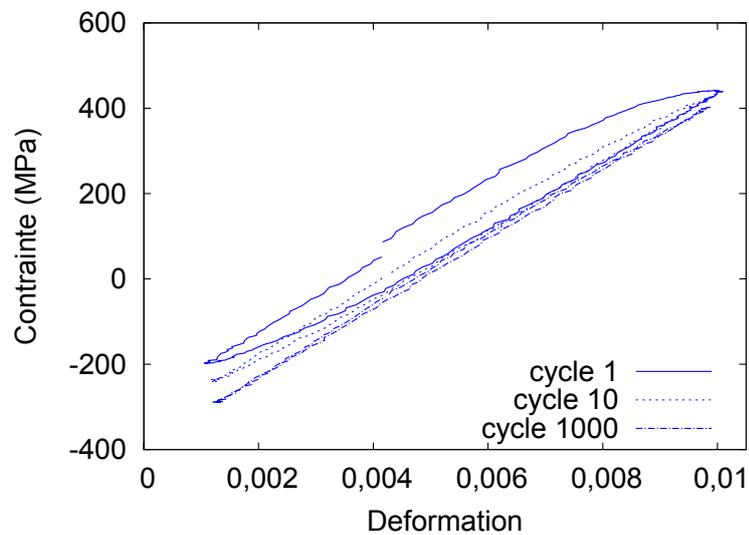


(b) Éprouvette sollicitée entre  $\varepsilon_{min} = 0,0010$ , et  $\varepsilon_{max} = 0,0098$  (2-2-9).

FIGURE A.7 – Comportement cyclique du 2050-T8 à  $\varepsilon_{tot} = 0,01$  ;  $R_e = 0,1$ .



(a) Éprouvette sollicitée entre  $\varepsilon_{min} = 0,0011$ , et  $\varepsilon_{max} = 0,0098$  (7-2-8).



(b) Éprouvette sollicitée entre  $\varepsilon_{min} = 0,0012$ , et  $\varepsilon_{max} = 0,0100$  (7-2-9).

FIGURE A.8 – Comportement cyclique du 7050-T7451 à  $\varepsilon_{tot} = 0,01$  ;  $R_e = 0,1$ .

### A.3 Durées de vie

**Caractéristiques de la machine INSTRON 8800** La machine utilisée pour les essais de fatigue sur les éprouvettes de section utile  $25 \text{ mm}^2$  est une machine INSTRON utilisant un capteur de force d'une capacité de 100 kN et un pilotage par ordinateur (logiciels Console et WaveMatrix) s'appuyant sur le boîtier électronique 8800. Le serrage de l'éprouvette se fait à l'aide de mors hydrauliques.

**Éprouvettes** Les éprouvettes utilisées pour ces essais de fatigue ont une géométrie de section rectangulaire à faible concentration de contrainte ( $K_t = 1,04$ ). La géométrie est identique à celle déjà utilisée par Proudhon (2005) (fig. A.9a). L'usinage des éprouvettes a été fait en découpe à fil par électro-érosion. Les quatre côtés de l'éprouvette sont polis miroir au papier SiC 4000.

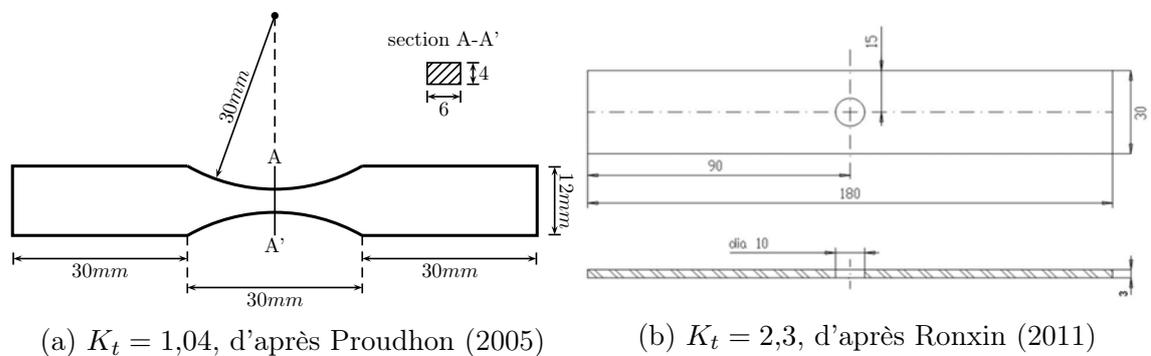


FIGURE A.9 – Éprouvettes utilisées pour les essais de durée de vie en fatigue, avec différentes concentrations de contrainte.

# Annexe B

## Particules à l'état initial

### B.1 Mesure 2D du diamètre 3D d'une particule

La comparaison directe des distributions 2D et 3D est impossible : un nombre de particules par  $\text{mm}^2$  n'étant pas homogène à un nombre de particules par  $\text{mm}^3$ .

Les distributions 2D sont aisément mesurables sur coupes polies. Pour obtenir une mesure 2D de diamètres 3D, une méthode consiste à faire des coupes dans des volumes abstraits où les particules complexes sont remplacées par leurs ellipsoïdes équivalents obtenus à partir de mesures 3D.

D'un point de vue pratique, voici comment se construit l'algorithme. Au lieu de dupliquer/modifier le volume en gardant les positions des particules, l'algorithme utilise une description équivalente : toutes les particules sont placées au centre du volume, puis un grand nombre de tirages aléatoires est effectué. Les données d'entrée sont les dimensions  $a$ ,  $b$  et  $c$  des ellipsoïdes approchant au mieux chaque particule (ayant le même volume), ainsi que le volume de l'échantillon étudié ( $0,22 \text{ mm}^3$ ). Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

- les particules sont assimilables à des ellipsoïdes,
- les dimensions  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont alignées respectivement avec les directions L, TL et TC, ce qui est qualitativement observé sur les images 3D,

Pour les coupes suivant le plan L-TL, le tirage s'effectue comme suit :

- on fait l'expérience de pensée qui consiste à centrer successivement toutes les ellipsoïdes dans des boîtes de surface  $1 \text{ mm}^2$  et de hauteur  $220 \mu\text{m}$  (les boîtes sont elles-mêmes centrées, et les particules sont nettement plus petites que  $220 \mu\text{m}$ ),
- puis on tire un réel  $h$  entre  $-110 \mu\text{m}$  et  $+110 \mu\text{m}$ , qui correspond au plan de coupe,
- si  $|h| < c$ , alors l'intersection du plan avec la particule n'est pas nulle, et on calcule la surface d'intersection en connaissant les dimensions  $a$  et  $b$  :

$$S_{\text{intersection}} = \pi ab \left(1 - \frac{h^2}{c^2}\right)$$

- il est alors possible de moyenniser les tirages pour obtenir une distribution 2D équivalente. Dans cette étude, 100 tirages sont effectués pour chaque particule.

Une fois cette distribution obtenue, on peut comparer sur un même graphique les coupes 2D réelles, et les coupes 2D qui prennent en compte la notion de diamètre 3D.

## B.2 Comparaison des distances critiques $D=3$ voxels et $D=9$ voxels

En partie 2.3, une définition des amas est utilisée pour définir la proximité entre particules et pores. Cette définition nécessite le recours à une valeur seuil  $D$  homogène à une distance critique.

Dans cette courte annexe, la même étude a été réalisée pour des valeurs seuils  $D = 3$  voxels =  $0,96 \mu\text{m}$  et  $D = 9$  voxels =  $2,88 \mu\text{m}$  : les résultats sont très proches dans les deux cas (Figure B.1). La stabilité des résultats vis-à-vis du choix du paramètre  $D$  montre la pertinence des résultats énoncés dans la partie 2.3.

## B.3 Analyse des amas en connaissant uniquement les centres de gravités

### B.3.1 Définition des amas

**Définition physique** La définition d'un amas de particules et de pores (dits 'éléments' de l'amas) repose sur l'idée que les *distances* (*e.g.* centre à centre, ou bien surface à surface comme traité dans le corps de la thèse) entre éléments de l'amas doivent vérifier un *critère de proximité*. La notion de proximité peut se décliner de deux façons :

- proximité visuelle : les particules/pores sont très proches entre elles comparé à la position des autres particules/pores,
- proximité mécanique : les distances entre particules/pores sont suffisamment faibles pour que le comportement mécanique local en soit affecté.

*Remarques*

1. La notion de proximité mécanique est la plus pertinente dans notre étude. Ceci étant, contrairement à la proximité visuelle, cette notion n'est pas quantifiable aisément.
2. Bien qu'il soit encore nécessaire d'effectuer des simulations pour préciser la notion de proximité mécanique, il est considéré ici qu'une distance entre particules supérieure à 3 diamètres moyens est suffisante pour que l'effet mécanique soit atténué (Stiénon et al., 2009).

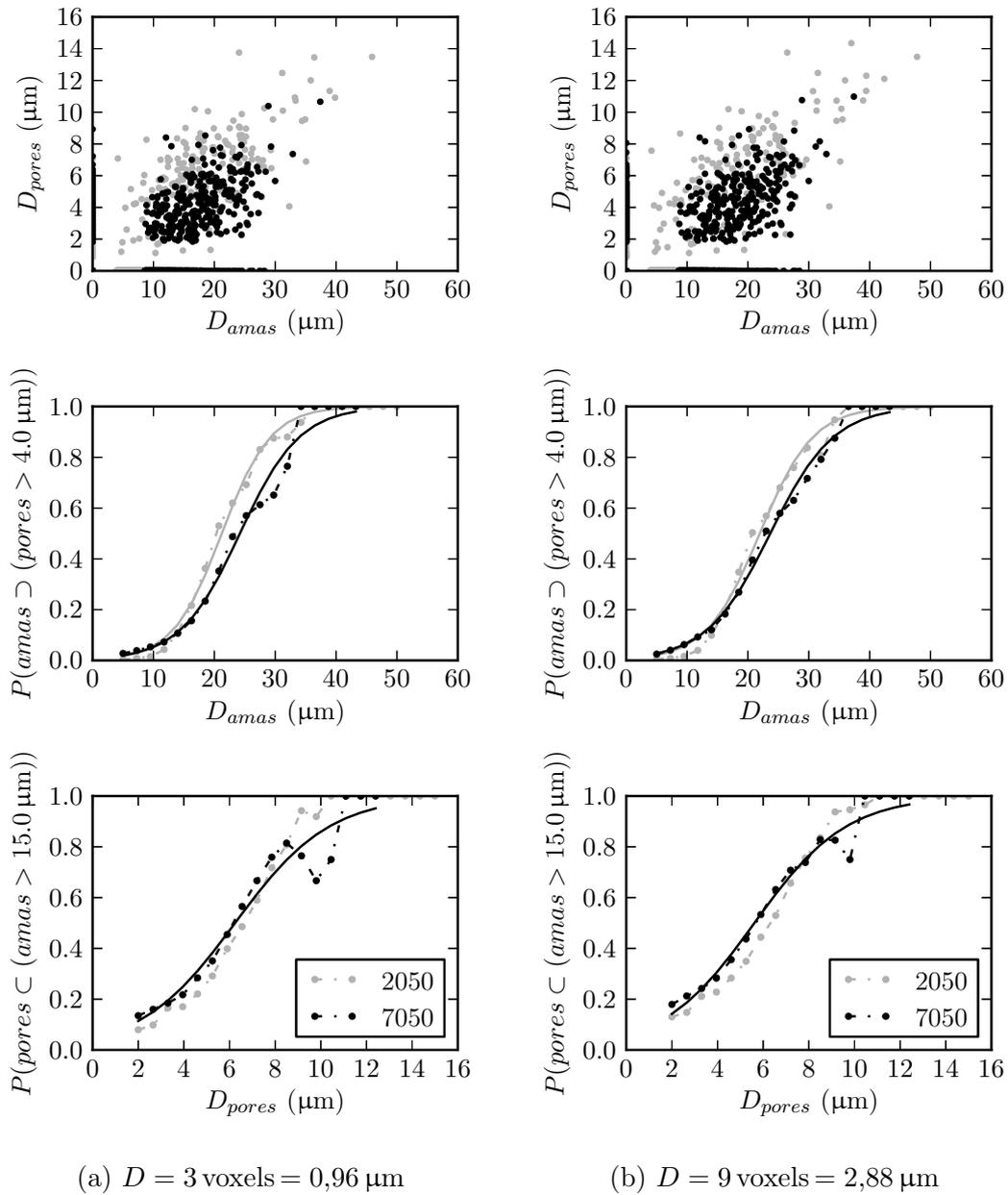


FIGURE B.1 – Probabilité pour les grandes particules d’être attenantes à un pore, en fonction du seuil  $D$  utilisé dans la définition des amas (partie 2.3).

**Définition théorique**<sup>1</sup> Un amas de paramètre  $d$  est un ensemble d’éléments construit par récurrence de la façon suivante :

- la construction de l’amas part d’un ensemble  $E_0$  contenant un seul élément qui n’appartient à aucun amas déjà constitué,

1. Cas d’une distance centre à centre, et d’un critère de proximité qui fait intervenir le diamètre équivalent (3D) des éléments.

- ensuite on construit  $E_n = E_{n-1} \cup \Delta$  où  $\Delta$  contient tous les éléments  $x$  tels qu'il existe un élément  $a \in E_{n-1}$  pour lequel la distance  $D_{CG}$  entre les centres de gravité de  $x$  et  $a$  est inférieure à  $d$  fois la somme de leurs diamètres  $D_1 + D_2$  ; on répète cette étape si de nouvelles particules sont ajoutées à l'amas (*i.e.* si  $E_n \neq E_{n-1}$ ),
- l'amas est l'ensemble final  $E_{max}$ , si tant est qu'il contient au minimum deux particules, deux pores, ou un pore et une particule, *i.e.* si  $E_{max} \neq E_0$ .

*Remarques*

1. Augmenter le paramètre d'amas  $d$  revient à assouplir la notion de proximité.
2. La distance critique  $d(D_1 + D_2)$  est choisie proportionnelle aux diamètres ( $D_1$  et  $D_2$ ), de façon à prendre en compte l'absence d'effet de taille dans les équations classiques de mécanique.

*Implémentation* L'analyse des données statistiques de tomographie haute résolution (voxel de  $0,3 \mu\text{m}$ ) a été faite à l'aide de modules Python écrits pour l'occasion :

- list\_cluster** effectue le regroupement par amas 3D en assignant à chaque particule ou pore le numéro d'amas auquel elle se rattache, pour un paramètre d'amas fixé,
- analyse\_cluster** liste les amas et leurs caractéristiques (nombre de particules, de pores, volumes respectifs),
- plot\_maker** traite les listes d'amas, pour différents paramètres d'amas, afin d'analyser les nombres d'amas, de particules et de pores, ainsi que la présence simultanée de grandes particules et de pores dans les amas.

**Définition du  $d$  critique pour deux particules** Deux particules étant données,  $d_{crit} = \frac{D_{CG}}{D_1 + D_2}$  est la valeur de  $d$  à partir de laquelle les deux particules appartiennent au même amas. Quelques exemples de  $d_{crit}$  sur particules réelles (tomographie à  $0,3 \mu\text{m}$ ) sont donnés en figure B.2.

*Réflexions sur le choix du paramètre  $d$ .*

- *Point de vue physique.* Nous rappelons qu'une valeur  $d > 1,5$  sort de la définition mécanique que nous avons fixée.
- *Formation des amas.* Pour  $d = 0$ , l'existence d'amas est impossible (à moins qu'un élément en entoure un autre, et possède rigoureusement le même centre de gravité, situation qui est inexistante dans nos alliages). Pour  $d < 0,5$ , il est impossible pour des boules d'appartenir au même amas, mais cela est possible dans le cas des formes davantage ellipsoïdales qui nous intéressent si elles sont côte-à-côte du côté court. Deux ellipsoïdes de demi-grands-axes  $(a, a, na)$  alignés suivant leur longueur formeront un amas uniquement pour  $2d > \sqrt[3]{n}$ , soit typiquement  $d_{crit} = 0,72$  pour  $n = 3$  et  $d_{crit} = 1$  pour  $n = 8$ .
- *Faible valeur de  $d$ .* Pour les raisons évoquées dans le paragraphe précédent de regroupement progressif des particules isolées en fonction de leurs formes, le nombre d'amas va augmenter avec  $d$  pour les faibles valeurs. Tant que  $d$  reste inférieur à  $0,5$ , certains amas avec deux sphères collées ne seront pas encore pris en compte. Il est donc nécessaire de considérer les  $d > 0,5$ .

- *Regroupement d'amas.* Au bout d'un moment, des amas vont commencer à se regrouper entre eux. Pour une certaine valeur de  $d$ , le nombre de regroupements d'amas devient plus important que le nombre de créations d'amas par des particules isolées. On assiste alors à une diminution du nombre total d'amas. La valeur de  $d$  au pic correspond à celle qui permet de faire le plus de regroupement en amas, et entre donc dans le cadre de la proximité visuelle définie précédemment. Les pics du 2050 et du 7050 sont situés pour  $d \in [1,2; 1,4]$ , ce qui est inférieur à la limite physique que nous avons fixée.
- *Choix.* Compte tenu des réflexions précédentes, la valeur  $d = 1$  apparaît comme un choix raisonnable pour les deux alliages.

### B.3.2 Données analysées

L'analyse a été effectuée sur les particules au cuivre de plus de  $15\ \mu\text{m}$  et les pores de plus de  $6\ \mu\text{m}$  de diamètre équivalent (3D) contenues dans les volumes de tomographie haute résolution. Au total cela représente 175 particules / 68 pores dans le 2050, et 312 particules / 42 pores dans le 7050, qui sont contenues dans un volume de  $0,22\ \text{mm}^3$ .

### B.3.3 Comparaison entre les amas du 2050 et du 7050

La distribution de taille des amas est cohérente avec celle des particules (fig. B.3) : les amas de  $20$  à  $40\ \mu\text{m}$  sont environ 50% plus nombreux dans le 7050 que dans le 2050, et la tendance tend à s'inverser à partir de  $55\ \mu\text{m}$ . Ainsi, avoir une idée de la distribution de taille (avec la résolution de celle de la tomographie haute résolution, soit  $0,3\ \mu\text{m}$ ) revient à avoir une idée de la distribution d'amas.

L'analyse pour différentes valeurs de  $d$  a été menée sur le 2050 et le 7050 (fig. B.4). Il convient de porter attention à deux différences entre les courbes.

Tout d'abord, pour  $d < 1$ , le nombre d'amas croît moins vite dans le 7050 que dans le 2050. C'est ce qui serait observé si les amas du 2050 étaient plus denses (distance entre les particules les plus proches plus faible) que dans le 7050.

La seconde remarque concerne le pic. Il est atteint à  $d = 1,2$  dans le 2050 et  $d = 1,35$  dans le 7050. À nombre égal de particules et d'amas, c'est ce qui arriverait si les amas du 2050 se regroupaient eux-même davantage en amas que ceux du 7050. Le fait que le nombre d'amas au pic est plus important dans le 7050 que le 2050 est cohérent avec le fait qu'il contient lui-même plus de particules.

Ces différences demanderaient maintenant à être observées d'un point de vue mécanique, afin de déterminer lesquelles ont des effets bénéfiques, négatifs ou neutres.

### B.3.4 Proximité des grands amas de particules et des pores

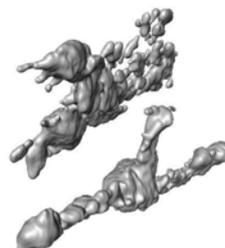
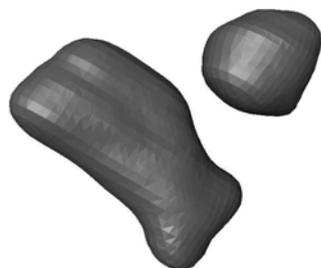
L'analyse d'amas permet de quantifier en 3D la proximité qualitativement observée en 2D des particules et des pores. Cette proximité a en réalité deux sens (Tableau B.1) :

- la proportion de grands amas contenant un pore est importante et augmente avec leur taille (fig. B.5a),
- les pores sont souvent reliés à de grandes particules ou amas de particules (fig. B.5b).

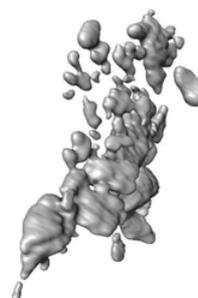
En choisissant par exemple le paramètre  $d = 1$ , cette double proximité peut se résumer sur un seul graphe (fig. B.5).

	Cavités de plus de $6\ \mu\text{m}$ liées à un amas de plus de $15\ \mu\text{m}$	Amas de plus de $35\ \mu\text{m}$ liés à un pore de plus de $6\ \mu\text{m}$
2050	87%	73%
7050	67%	67%

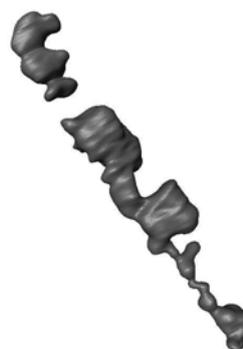
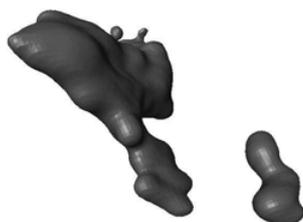
Tableau B.1 – Fractions de pores et cavités reliés entre elle ( $d = 1$ ).



(a)  $D_{eq} = 7 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 0,61$  et  $Sph = 0,66$     (b)  $D_{eq} = 35 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 0,67$  et  $Sph = 0,15$



(c)  $D_{eq} = 32 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 0,76$  et  $Sph = 0,10$     (d)  $D_{eq} = 30 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 0,83$  et  $Sph = 0,15$



(e)  $D_{eq} = 13 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 0,97$  et  $Sph = 0,40$     (f)  $D_{eq} = 14 \mu\text{m}$ ,  $d_{crit} = 1,26$  et  $Sph = 0,31$

FIGURE B.2 – Visualisation 3D de particules (2050) classées par  $d_{crit}$  croissant (paramètre lié à la proximité de deux particules défini précédemment). Le diamètre équivalent (3D) des amas est donné, ainsi que la sphéricité de la plus grande particule.

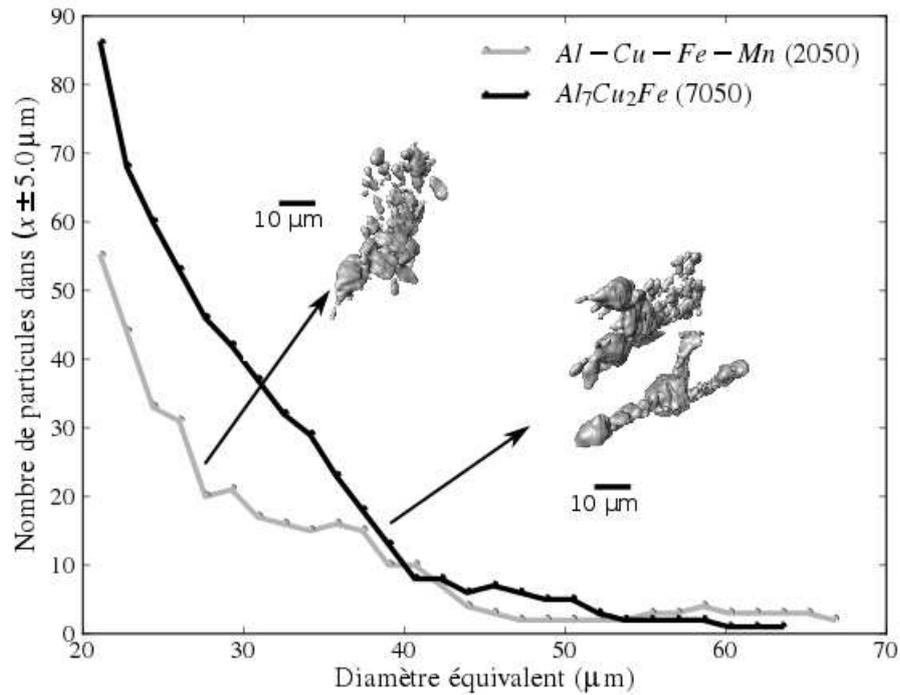


FIGURE B.3 – Distributions de taille en 3D des amas de particules au cuivre contenus dans les alliages 2050-T8 et 7050-T7451, mesurées pour  $d = 1$ .

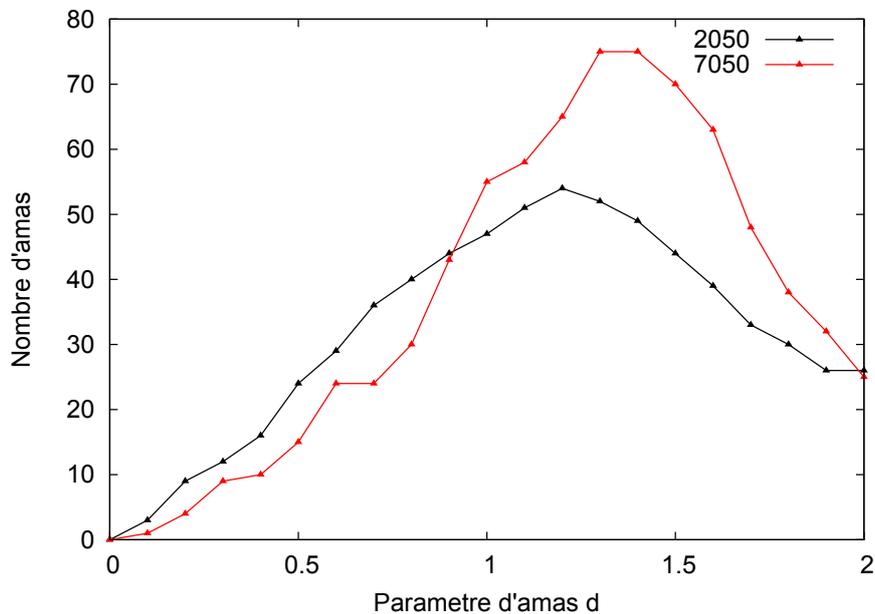
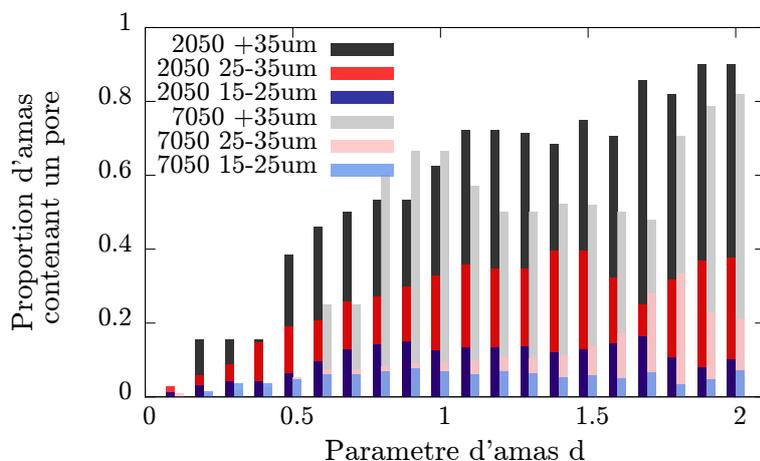
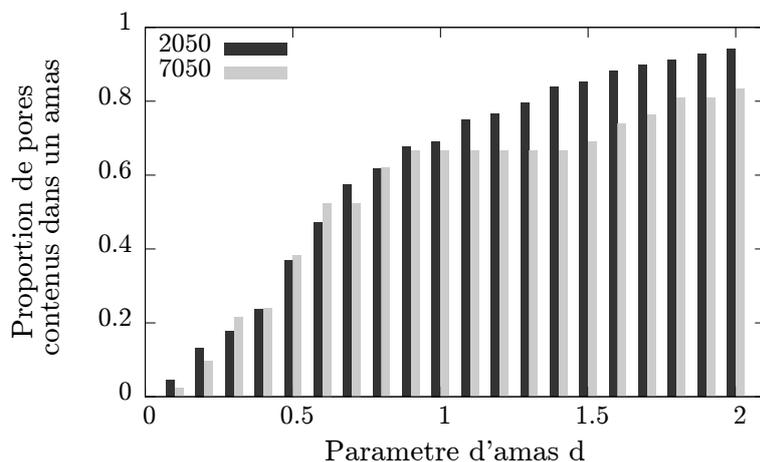


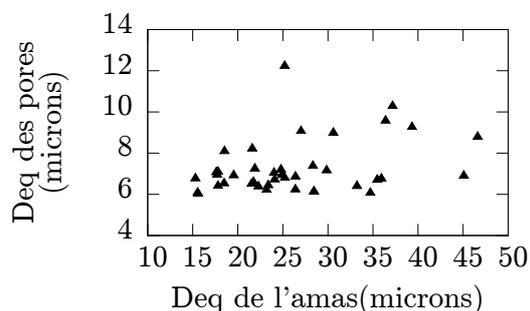
FIGURE B.4 – Évolution du nombre d'amas 3D en fonction du paramètre d'amas  $d$  dans les alliages 2050 et 7050.



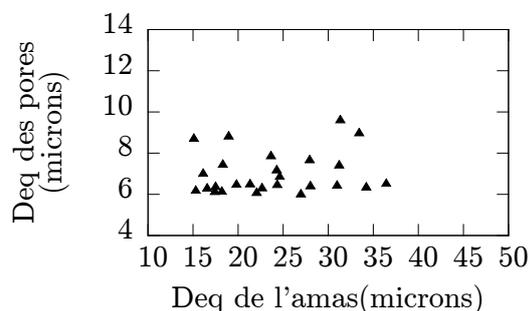
(a) Proportion de particules de différentes classes de taille contenant un pore de plus de 6 μm de diamètre équivalent (3D)



(b) Proportion de pores de plus de 6 μm à proximité de particules de plus de 15 μm de diamètre équivalent (3D)



(c) Cas du 2050 ( $d = 1$ )



(d) Cas du 7050 ( $d = 1$ )

FIGURE B.5 – Taille des pores de plus de 6 μm de diamètre associés aux amas constitués de particules de plus de 15 μm de diamètre.

## B.4 Composition chimique

La composition chimique des particules Al–Cu–Fe–Mn reste difficile à décrire en termes de stœchiométrie. Les deux formules 2.5.1 et 2.5.2 permettent chacune de décrire globalement l'évolution des compositions : plus de manganèse signifie moins de cuivre et de fer, et réciproquement. La Figure B.6 montre que pour décrire l'évolution du rapport  $\frac{Fe}{Mn}$  en fonction de  $\frac{Cu}{(Fe+Mn)}$ ,  $Al_7Cu_{(3-3x)}Fe_{(1-x)}Mn_{2x}$  est plus adaptée que  $Al_7Cu_{(2-x)}Fe_{(1-x)}Mn_{2x}$ . En revanche, l'inverse est observé lorsque l'on représente l'évolution de la teneur en chacun des éléments en fonction de celle de manganèse (Figure B.7).

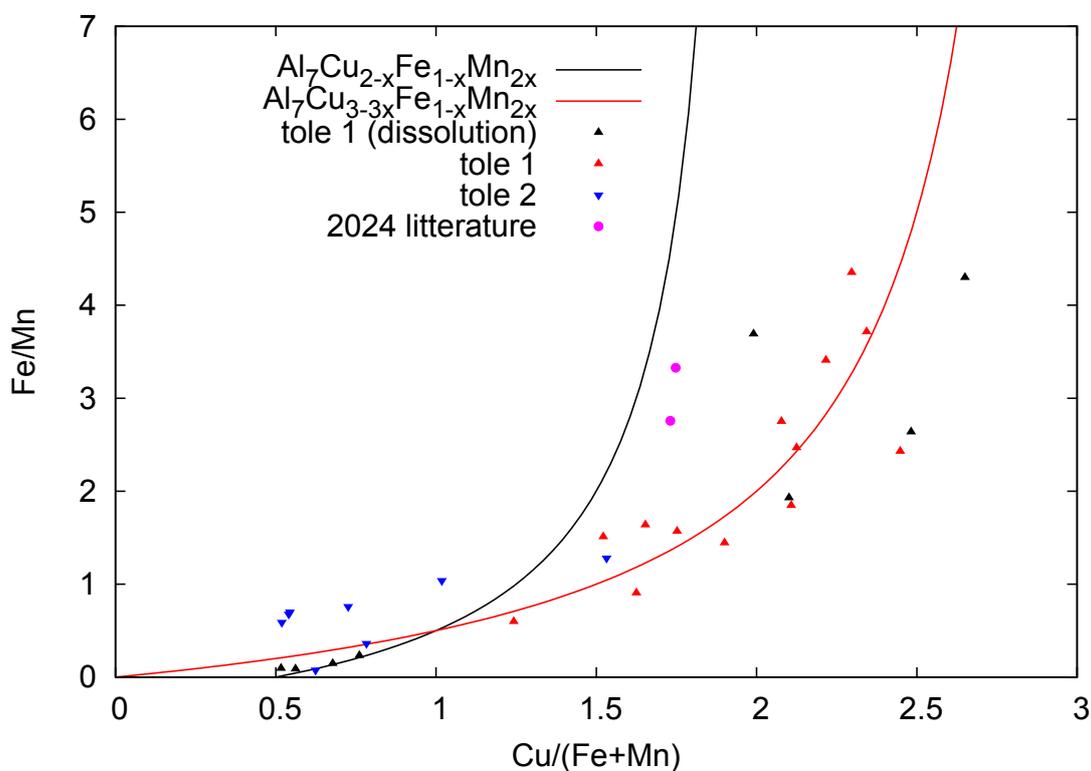


FIGURE B.6 – Mesure de l'évolution du rapport  $\frac{Fe}{Mn}$  en fonction de celui du rapport  $\frac{Cu}{(Fe+Mn)}$  dans différentes tôles de 2050–T8 (avec ou sans dissolution sélective). Les courbes représentent l'évolution théorique prédite par les formules 2.5.1 et 2.5.2.

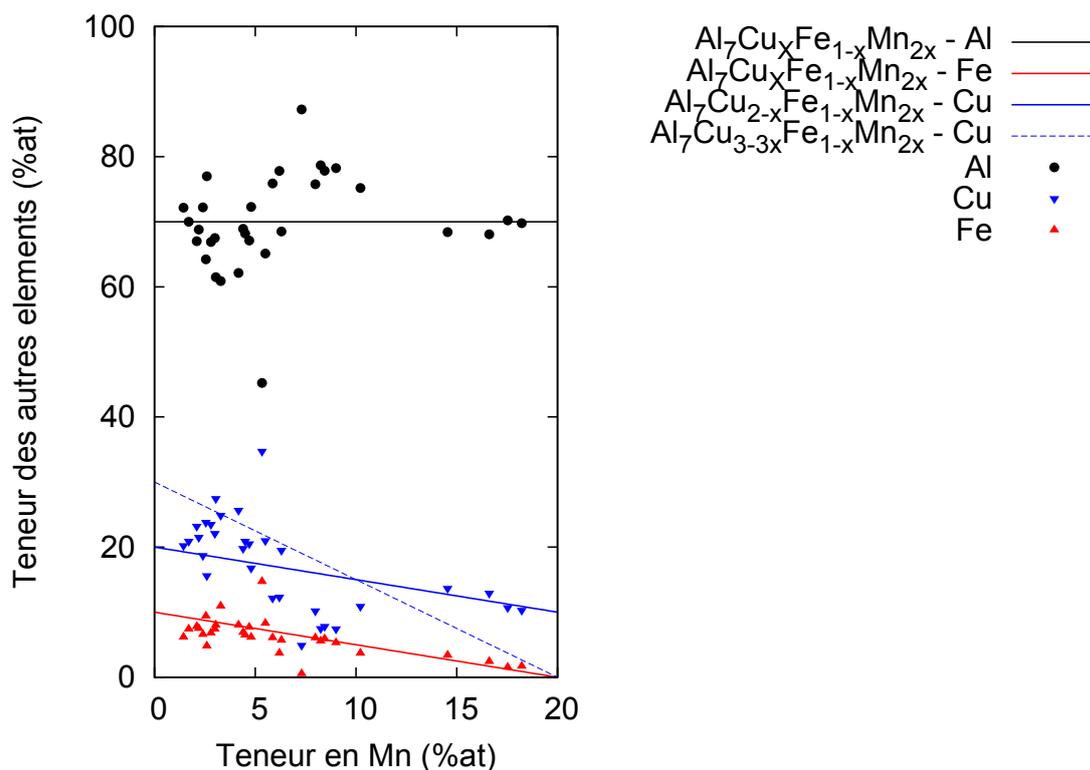


FIGURE B.7 – Mesure de l'évolution de la teneur en aluminium, cuivre et fer en fonction de celle de manganèse dans différentes tôles de 2050-T8. Les droites représentent l'évolution théorique prédite par les formules 2.5.1 et 2.5.2.

## B.5 Analyse d'incertitude sur la densité massique des particules

En nanotomographie, le niveau de gris obtenu sur les images dépend linéairement de la densité volumique d'électrons. Le matériau n'est pas électriquement chargé, ce qui implique que le nombre d'électrons est égal au nombre de protons.

Pour les éléments contenus dans les alliages et particules de cette étude (Al, Cu, Mg, Zn, Li, Mn, Ag, Zr, Fe, Si), le nombre de nucléons (qui détermine la masse de l'atome) est environ proportionnel au nombre de protons avec une erreur inférieure à  $\pm 7\%$  (Figure B.8). Ainsi, la densité massique est proportionnelle à la densité d'électrons, c'est-à-dire au niveau de gris ; et cette approximation induit une erreur inférieure à  $\pm 7\%$ .

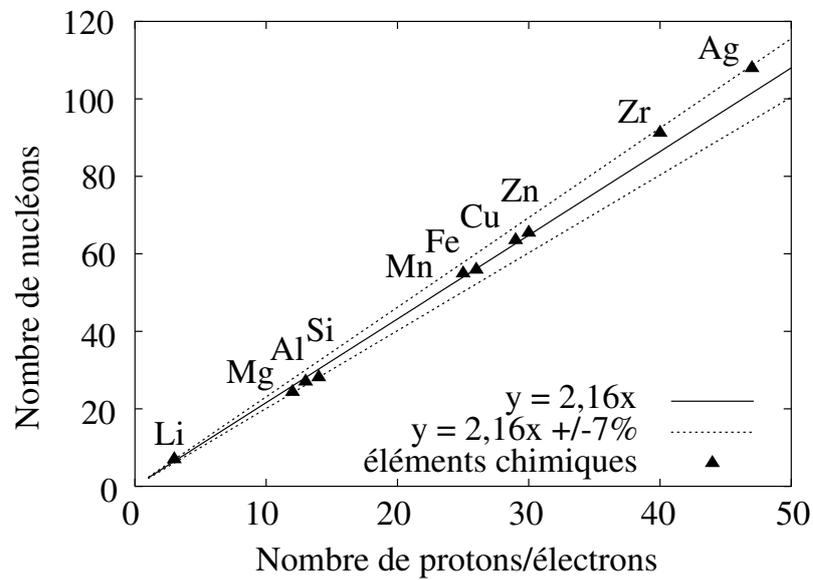


FIGURE B.8 – Corrélation entre le nombre de protons et le nombre de nucléons, pour les éléments contenus dans les alliages et particules de cette étude. Les données sont issues de la classification périodique.

# Annexe C

## Particules et amorçage

### C.1 Estimateurs de la surface de rupture d'une particule

Lorsqu'il n'est pas possible d'accéder directement à la surface de rupture d'une particule, il est possible de recourir à des estimateurs basés sur des observations de surface. Le *diamètre équivalent*  $D_{eq}^{L-TL}$  et la *longueur projetée de la rupture* observée dans le plan L-TL sont comparés.

La taille de la rupture dans la particule – qui constitue le défaut réel – peut paraître *a priori* plus pertinente que la taille de la particule elle-même pour prédire l'amorçage. En s'appuyant sur le cas des particules Al-Cu-Fe-Mn du 2050, on constate cependant que la qualité de la prévision s'avère la même, que l'on considère la taille de la rupture ou de la particule<sup>1</sup> (Figure C.1).

### C.2 Particules et orientations cristallographiques

**Facteurs de Schmid maximums et contraintes dans une particule non cassée** Une étude réalisée par Bozek et al. (2008) a permis de mettre en évidence l'effet de l'orientation cristallographique, ainsi que de la forme des particules, sur leur facilité à se casser lors d'un chargement uniaxial.

L'étude de la contrainte dans une particule héli-ellipsoïdale de surface a également été menée dans une précédente étude par Nizery (2012), pour différentes orientations cristallographiques. Les résultats sont présentés sous la forme d'un graphe ayant pour axes les valeurs des deux facteurs de Schmid les plus importants (Figure C.2). Dans ce diagramme, plusieurs zones semblent se dégager : dans certaines, la contrainte subie par les particules est plus importante que dans d'autres.

---

1. Sur la Figure C.1, on constate logiquement une corrélation, en surface, entre le diamètre équivalent des particules et la dimension de leurs ruptures.

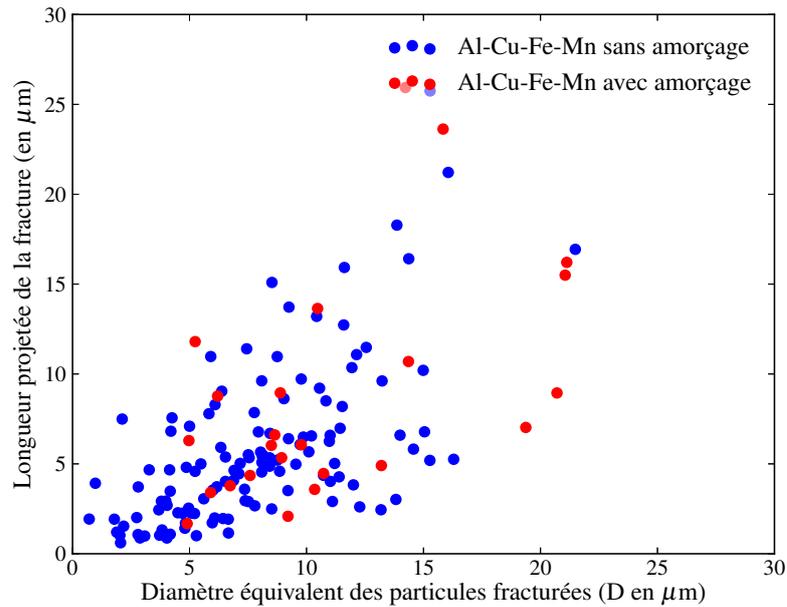


FIGURE C.1 – Comparaison des particules cassées amenant ou non à une amorce dans la matrice, en fonction de leur diamètre équivalent et de la taille projetée de la rupture. La longueur projetée serait un meilleur paramètre si les points rouges étaient globalement “au-dessus” des points bleus. Ici les deux nuages de points sont mélangés : aucun des deux estimateurs n’est plus performant que l’autre.

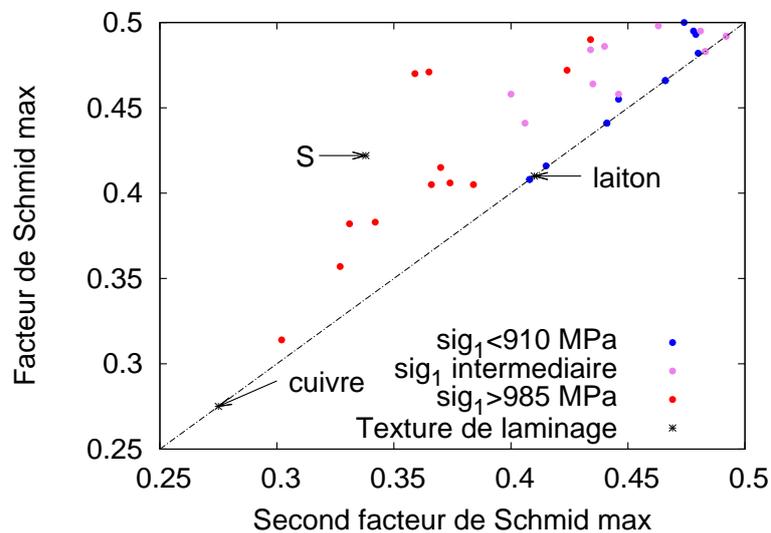


FIGURE C.2 – Regroupement en classes selon la contrainte principale dans le plan composé des deux facteurs de Schmid les plus élevés (traction en sens L) – Orientations  $(x, 0, 0)$  et aléatoires. D’après Nizery (2012).

### C.3 Discussions sur le modèle de calcul de durée de vie

**Commentaire sur la correction plastique pour l'aluminium** L'estimation de la taille de la zone plastique pour un  $K_{max} = 1 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  (fissure de  $12 \mu\text{m}$  sous  $300 \text{ MPa}$  à  $R = 0,1$ ) donne en déformation plane, pour un matériau de limite d'élasticité  $\sigma_y = 400 \text{ MPa}$  :

$$r_p = \frac{\pi}{24} \left( \frac{K_I}{\sigma_y} \right)^2 = 0,8 \mu\text{m}$$

En surface l'état de contrainte se rapproche davantage de celui de contrainte plane, pour laquelle l'estimation donne une zone plastique de  $2,4 \mu\text{m}$ .

Pour de tels rapports entre la taille de la zone plastique et celle de la fissure, il pourrait devenir pertinent de prendre en compte une correction plastique.

**Effet de fermeture** Indépendamment de l'effet de seuil en contrainte qui apparaît sur le diagramme de Kitagawa-Takahashi, les fissures courtes sont aussi caractérisées par une fermeture de fissure très atténuée comparé aux fissures longues. Jusqu'à présent dans le modèle présenté, ce point n'a pas été traité.

Il n'y a cependant aucun obstacle à considérer dans l'équation 3.5.1 que le paramètre  $U$  dépend non seulement du rapport de charge  $R$ , mais aussi de la longueur de fissure  $a$ . On a alors par exemple en distinguant les limites aux fissures courtes et longues :

$$U = U(a,R) = e^{-a/a_0} \cdot f_{courtes}(R) + (1 - e^{-a/a_0}) \cdot g_{longues}(R) \quad (\text{C.3.1})$$

Il reste à identifier les fonctions  $f$  et  $g$  ainsi que la valeur  $a_0$ , ce qui est fait à l'aide des données rapportées par Bathias & Pineau (2008) (Figures 7.7 et 7.8 du livre). Des fonctions sont choisies pour interpoler les données :

$$U(a,R) = \underbrace{e^{-a/a_0} \cdot 1}_{\text{fissures courtes}} + \underbrace{(1 - e^{-a/a_0}) \cdot \left[ 0,4 + \frac{0,6}{1 + e^{-R/0,12}} \right]}_{\text{fissures longues}} \quad (\text{C.3.2})$$

En reprenant les valeurs de la page 75, on trace le diagramme de Kitagawa-Takahashi (Figure C.3) dans le plan  $\Delta\sigma - a$ . Un point d'inflexion est visible lorsque la fermeture des fissures longues apparaît : la courbe passe du cas limite des fissures courtes (sans fermeture) au cas limite des fissures longues (avec fermeture).

Ce paragraphe permet de visualiser deux mécanismes complémentaires produisant l'effet d'accélération propre aux fissures courtes :

- le seuil en contrainte associé à une longueur de transition  $l_0$ ,
- l'absence de fermeture de fissure associée à une longueur de transition  $a_0$ <sup>2</sup>.

2.  $a_0$  peut être un ordre de grandeur plus élevé que  $l_0$ .

Les études qui expliquent l'accélération des fissures courtes uniquement par l'absence de fermeture négligent l'effet de seuil en contrainte (Figure C.3). De même, celles qui ne prennent pas en compte la fermeture négligent les effets de la fermeture qui ont été observés à maintes reprises dans la littérature.

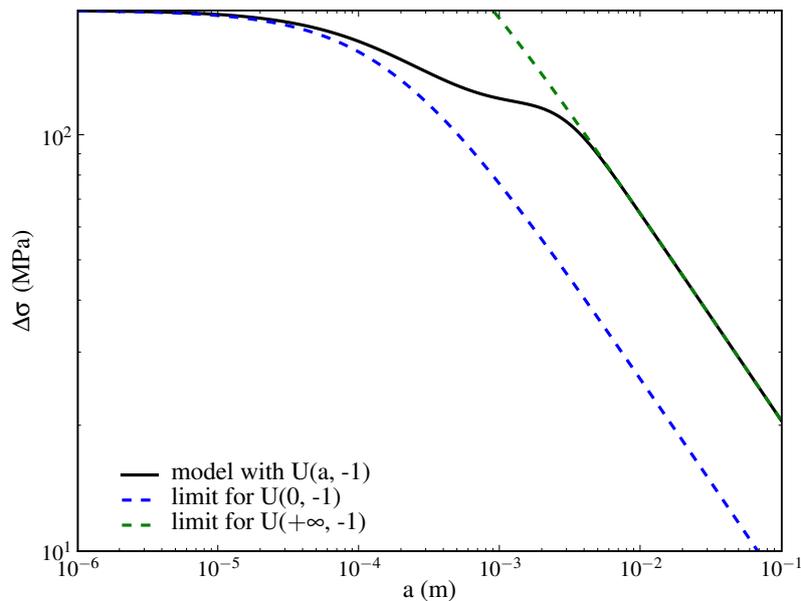


FIGURE C.3 – Diagramme de Kitagawa-Takahashi dans le plan  $\Delta\sigma - a$ . La courbe passe du cas limite des fissures courtes (sans fermeture) au cas limite des fissures longues (avec fermeture).

**Commentaire sur les effets de coin** Dans la formulation actuelle, l'éprouvette est supposée lisse, sans coin ( $Y = 0,65$ ). Dans la pratique, certaines fissures amorcent plus près d'un coin que d'autres. Or les fissures de coin se propagent 1,7 fois plus vite que celles de surface (Figure 4.18). Une dispersion liée à la distance de la particule à l'arête la plus proche devrait donc ainsi être prise en compte pour améliorer la prévision de la dispersion.

La Figure C.4 permet de visualiser la différence de dispersion entre une éprouvette avec ou sans effet de coin (comme cela devrait être le cas sur des éprouvettes cylindriques) : (i) les courbes noires représentent l'intervalle à 90% lorsqu'il n'y a pas d'effet de coin, (ii) les points rouges représentent la durée de vie pour un défaut initial qui a 5% de probabilité d'être le plus grand et placé au centre de l'éprouvette, tandis que les points bleus représentent celle du défaut initial qui a 95% de chance d'être le plus grand et placé sur un coin.

Les coins ont un effet significatif qui doivent être pris en compte pour expliquer la dispersion sur la durée de vie.

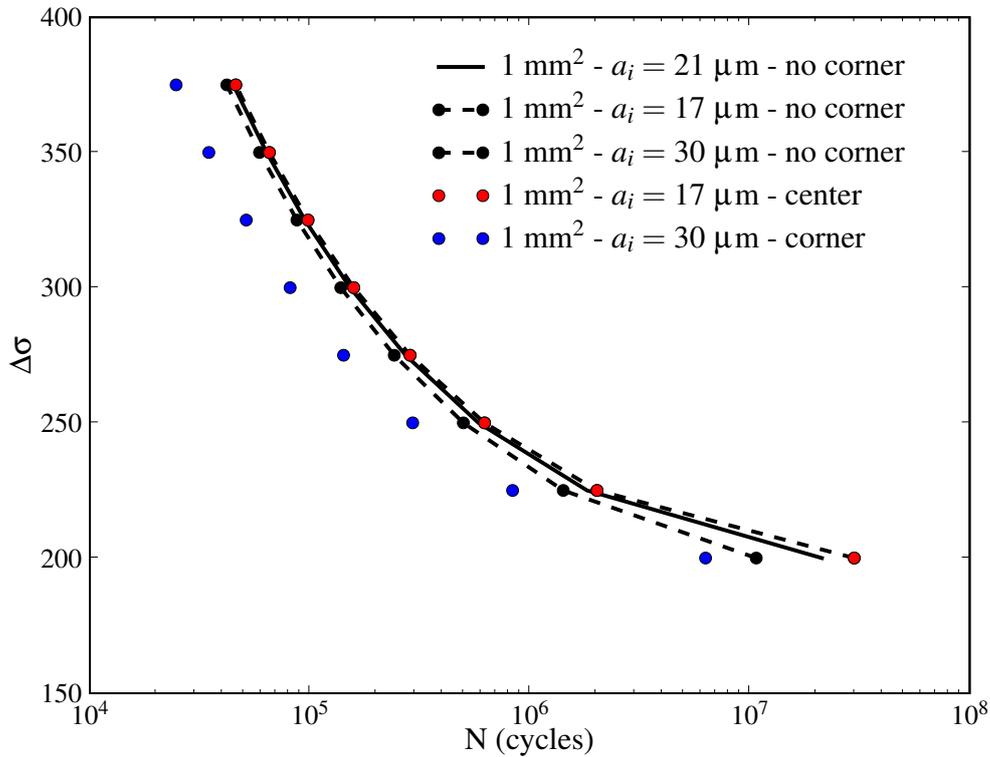


FIGURE C.4 – Courbes S-N pour différentes tailles de défaut initial, (i) en considérant que l'éprouvette n'a pas de coin, (i) ou que le défaut est situé en son centre ou sur un coin.

**Analyse de la limite d'endurance** La littérature s'est penchée de façon détaillée sur la question de la limite d'endurance. En particulier, le modèle proposé par Murakami (2002) et largement répandu, s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\Delta S_0}{2} = 1,43 (HV + 120) \left( \sqrt{aire} \right)^{-1/6} \quad (C.3.3)$$

Il a été identifié principalement sur de l'acier (pour des défauts entre 15  $\mu\text{m}$  et 700  $\mu\text{m}$ ). Afin de confronter les limites d'endurance trouvées par notre modèle avec celles de l'étude de Murakami (Figure C.5), nous utilisons des valeurs typiques d'un acier (avec  $\sigma_e = 1000 \text{ MPa}$ ) :

$$\begin{array}{lll} C = 5 \cdot 10^{-12} \text{ en m} & \Delta K_{th} = 8 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}} & Y = 0,65 \\ m = 3,25 & \sigma_w = 500 \text{ MPa} & HV = \sigma_e/3.3 \end{array}$$

Ces valeurs donnent une longueur de transition  $l_0 = 50 \mu\text{m}$ , visible sur la Figure C.5. On remarque que le modèle présenté dans ce rapport interpole de façon tout à fait satisfaisante les données de l'acier. Deux différences majeures apparaissent cependant avec le modèle de Murakami (2002) :

- pour les petits défauts le modèle de cette thèse prévoit une saturation de la contrainte d'endurance, tandis qu'elle tend vers l'infini dans celui de Murakami (2002) ;
- pour les plus grands défauts, le modèle prévoit une chute rapide (déterminée par la longueur de fissure à rupture) qui n'apparaît pas dans le modèle de Murakami (2002).

*Influence des paramètres du modèle sur la limite d'endurance* Une variation de la longueur de transition  $l_0$  (affectée par  $Y$ ,  $\Delta K_{th}$  et  $\Delta\sigma_l$ ) translate horizontalement la courbe noire du modèle (Figure C.5). Une variation du paramètre  $C$  la décale verticalement, et une augmentation du paramètre  $m$  augmente la vitesse de plongée de la courbe pour les plus grands défauts.

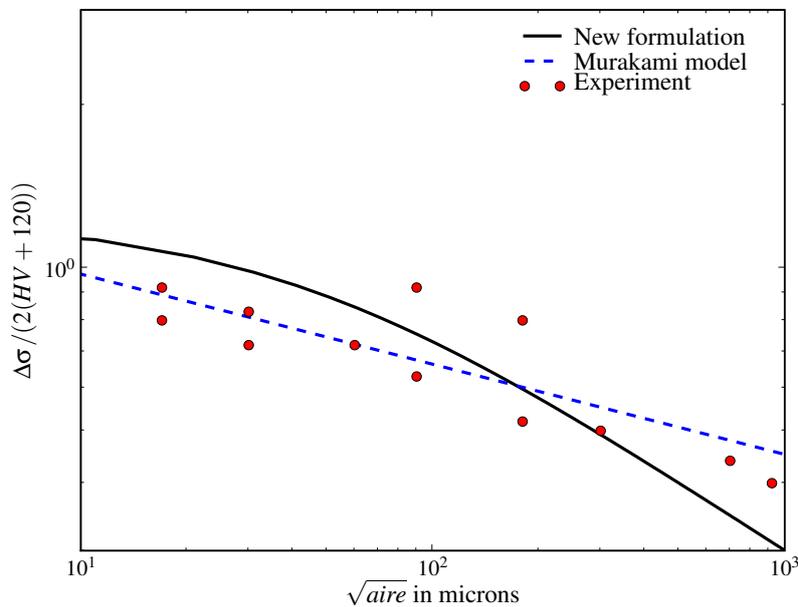


FIGURE C.5 – Comparaison des données de Murakami (2002) avec le modèle présenté dans cette partie, et le modèle de l'équation C.3.3.

**Paramétrage de la vitesse de propagation** Telle qu'exprimée dans l'équation 3.5.1, la forme du point d'inflexion de la courbe S-N (moment où la courbe arrive proche de la limite d'endurance) est déterminée une fois pour toutes. Ce que nous proposons ici est de choisir parmi une famille de courbes celle qui est la plus appropriée pour un alliage donné. Pour cela un paramètre  $\alpha$  est introduit ( $0 \leq \alpha < m$ ) :

$$\boxed{\frac{da}{dN} = C \left[ \Delta K_{eff}^\alpha (\Delta K_{eff} - \Delta K_{th})^{(m-\alpha)} \right]} \quad (C.3.4)$$

Cette formule est équivalente à Paris pour les fissures longues, et permet de représenter diverses courbures de la courbe S-N. Du point de vue microstructural, cela correspond à un paramètre représentant la rapidité de la transition entre un comportement de fissure courte et un comportement de fissure longue. Lorsque le paramètre  $\alpha$  vaut zéro, on retrouve le modèle dont il a été question pendant toute la discussion des pages précédentes. Expérimentalement, pour l'alliage 7050-T7451, les durées de vie associées à des éprouvettes dont les amorces ont lieu sur des défauts de tailles comprises entre  $20\ \mu\text{m}$  et  $200\ \mu\text{m}$  sous une sollicitation  $\Delta\sigma$  comprise entre 218 MPa et 288 MPa, ont été mesurées par Ehrström et al. (1998). Les résultats (Figure C.6a) sont représentés avec la durée de vie que donne un modèle de Paris pour fissure longue en abscisse, et les résultats expérimentaux en ordonnée. En représentant dans le même graphe les valeurs numériques, on observe que le nuage de points simulé avec  $\alpha = 1$  est l'un de ceux qui est le mieux adapté (Figure C.6b).

Avec cette valeur  $\alpha = 1$ , on retrouve également les valeurs évoquées par Ehrström et al. (1998) sur des éprouvettes lisses de type BOEING. Les résultats expérimentaux donnent des durées de vie comprises entre 60 000 cycles et 250 000 cycles pour une contrainte de 242 MPa et des défauts compris entre  $20\ \mu\text{m}$  et  $200\ \mu\text{m}$  : le modèle donne entre 70 000 et 300 000 cycles.

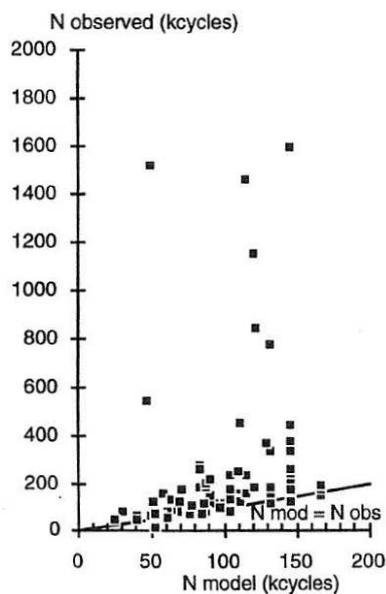
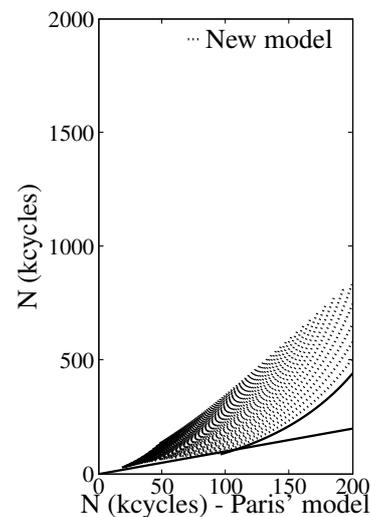


Figure 3. Comparison of the observed and calculated fatigue life.

(a) Données issues de Ehrström et al. (1998).



(b) Prédiction du modèle avec paramètre  $\alpha = 1$ .

FIGURE C.6 – Comparaison de la durée de vie prévue par la loi de Paris classique avec les résultats expérimentaux (a), et le modèle prenant en compte les fissures courtes (b), pour des tailles de défauts initiales de  $20\ \mu\text{m}$  à  $200\ \mu\text{m}$ , et une sollicitation entre 218 MPa et 288 MPa.



# Annexe D

## Propagation

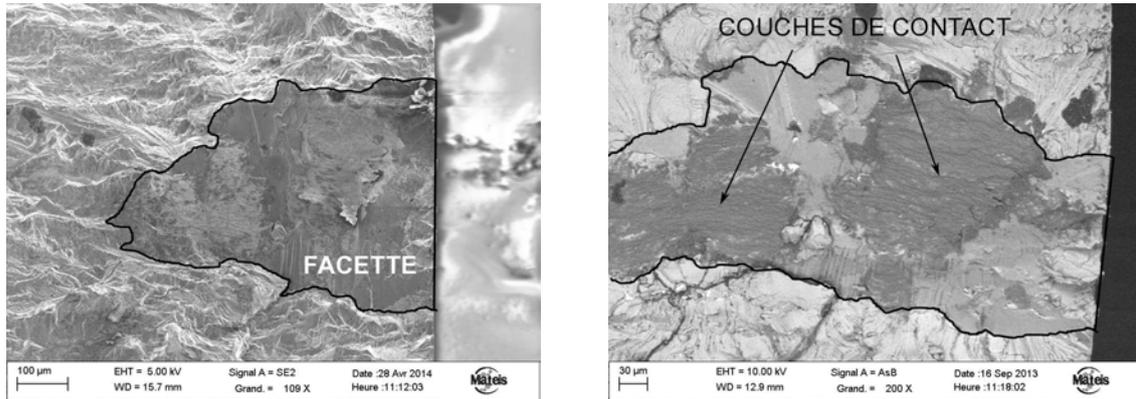
### D.1 Morphologie des amorçages en pseudo-stade I

Cette sous-partie est la seule de tout le manuscrit dans laquelle on s'intéresse à des amorçages qui n'ont pas lieu sur particules. Ceci permet d'ouvrir aux questions d'amorçage à plus longue durée de vie dans l'alliage 2050-T8.

**Couche rugueuse** Dans le 2050, les très longues durées de vie sont associées à des amorçages sur facettes cristallographiques de la taille correspondant à celle d'un grain. L'observation de deux faciès montre la présence d'une couche rugueuse par dessus la face lisse (Figure D.1). La rugosité de cette couche est orientée orthogonalement à la direction de sollicitation, et pourrait ainsi être un témoin du frottement qui a eu lieu lors du cyclage. Dans ce cas là, les amorces peuvent également avoir lieu sous la surface (Figure D.2).

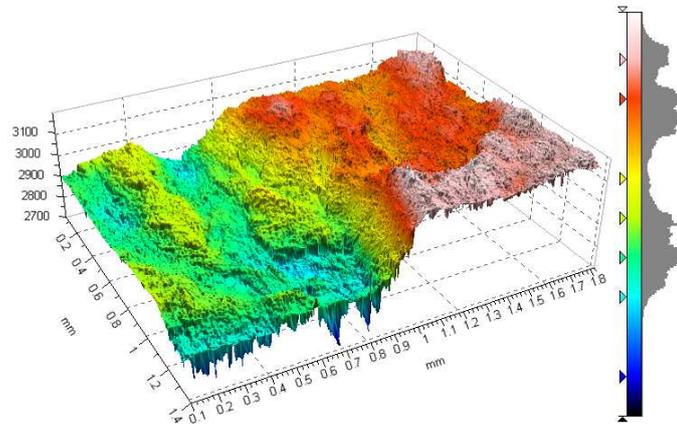
**Orientation des facettes d'amorçage** En comparant les aires des facettes sur les images MEB prises avec différentes rotations et tilts, il est possible de remonter à l'orientation des facettes vis-à-vis de la direction de traction. La méthode précise de mesure est détaillée en annexe H. Dans les deux cas qui ont été étudiés, en s'orientant de sorte que la normale à la surface de l'échantillon soit la direction [100] et la normale à la direction de sollicitation la direction [001], les normales aux facettes mesurées ont des coordonnées respectives  $[-0,34; -0,68; 0,65]$  et  $[-0,58; -0,62; 0,52]$ . Il est ensuite possible d'en déduire l'angle entre la normale au plan et la direction de traction : respectivement  $50^\circ$  et  $58^\circ$ . Ces valeurs sont proches de  $45^\circ$ , angle pour lequel le facteur de Schmid est maximum.

Afin de tester la précision de la méthode précédente, l'orientation de la première facette a également été mesurée à l'aide de données issues de la profilométrie (Figure D.1c). L'angle mesuré est de  $55^\circ$  ( $50^\circ$  pour la méthode stéréo précédente).



(a) Vue tiltée à 50 degrés en MEB-SE d'une facette d'amorçage en pseudo-stade II.

(b) Zoom non-tilté sur la zone d'amorce en MEB-BSE, avec mise en évidence des couches de contact.



(c) Visualisation 3D de la facette d'amorçage (échelle identique en  $x$ ,  $y$  et  $z$ ).

FIGURE D.1 – L'amorçage sur facette dans cet échantillon de 2050 est orienté à environ  $50^\circ$  de la direction de sollicitation.

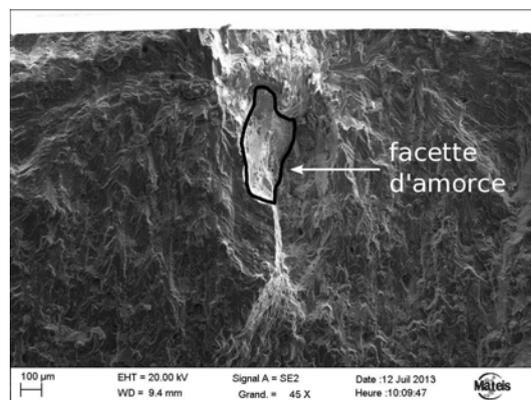


FIGURE D.2 – Amorçage en pseudo-stade I en subsurface.

## D.2 Fissuration parallèle dans la littérature

La fissuration parallèle, telle que décrite dans la partie 4.4.2, est également observée dans certaines études de la littérature menée sur des alliages d'aluminium. Elle est visible dans l'étude de Venkateswara Rao et al. (1988) sur un alliage aluminium-lithium 2090 (Figure D.3), sur un alliage 2050 par Delacroix (2011) (Figure D.4). Chez Proudhon (2005) dans un alliage 2024, c'est une fissuration cristallographique sur plans  $\{111\}$  alternés qui est observée (identifiés par EBSD, Figure D.5).



FIGURE D.3 – Fissuration parallèle dans un alliage aluminium-lithium 2090, Venkateswara Rao et al. (1988).



FIGURE D.4 – Fissuration parallèle dans un alliage aluminium-lithium 2050, Delacroix (2011).

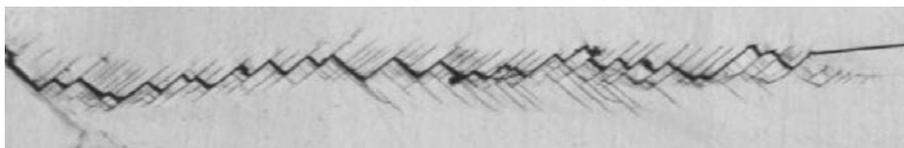


FIGURE D.5 – Fissuration parallèle dans un alliage aluminium-cuivre 2024, Proudhon (2005).

### D.3 Simulation numérique de la fissuration parallèle

Le modèle non-régularisé utilisé pour la simulation réalisée dans ce paragraphe est basé sur celui présenté par Aslan (2010) et détaillé dans l'état de l'art du chapitre 7. Les équations ne sont pas rappelées ici.

Un maillage 2D est utilisé avec ce modèle, en fixant les rotations  $w_1$  et  $w_2$ . Deux grains séparés verticalement sont choisis : le premier avec un plan de rupture horizontal, le second avec un plan de rupture pouvant varier entre  $50^\circ$  et  $70^\circ$ . Une fissure est alors introduite dans le premier grain. Une traction simple est réalisée en fixant les nœuds inférieurs et en déplaçant les nœuds supérieurs (Figure D.6). Les paramètres de la loi de comportement avec écrouissage isotrope sont donnés dans le Tableau D.1.

Sous ces conditions, la fissure se propage dans le premier grain, puis dans le second. Dans le premier grain, la fissure croît horizontalement. En revanche, dans le second grain, il y a compétition entre deux mécanismes (Figure D.7) : (i) à l'échelle macroscopique, une fissure horizontale est plus avantageuse car elle autorise plus de déplacements, (ii) au niveau du cristal, la fissure cherche à croître selon le plan de rupture choisi qui est ici très désorienté.

Pour certaines orientations, cette compétition donne lieu à l'apparition d'une fissuration parallèle similaire à celle observée expérimentalement (Figure D.8). En particulier, la relation entre  $\alpha$  et  $\gamma$  observée expérimentalement est ici vérifiée numériquement pour la désorientation de  $60^\circ$  où le mécanisme est le plus marqué (Figure D.7c).

Malgré les différences qui existent entre les conditions de l'expérience et de la simulation (traction simple, un seul plan de rupture, absence de maillage réellement 3D), de tels résultats pourraient aider à comprendre les mécanismes d'apparition de cette fissuration parallèle, fortement influencés par l'orientation cristallographique. La première observation est l'effet de la fissuration parallèle sur la vitesse de propagation : la désorientation de  $50^\circ$  mène à une fissure projetée plus longue que la désorientation de  $60^\circ$  qui affiche de la fissuration parallèle.

Plasticité	$n$	$K$	$\tau_0$	$Q$	$b$
	25	10	190	30	0,5
Endommagement	$n_d$	$K_d$	$\sigma_n^c$	$\Theta$	$H$
	2	10	555	0	-1000

Tableau D.1 – Paramètres de la loi d'endommagement (partie 5.1) utilisés pour la simulation.

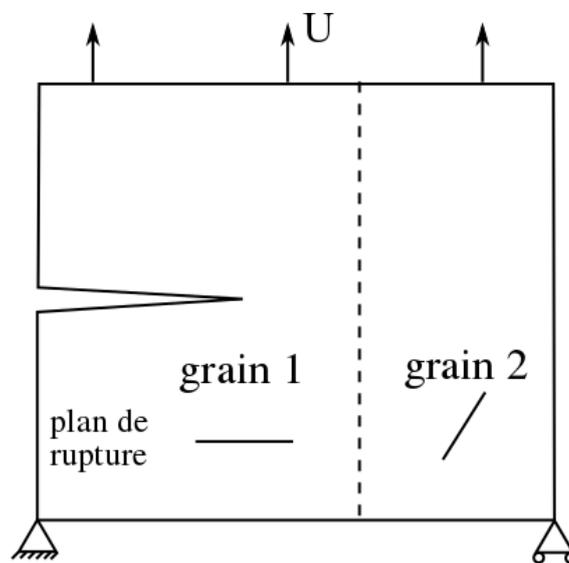


FIGURE D.6 – Schéma du maillage utilisé pour la simulation de la fissuration parallèle.

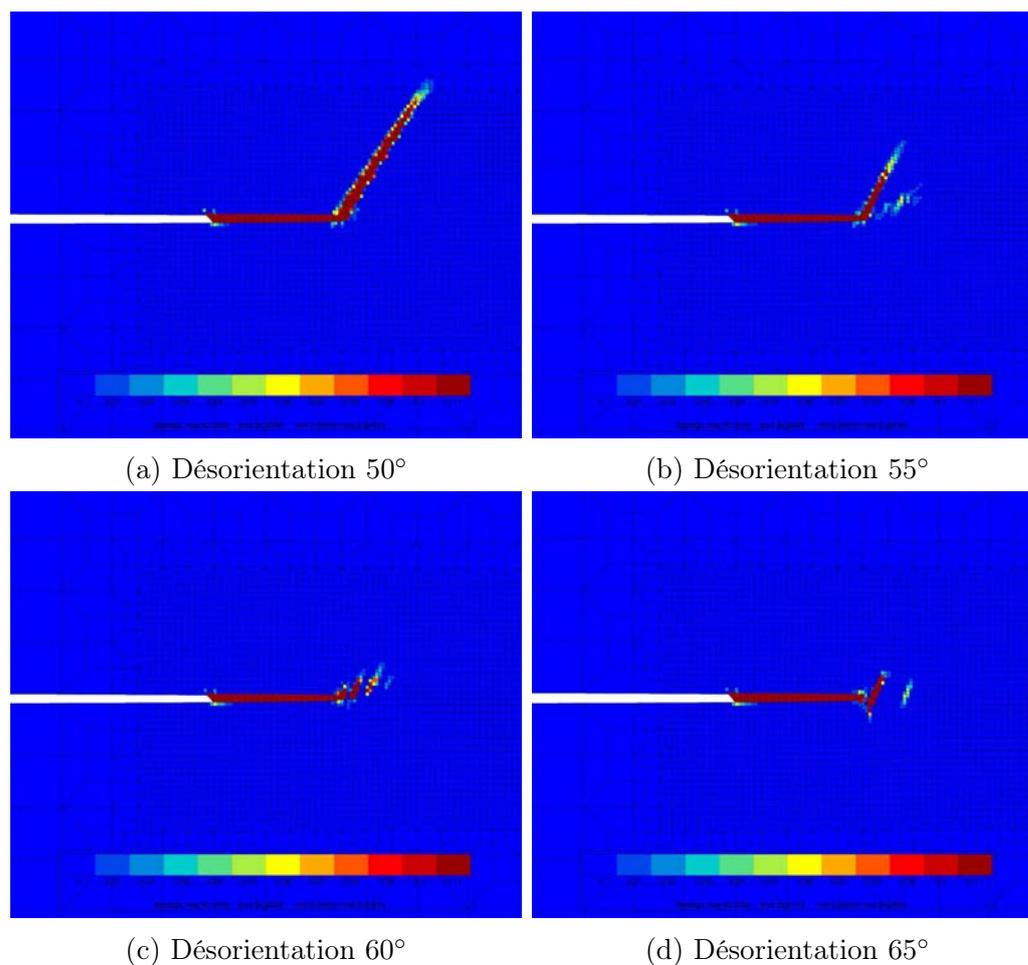


FIGURE D.7 – Simulation de la propagation d’une fissure sous un même chargement de traction simple pour différentes désorientations entre les deux grains maillés. Le modèle d’Aslan (2010) est utilisé.

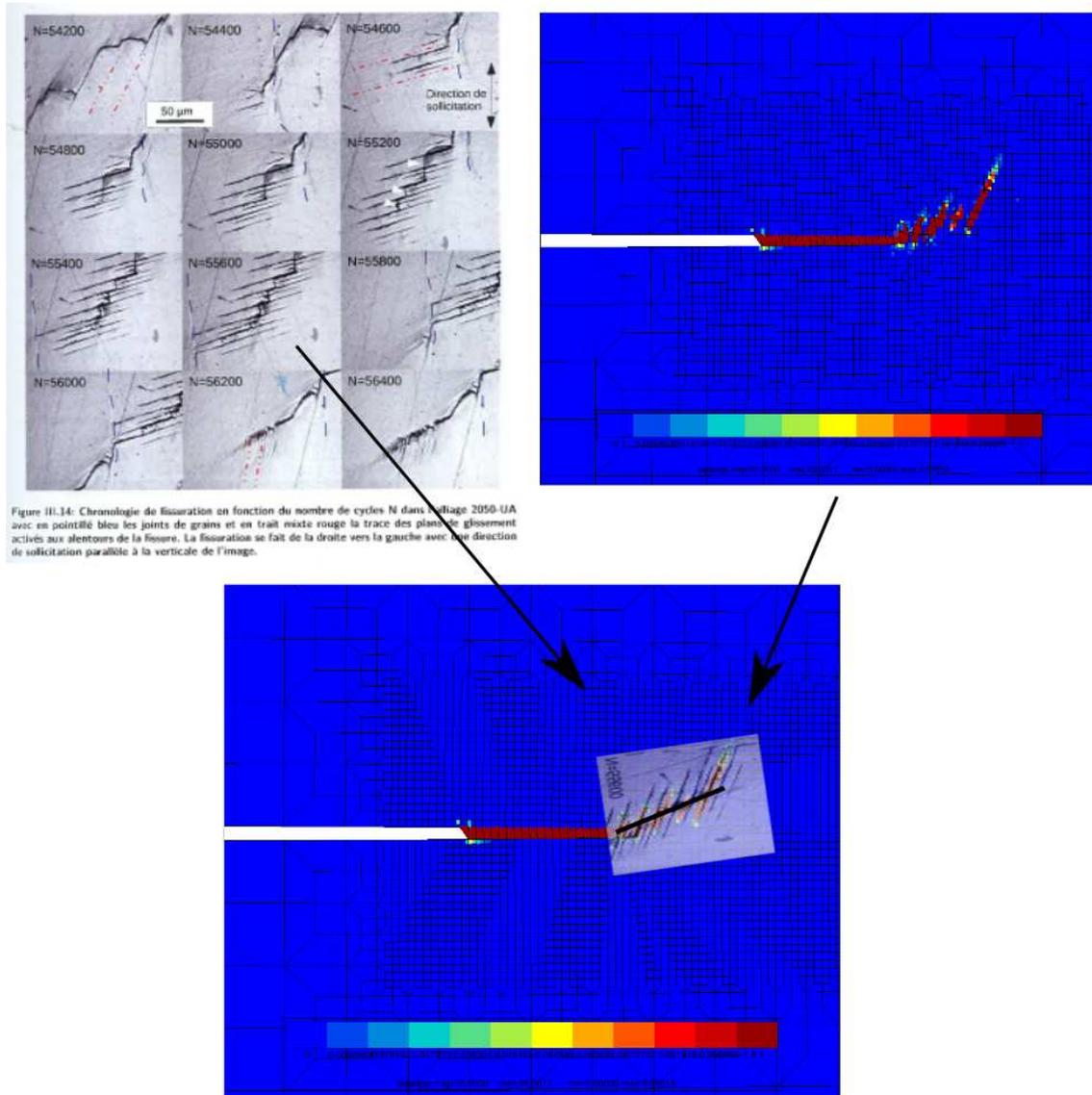


Figure II.14: Chronologie de fissuration en fonction du nombre de cycles N dans alliage 2050-UA avec en pointillé bleu les joints de grains et en trait mixte rouge le trace des plans de glissement activés aux alentours de la fissure. La fissuration se fait de la droite vers la gauche avec une direction de sollicitation parallèle à la verticale de l'image.

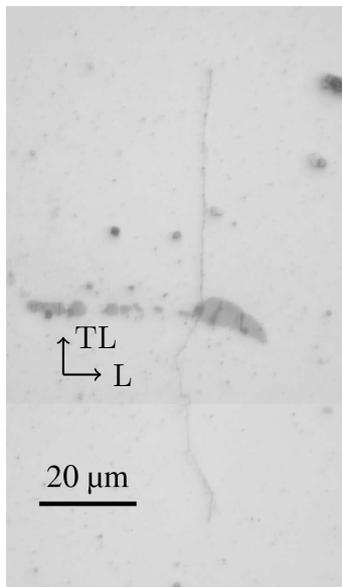
FIGURE D.8 – Comparaison de l’observation de Delacroix (2011) et de la simulation avec un plan de rupture désorienté de 60°.

## D.4 Mécanismes 3D et vitesses de propagation

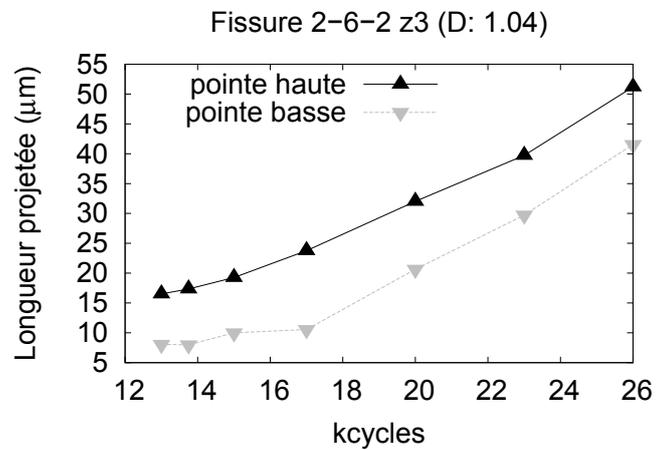
Les figures présentées dans cette annexe viennent en complément de l'analyse menée en partie 4.5.2. Les fissures sont classées selon leur dénomination, en commençant par l'alliage 2050 (dont les noms commencent par un « 2 »), et en terminant par l'alliage 7050 (commençant par un « 7 »).

L'objectif est de mettre en évidence l'effet des mécanismes de déviation et branchement de fissure sur la vitesse de propagation. Pour cela, les Figures sont composées pour chaque fissure :

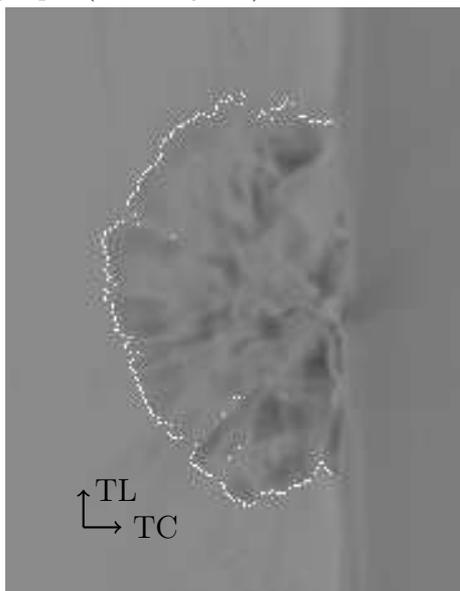
- d'une image en microscopie optique,
- des vitesses de propagation aux deux pointes de la fissure,
- de la projection des fissures observées en tomographie (vue en « transparence »), sur laquelle le front de fissure détecté en 3D est indiqué par un contour blanc,
- de deux vues 3D de la fissure (tournée à 45° et de face) : la coloration de la fissure est fonction de son altitude, et les particules situées au niveau des amorces sont en rouge.



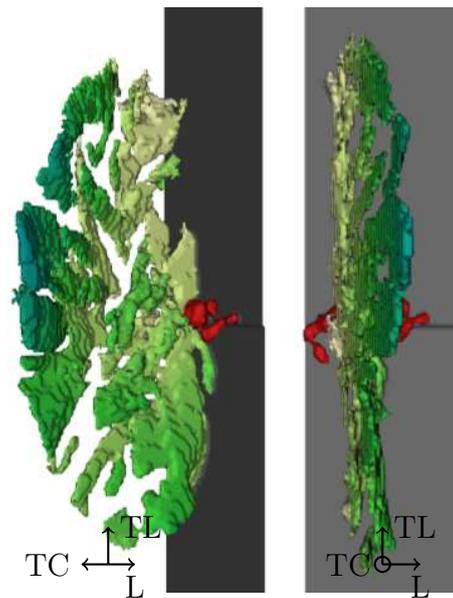
(a) Image en microscopie optique (26 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 13 000 et 26 000 cycles

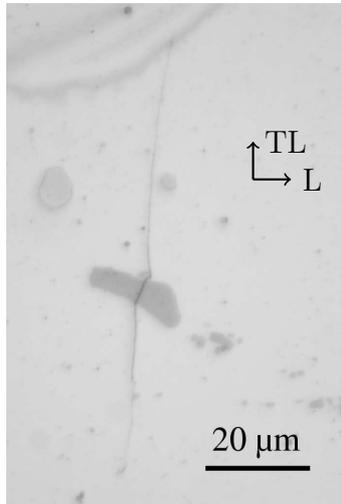


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

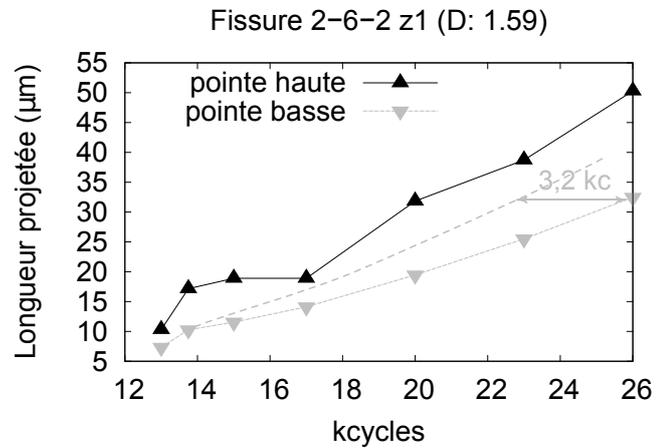


(d) Visualisation 3D de la fissure (26 000 cycles)

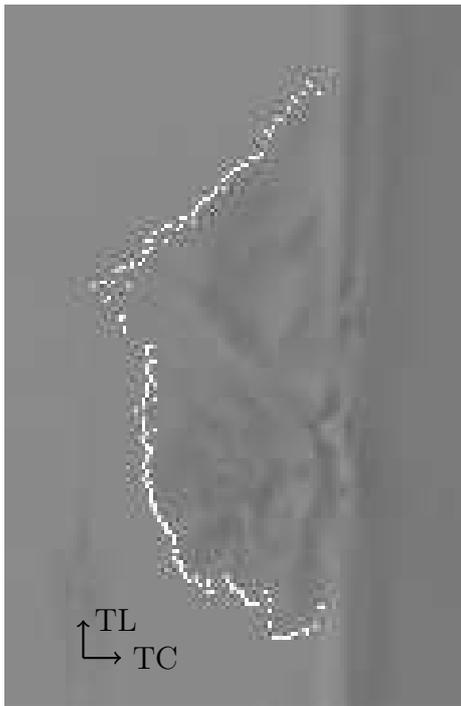
FIGURE D.9 – 2-6-2\_z3. Cette fissure présente une morphologie tridimensionnelle relativement plane, qui explique les vitesses similaires observées aux deux pointes de la fissure.



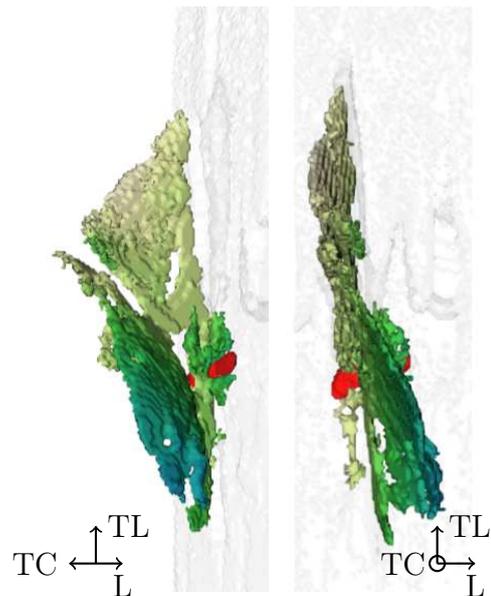
(a) Image en microscopie optique (26 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 13 000 et 26 000 cycles

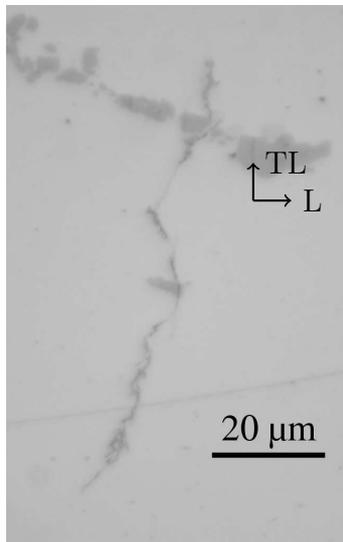


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

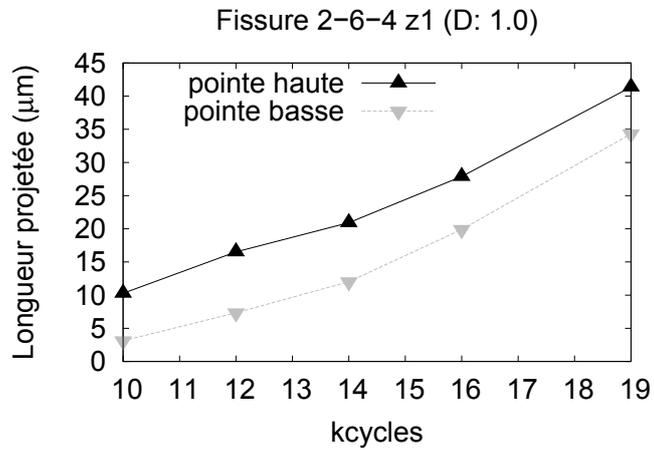


(d) Visualisation 3D de la fissure (26 000 cycles)

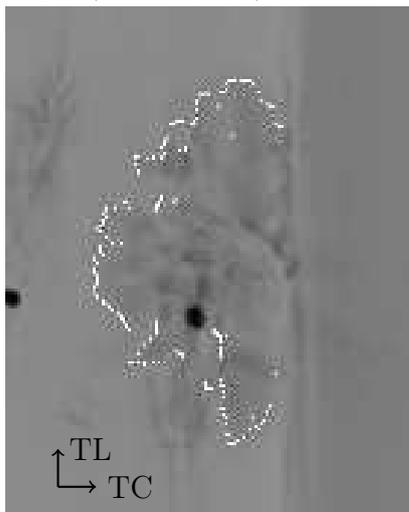
FIGURE D.10 – 2-6-2\_z1. La partie basse de la fissure est constituée d'un plan très désorienté qui est à l'origine d'une vitesse de propagation plus lente que dans la partie supérieure.



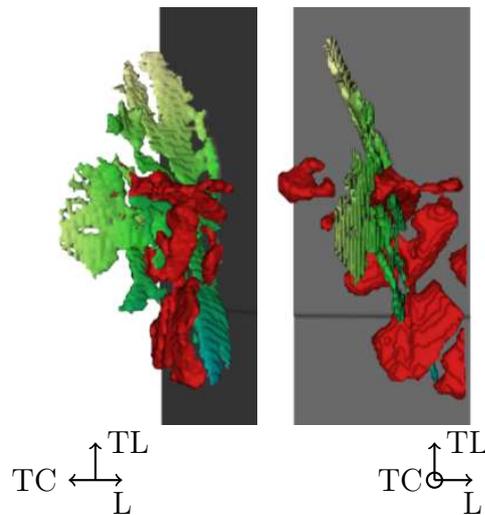
(a) Image en microscopie optique (19 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 19 000 cycles

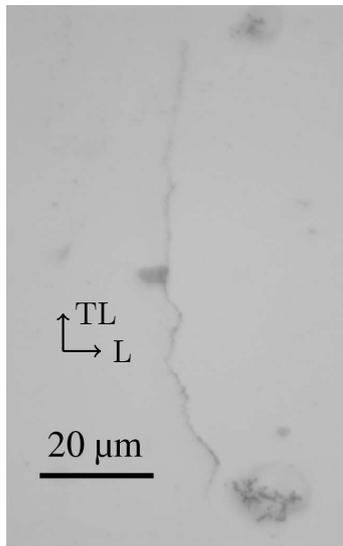


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

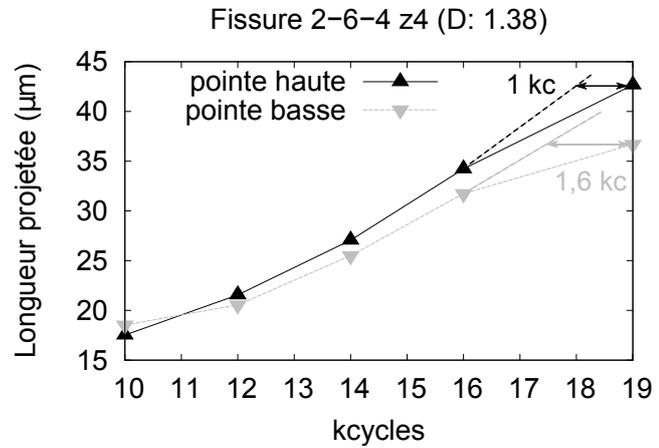


(d) Visualisation 3D de la fissure (19 000 cycles)

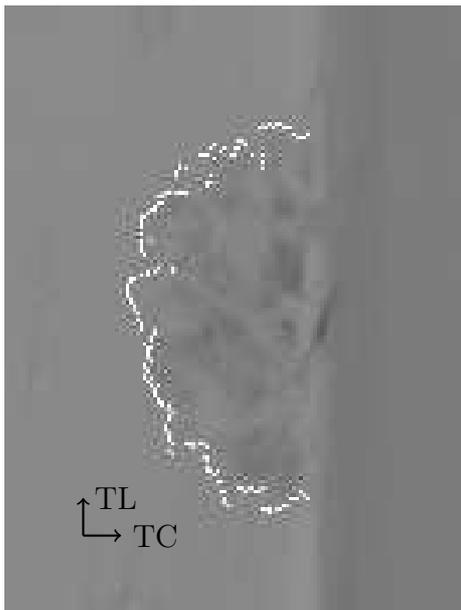
FIGURE D.11 – 2-6-4\_z1. Cette fissure plane possède une vitesse de propagation identique à ses deux pointes, malgré le grand nombre de particules situées à proximité du lieu de l'amorce.



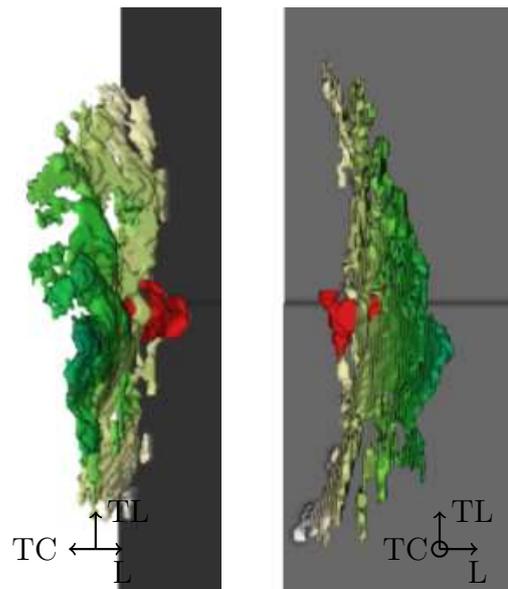
(a) Image en microscopie optique (19 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 19 000 cycles

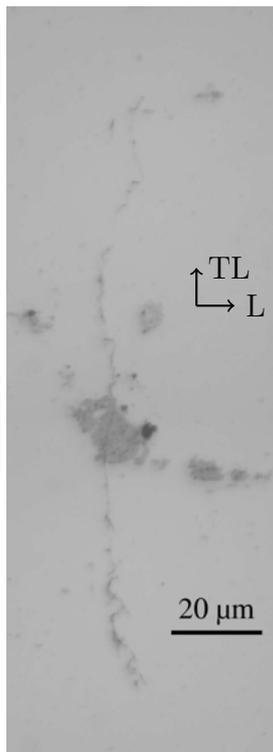


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

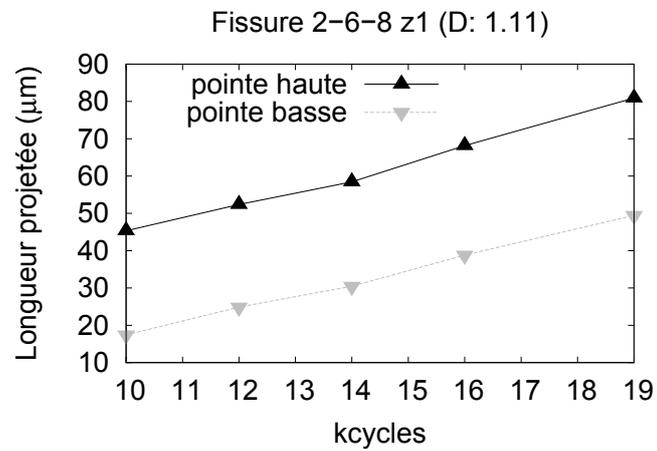


(d) Visualisation 3D de la fissure (19 000 cycles)

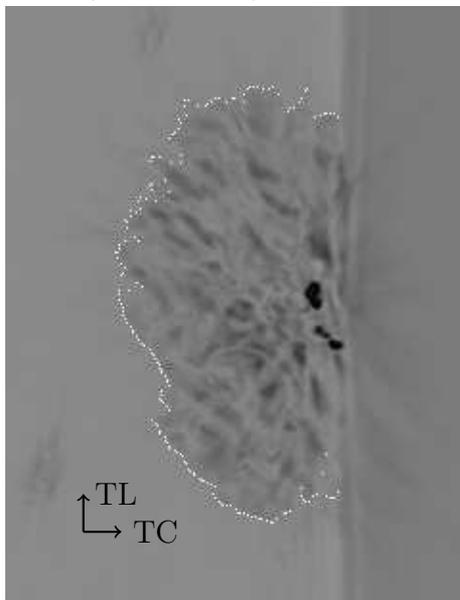
FIGURE D.12 – 2-6-4\_z4. L'apparition progressive et de plus en plus marquée d'un plan très désorienté dans la partie basse de la fissure explique le ralentissement observé. L'inclinaison qui apparaît dans la partie haute justifie l'inflexion dans sa vitesse de propagation.



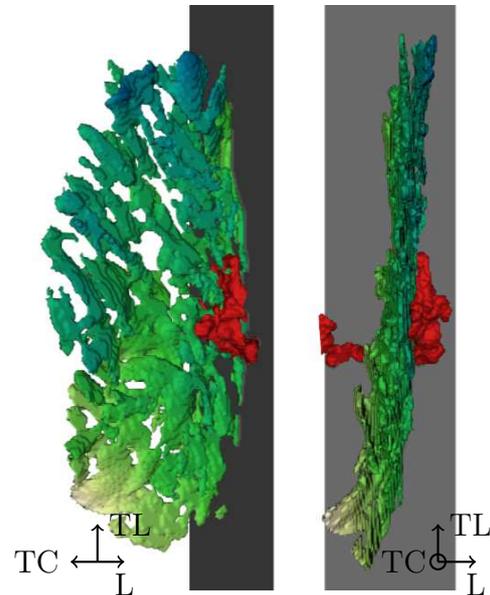
(a) Image en microscopie optique (19 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 19 000 cycles

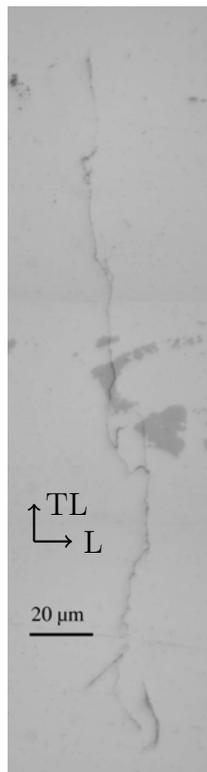


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

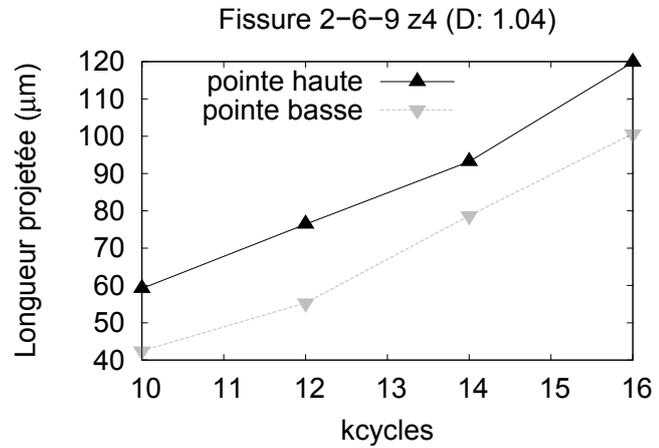


(d) Visualisation 3D de la fissure (19 000 cycles)

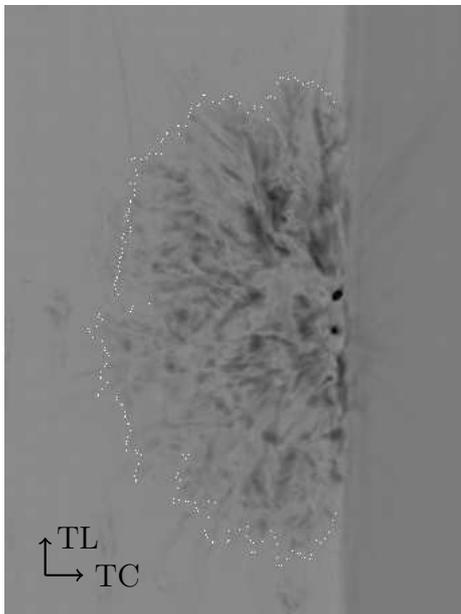
FIGURE D.13 – 2-6-8\_z1. Le caractère plan de cette fissure (l'apparition d'un plan cristallographique dans la partie basse est assez éloigné de la surface) explique que les vitesses mesurées soient identiques au niveau des deux pointes.



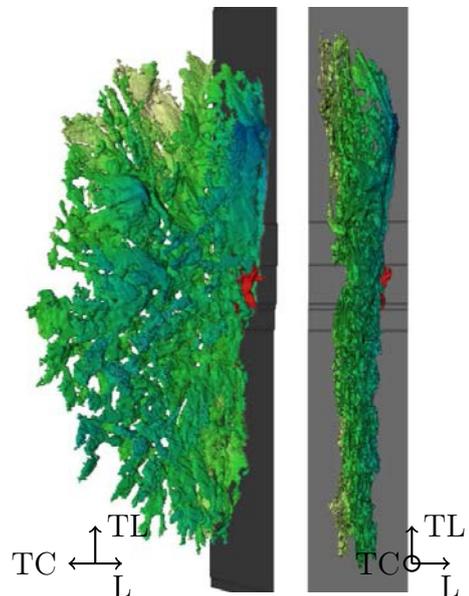
(a) Image en microscopie optique (16 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 16 000 cycles

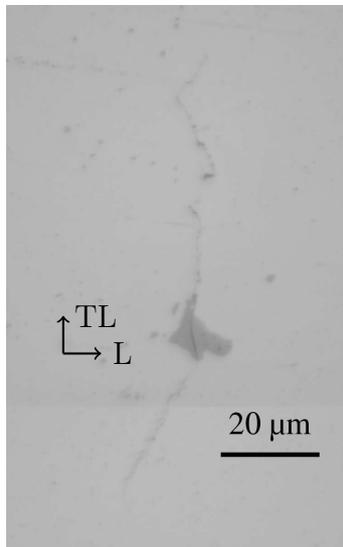


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

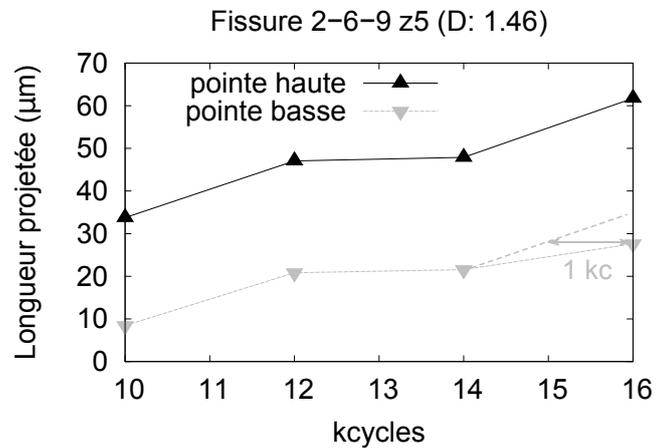


(d) Visualisation 3D de la fissure (16 000 cycles)

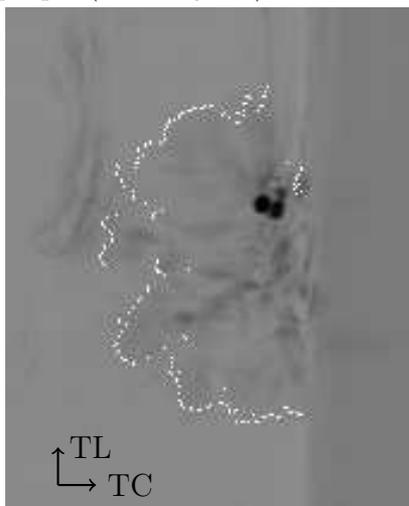
FIGURE D.14 – 2-6-9\_z4. Cette fissure, la plus grande parmi toutes celles étudiées, présente un chemin de fissuration plan qui justifie la vitesse de croissance identique observée à ses deux pointes.



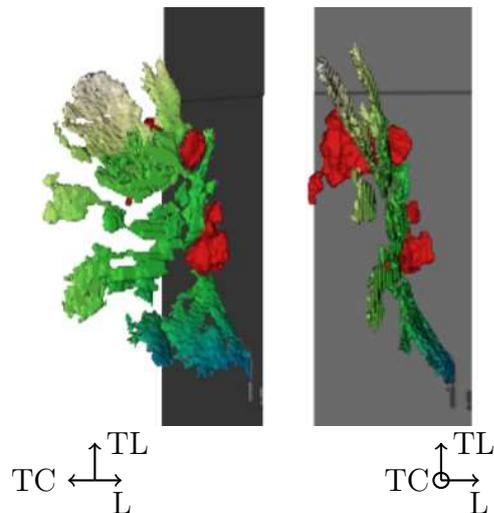
(a) Image en microscopie optique (16 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 16 000 cycles

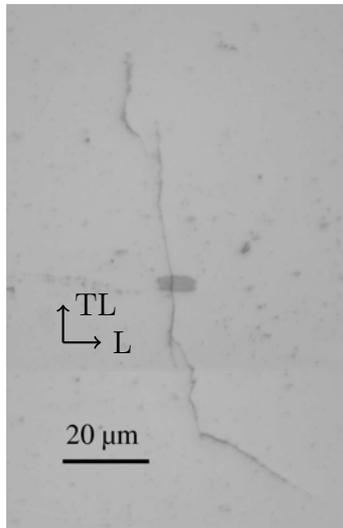


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

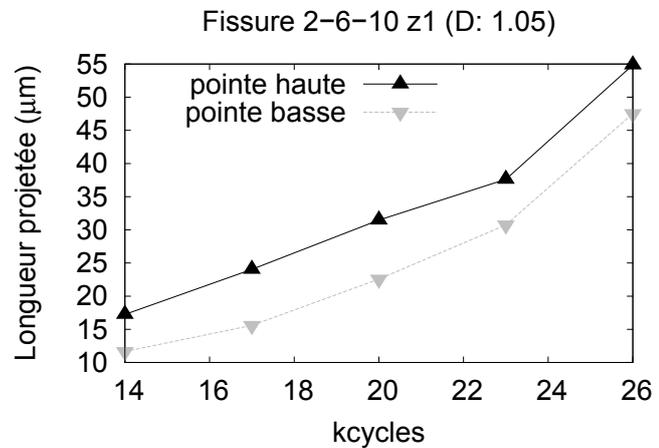


(d) Visualisation 3D de la fissure (16 000 cycles)

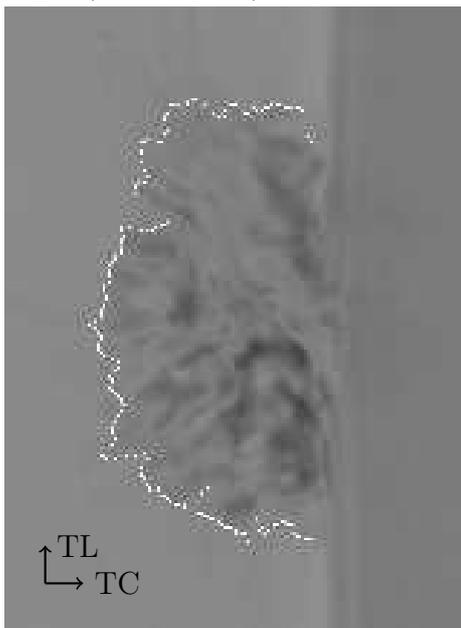
FIGURE D.15 – 2-6-9\_z5. La présence d'un plan nettement plus désorienté dans la partie basse de la fissure (proche de la surface) que dans la partie haute explique le ralentissement relatif du côté bas de la fissure.



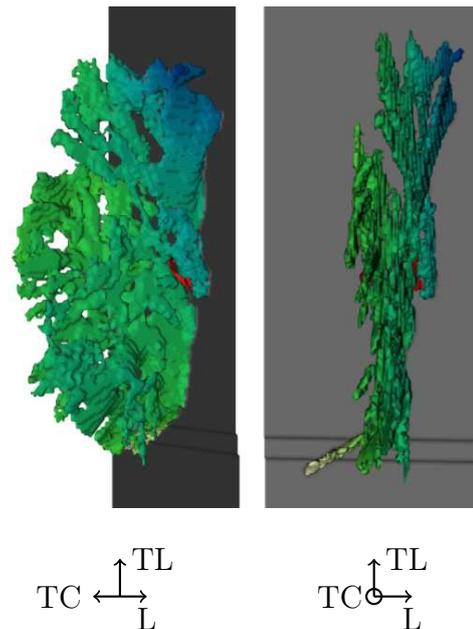
(a) Image en microscopie optique (26 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 14 000 et 26 000 cycles

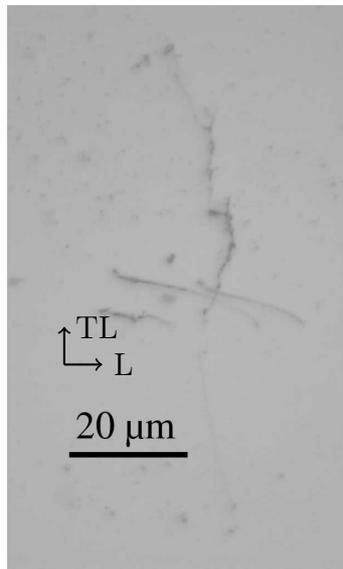


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

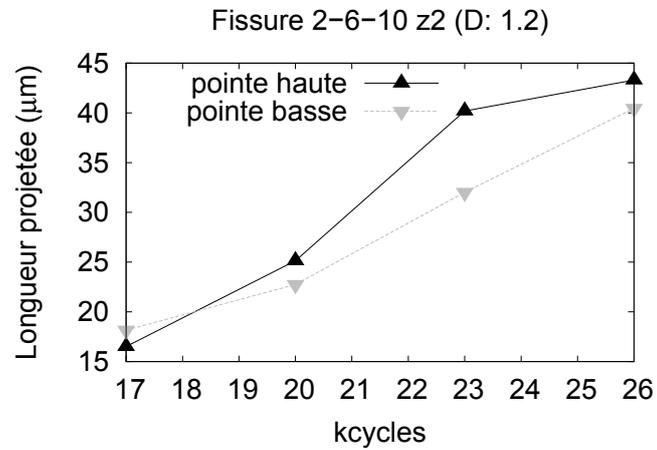


(d) Visualisation 3D de la fissure (26 000 cycles)

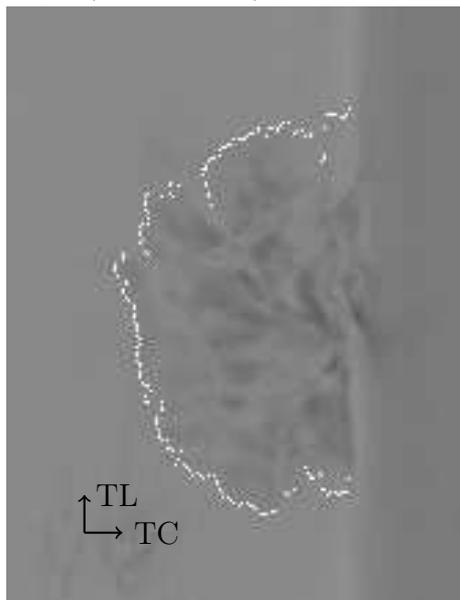
FIGURE D.16 – 2-6-10\_z1. Cette fissure possède un plan cristallographique d'un côté et un branchement de l'autre : la fissure va à la même vitesse des deux côtés (ce qui est attendu), mais ne présente pas d'inflexion sur les courbes de vitesse de propagation.



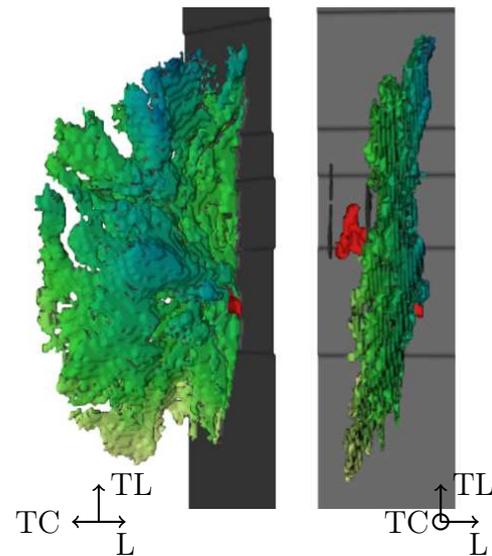
(a) Image en microscopie optique (26 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 14 000 et 26 000 cycles

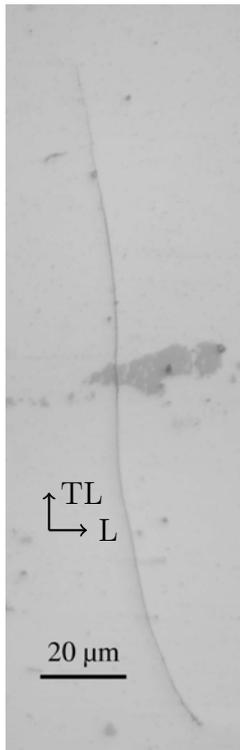


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

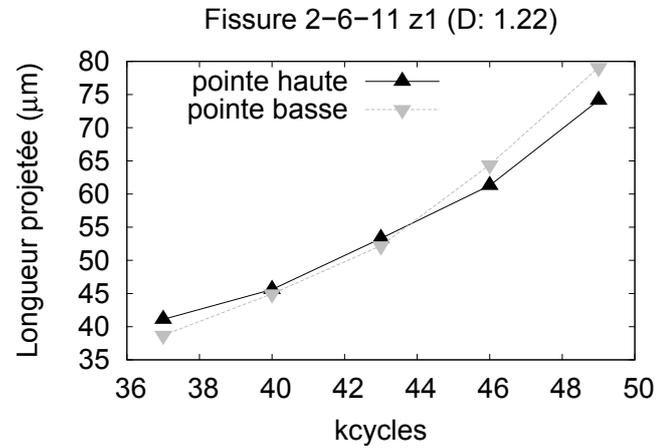


(d) Visualisation 3D de la fissure (26 000 cycles)

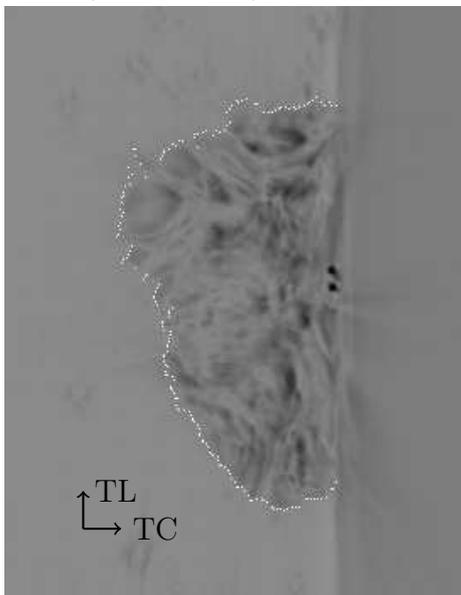
FIGURE D.17 – 2-6-10\_z2. Cette fissure est relativement plane, ce qui explique la vitesse moyenne quasi-identique aux deux pointes de la fissure. Une très légère inflexion de la vitesse de la pointe basse entre 23 000 et 26 000 cycles peut être attribuée à un début de branchement dans la zone basse.



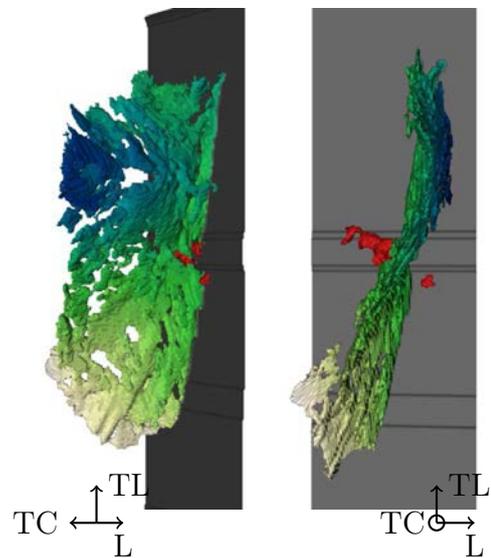
(a) Image en microscopie optique (49 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 37 000 et 49 000 cycles

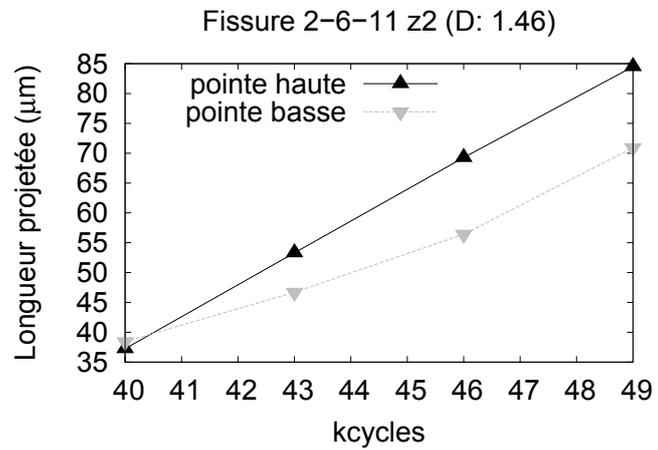
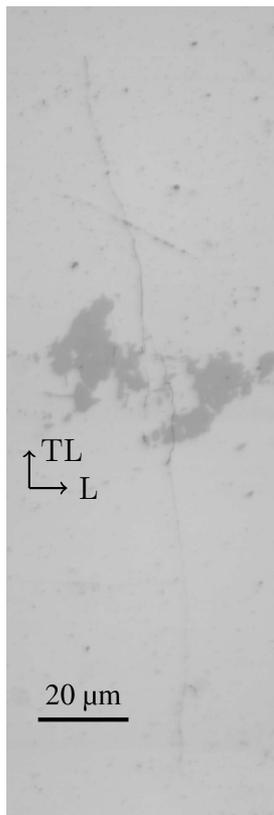


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure



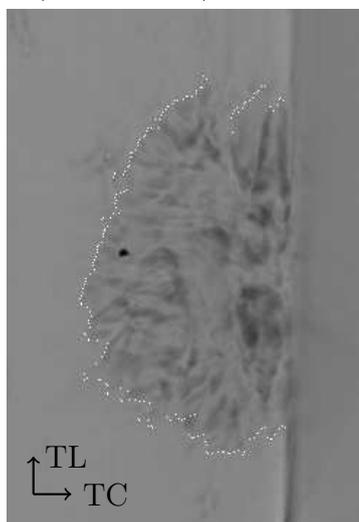
(d) Visualisation 3D de la fissure (49 000 cycles)

FIGURE D.18 – 2-6-11\_z1. La fissure a une forme projetée non-elliptique, et la différence de vitesse entre les deux pointes de la fissure n'est pas comprise avec une explication simple.

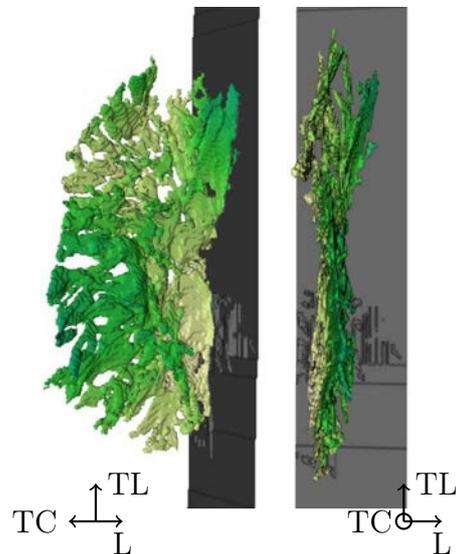


(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 37 000 et 49 000 cycles

(a) Image en microscopie optique (49 000 cycles)

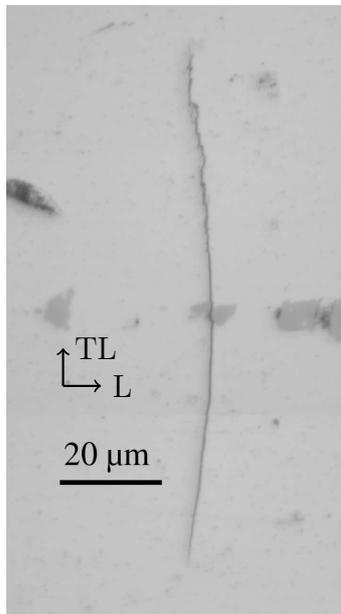


(c) Projection suivant l'axe z de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

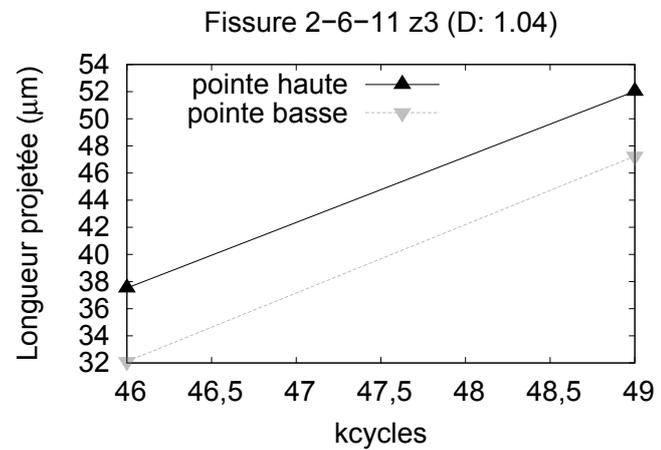


(d) Visualisation 3D de la fissure (49 000 cycles)

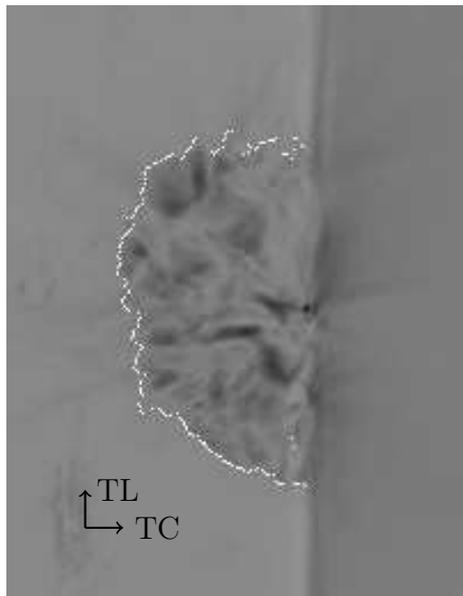
FIGURE D.19 – 2-6-11\_z2. La différence de vitesses entre les deux pointes de cette fissure relativement plane n'est pas comprise.



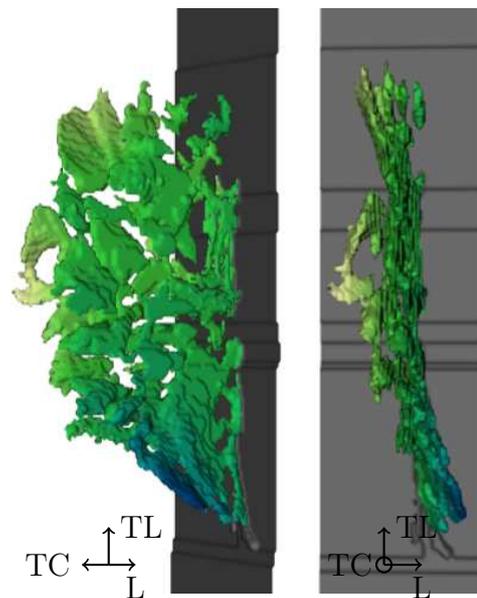
(a) Image en microscopie optique (49 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 37 000 et 49 000 cycles

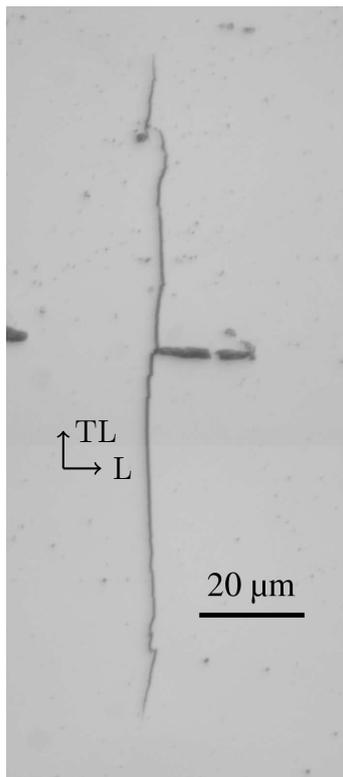


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

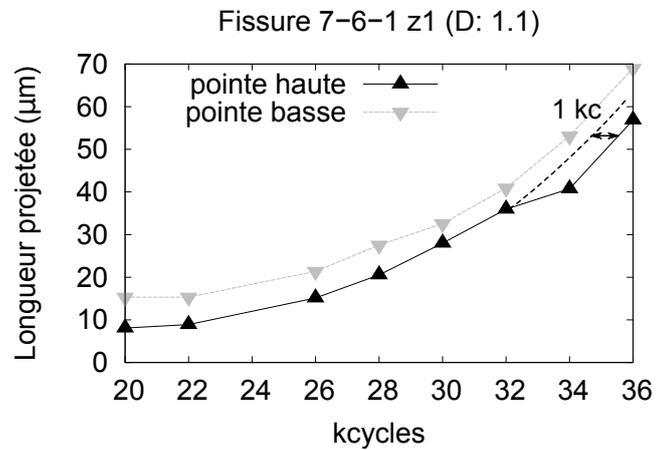


(d) Visualisation 3D de la fissure (49 000 cycles)

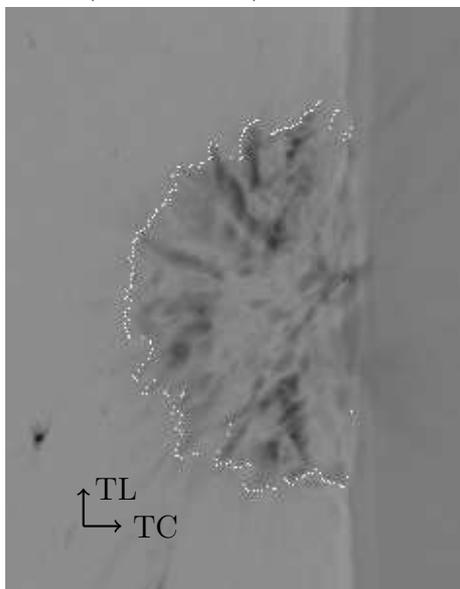
FIGURE D.20 – 2-6-11\_z3. L'unique vitesse mesurée est comparable aux deux pointes de cette fissure environ plane.



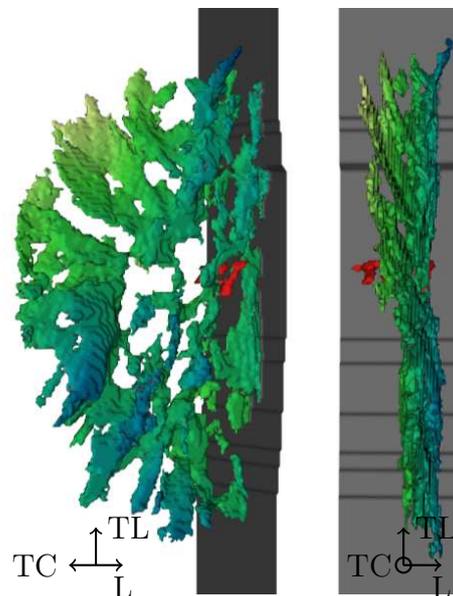
(a) Image en microscopie optique (36 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 20 000 et 36 000 cycles

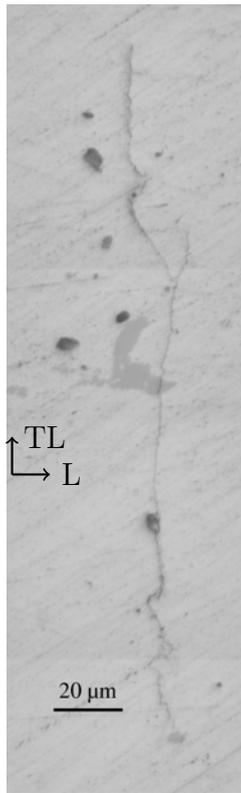


(c) Projection suivant l'axe z de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

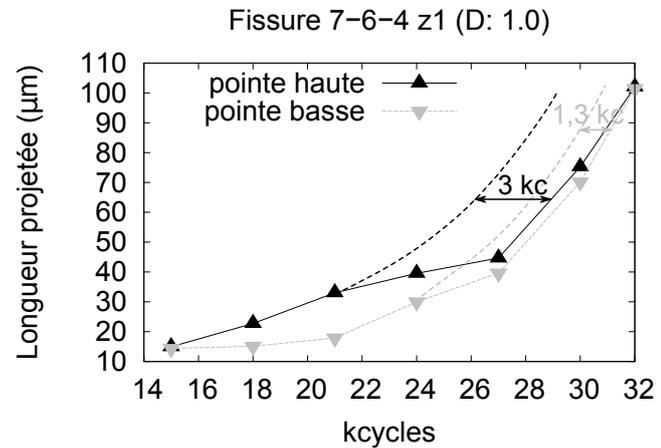


(d) Visualisation 3D de la fissure (36 000 cycles)

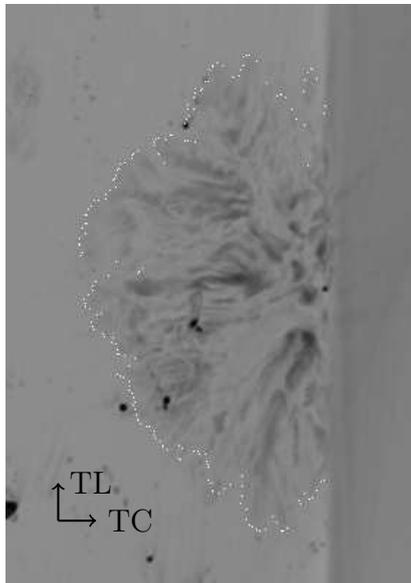
FIGURE D.21 – 7-6-1\_z1. La pointe haute de la fissure présente un ralentissement à partir de 32 000 cycles, qui est corrélé à l'apparition d'un plan fortement désorienté proche de la surface.



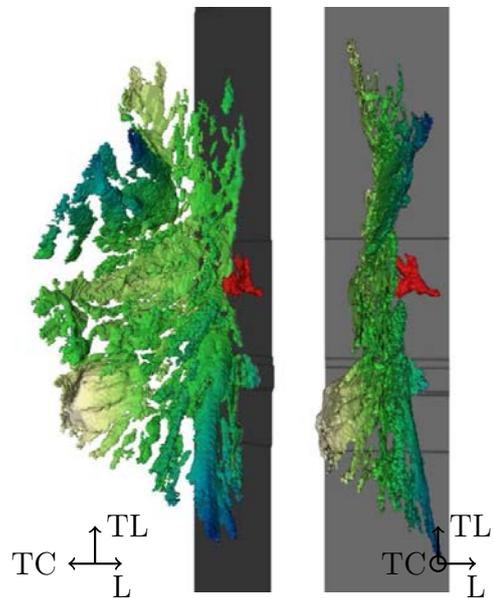
(a) Image en microscopie optique (32 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 15 000 et 32 000 cycles

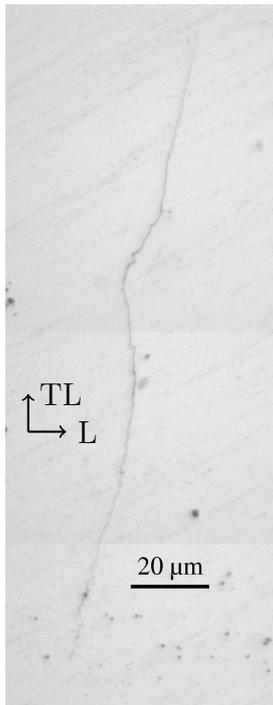


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

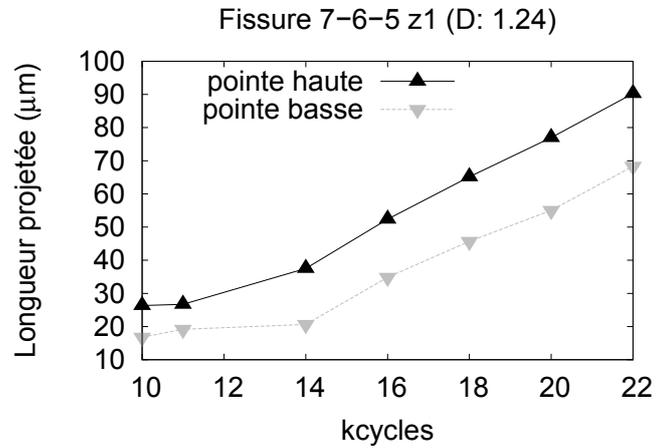


(d) Visualisation 3D de la fissure (32 000 cycles)

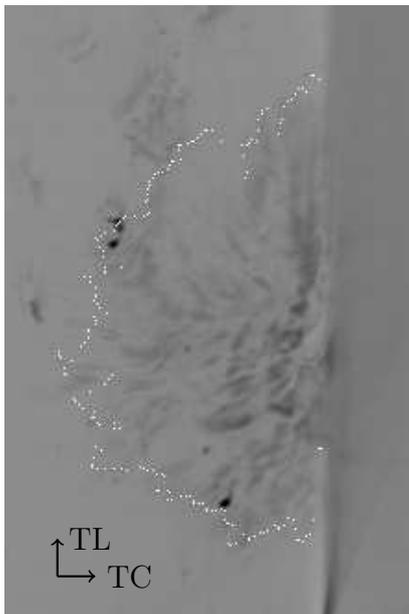
FIGURE D.22 – 7-6-4\_z1. Les ralentissements importants observés aux deux pointes de la fissure sont à relier aux fortes désorientations et branchements qui apparaissent de chaque côté.



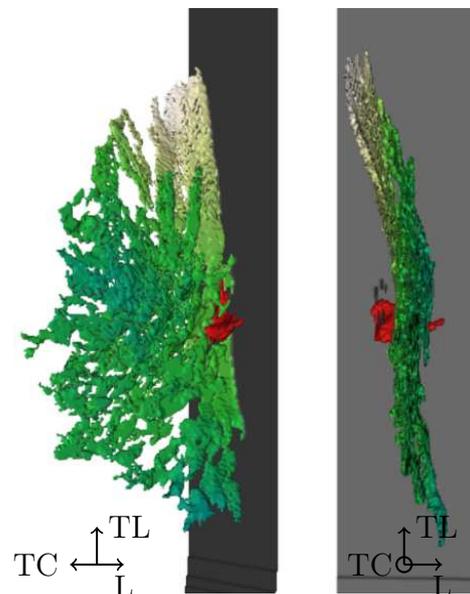
(a) Image en microscopie optique (22 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 22 000 cycles

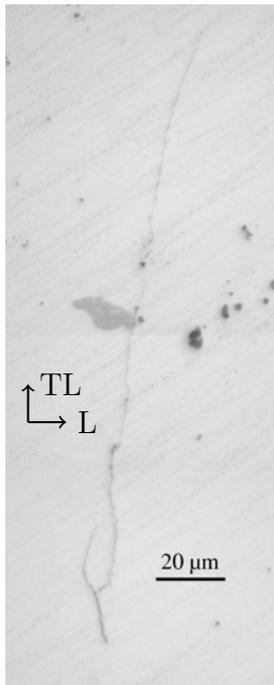


(c) Projection suivant l'axe z de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

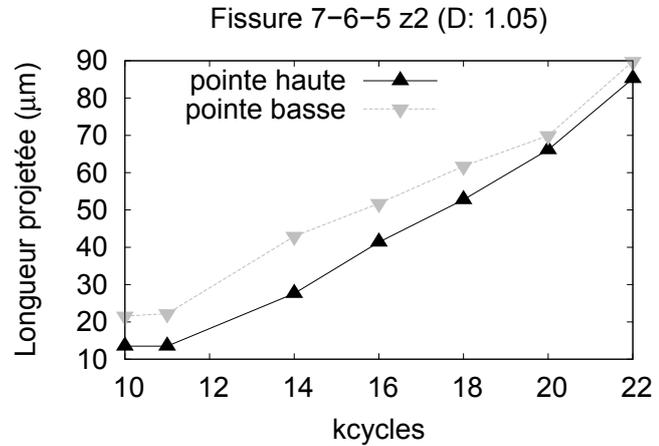


(d) Visualisation 3D de la fissure (22 000 cycles)

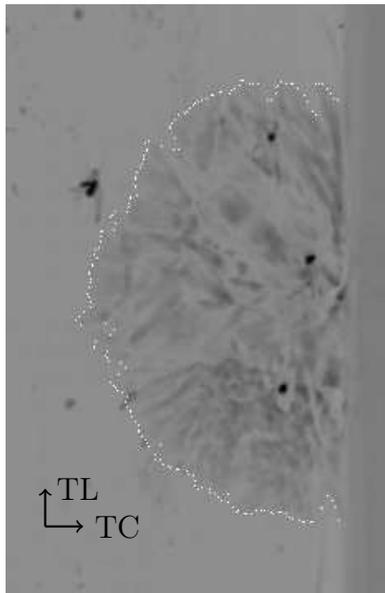
FIGURE D.23 – 7-6-5\_z1. La légère inflexion des courbes de vitesse aux deux pointes de la fissure peut être attribuée à la présence, proche de la surface, de plans désorientés.



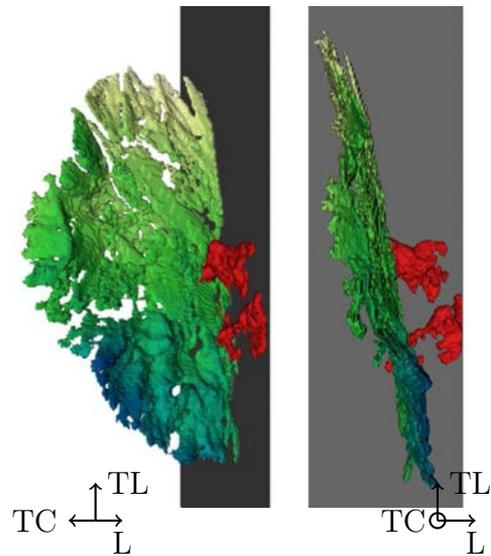
(a) Image en microscopie optique (22 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 22 000 cycles

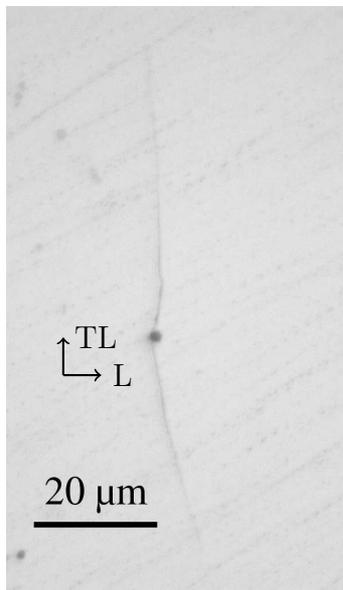


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

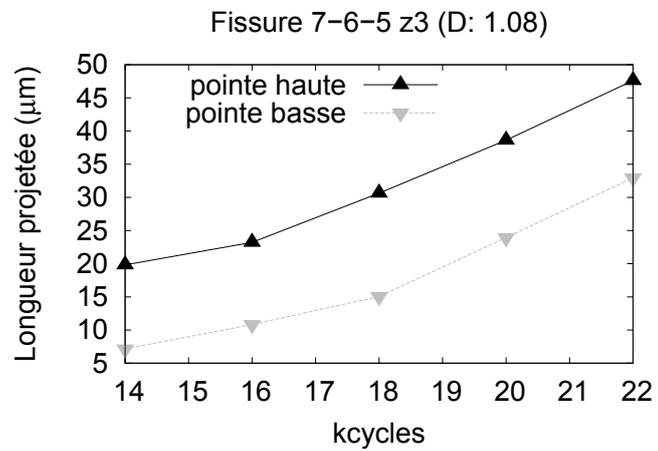


(d) Visualisation 3D de la fissure (22 000 cycles)

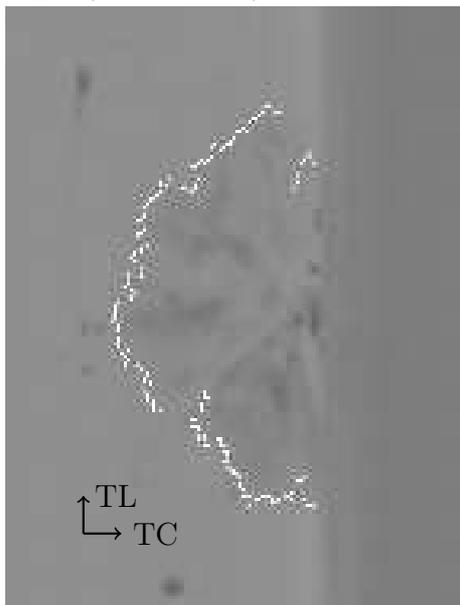
FIGURE D.24 – 7-6-5\_z2. Les vitesses relativement constantes aux deux pointes peuvent être attribuées à la nature quasi-plane de la fissure, avec toutefois un léger ralentissement de la pointe basse qui pourrait être relié au plan désorienté qui apparaît sous la surface.



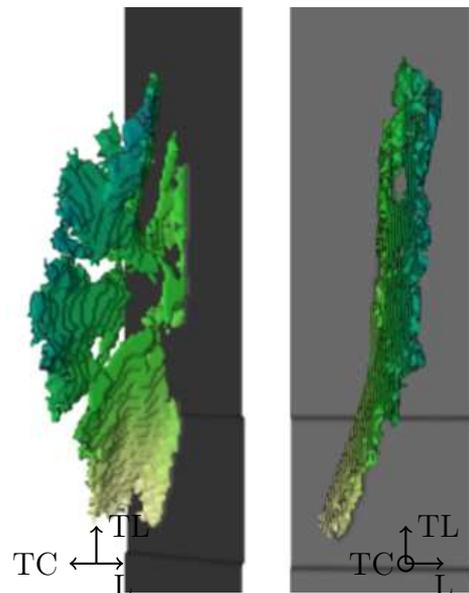
(a) Image en microscopie optique (22 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 22 000 cycles

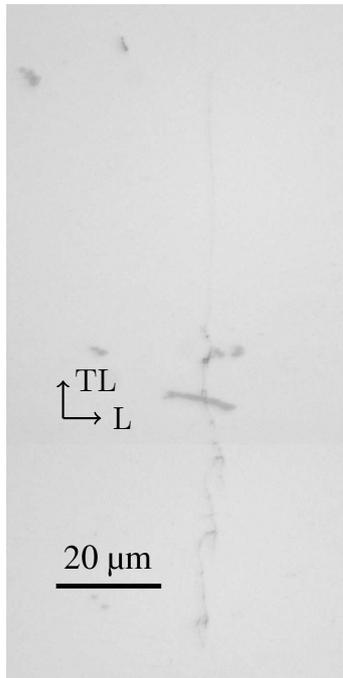


(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure

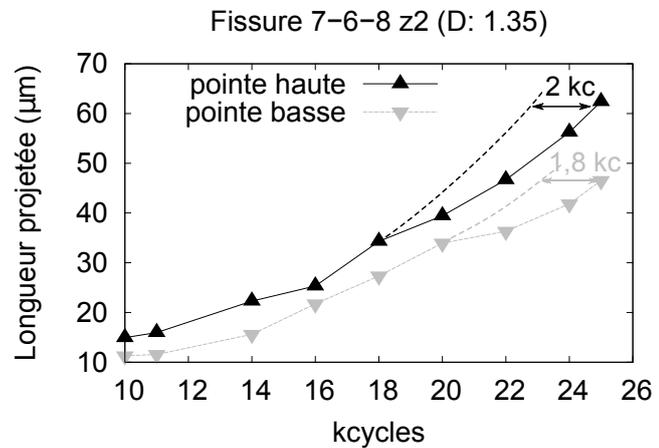


(d) Visualisation 3D de la fissure (22 000 cycles)

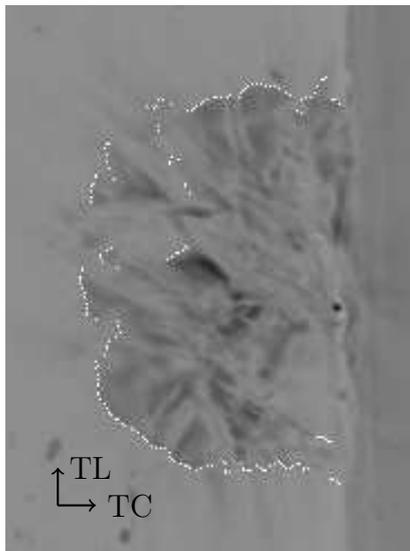
FIGURE D.25 – 7-6-5\_z3. Les vitesses identiques aux deux pointes de la fissure sont reliées au caractère nettement plan de la fissure.



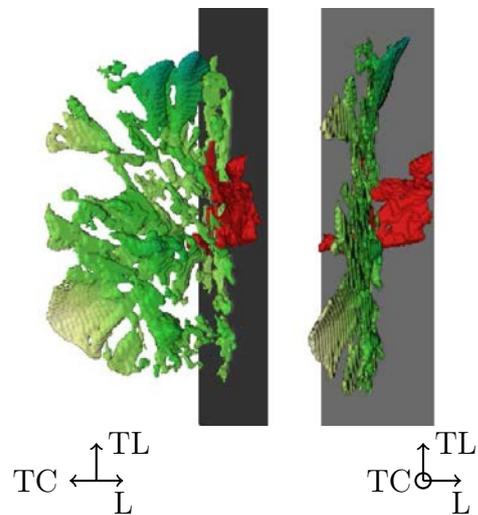
(a) Image en microscopie optique (25 000 cycles)



(b) Évolution de la longueur des deux pointes de fissures entre 10 000 et 25 000 cycles



(c) Projection suivant l'axe  $z$  de l'image 3D de tomographie permettant de faire ressortir la forme projetée de la fissure



(d) Visualisation 3D de la fissure (25 000 cycles)

FIGURE D.26 – 7-6-8\_z2. Les deux désorientations très nettes qui apparaissent aux deux pointes de la fissure expliquent les ralentissements observés sur la courbe de vitesses.

# Annexe E

## Identification du comportement

### E.1 Cadre thermodynamique

La loi de plasticité cristalline utilisée (Méric et al., 1991) est construite dans un cadre thermodynamique (Besson et al., 2010; Saanouni, 2012). Elle est associée, non-standard généralisée en raison de l'écroissage cinématique non-linéaire. La définition de trois énergies et d'un critère  $f^s$  permet de définir entièrement le modèle :

- une *énergie libre*  $\psi$ , qui permet d'obtenir les forces thermodynamiques, ou écroissages, par dérivation vis-à-vis des variables d'état,
- un *potentiel viscoplastique*  $\Omega$ , qui décrit l'évolution de l'écoulement plastique sur chaque système de glissement  $s$ ,
- un *potentiel de dissipation*  $F^s$  par système de glissement, qui régit l'évolution des variables internes, par dérivation vis-à-vis des forces thermodynamiques.

Dans le cas du modèle de Méric et al. (1991), l'énergie libre s'écrit sous une forme quadratique comme la somme d'un terme cinématique, et d'un terme isotrope :

$$\psi = \underbrace{\frac{1}{2}c \sum_s (\alpha^s)^2}_{\text{cinématique}} + \underbrace{\frac{1}{2}bQ \sum_r \sum_s h_{rs} \rho^r \rho^s}_{\text{isotrope}} \quad (\text{E.1.1})$$

Par dérivation, on retrouve les formules 5.1.4 et 5.1.5 :

$$r^s = \frac{\partial \psi}{\partial \rho^s} = bQ \sum_r h_{rs} \rho^r \quad (\text{E.1.2})$$

$$x^s = \frac{\partial \psi}{\partial \alpha^s} = c \alpha^s \quad (\text{E.1.3})$$

Le potentiel  $\Omega$  est fonction des critères  $f^s$  (loi associée) :

$$\Omega = \sum_s \Omega^s = \frac{K}{n+1} \sum_s \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^{n+1} \quad (\text{E.1.4})$$

La vitesse de déformation plastique du cristal (formule 5.1.10) s'obtient par dérivation du potentiel  $\Omega$  vis-à-vis de la contrainte :

$$\underline{\dot{\epsilon}}^p = \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\sigma}} = \sum_r \frac{\partial \Omega}{\partial f^r} \frac{\partial f^r}{\partial \underline{\sigma}} = \sum_r \dot{\gamma}^r \underline{\mathbf{m}}^r \quad (\text{E.1.5})$$

où le multiplicateur visco-plastique et la vitesse de glissement sur chaque système sont définis comme :

$$\dot{v}^s = \frac{\partial \Omega}{\partial f^s} = \left\langle \frac{f^s}{K} \right\rangle^n \quad \dot{\gamma}^s = \dot{v}^s \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad (\text{E.1.6})$$

et où  $\underline{\mathbf{m}}^s$  représente le tenseur d'orientation du système  $s$ , défini à partir de la normale au plan de glissement  $\underline{\mathbf{n}}^s$  et de la direction de glissement  $\underline{\mathbf{l}}^s$  :

$$\underline{\mathbf{m}}^s = \frac{1}{2} (\underline{\mathbf{l}}^s \otimes \underline{\mathbf{n}}^s + \underline{\mathbf{n}}^s \otimes \underline{\mathbf{l}}^s) \quad (\text{E.1.7})$$

Enfin le potentiel de dissipation  $F^s$  s'écrit <sup>1</sup> :

$$F^s = f^s + b\rho^s r^s + \frac{D}{2c} (x^s)^2 \quad (\text{E.1.8})$$

et on en déduit l'évolution des variables internes par dérivation vis-à-vis des forces thermodynamiques :

$$\dot{\alpha}^s = - \sum_r \dot{v}^r \frac{\partial F^r}{\partial x^s} = (\text{signe}(\tau^s - x^s) - D\alpha^s) \dot{v}^s \quad (\text{E.1.9})$$

$$\dot{\rho}^s = - \sum_r \dot{v}^r \frac{\partial F^r}{\partial r^s} = (1 - b\rho^s) \dot{v}^s \quad (\text{E.1.10})$$

## E.2 Sensibilité à la matrice d'interaction

*Note* : Cette annexe nécessite la lecture du chapitre 6.

En raison de la difficulté à déterminer la matrice d'orientation  $h_{ij}$  de la loi de plasticité cristalline, une étude de sensibilité vis-à-vis de ce paramètre est effectuée.

Afin d'estimer l'influence de la matrice d'écrouissage sur la réponse plastique en pointe de fissure (notamment en terme de systèmes activés et de quantité de glissement), les trois matrices introduites (paramètres 5.2.1 à 5.2.3) sont comparées, ainsi que 64 autres matrices  $[h_1/2, 2h_1] \times [h_2/2, 2h_2] \times [h_3/2, 2h_3] \times [h_4/2, 2h_4] \times [h_5/2, 2h_5] \times [h_6/2, 2h_6]$  (à partir des paramètres 5.2.3).

Pour l'orientation cristallographique étudiée (20°, 43°, 66°), aucune différence n'est observée entre ces différentes matrice d'interaction (Figure E.1) ; ni en terme de quantité de plasticité, ni en terme de systèmes activés, à la distance  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  de la pointe de fissure.

1. En pratique, le potentiel  $F_*^s = f^s + b\rho^s r^s + D\alpha^s x^s$  donne également le même résultat.

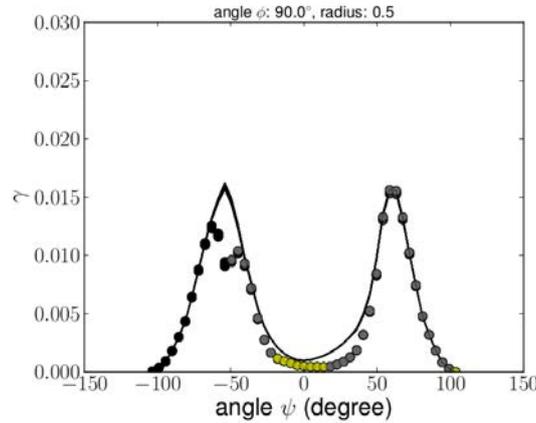


FIGURE E.1 – Comparaison du glissement de surface en pointe d’une particule fracturée dans un grain orienté ( $20^\circ$ ,  $43^\circ$ ,  $66^\circ$ ), pour 67 matrices d’interactions testées.

### E.3 Modèle macroscopique

Le type de loi de comportement plastique macroscopique choisi comporte un écoulement isotrope et un écoulement cinématique. Une fois l’état initial fixé (dans notre cas, les tôles telles que livrées), la contrainte dans le domaine plastique peut s’exprimer indifféremment sous l’une des deux formes suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{tot}^{el} = E\varepsilon^{el} \\ \sigma_{tot}^p = R_0 + \underbrace{Q(1 - \exp(-bp))}_{\text{isotrope}} + \underbrace{\frac{c}{d}(1 - \exp(-d \cdot \Delta\varepsilon^p))}_{\text{cinématique}} + \underbrace{K(\dot{\varepsilon}^p)^{\frac{1}{n}}}_{\text{viscoplasticité}} \end{cases}$$

où  $R_0$  est la limite élastique,  $p$  est la déformation plastique cumulée, et  $\varepsilon_p$  est la déformation plastique.

L’identification a porté sur les paramètres  $R_0$ ,  $Q$ ,  $b$ ,  $C$  et  $D$  de loi de comportement plastique. Les valeurs  $K = 10$  et  $n = 25$  ont été fixées. Parmi les paramètres présentés en Tableaux E.1 et E.2, deux jeux sont directement réutilisables :

- traction sens L : optimisé pour une traction en sens L jusqu’à 5%, mais faux dès qu’il y a apparition de compression,
- cyclique sens L : optimisé pour une utilisation en cyclique (forme des cycles, adoucissement), le jeu décrit moins bien la courbe de traction que le précédent.

Il n’a pas été possible d’avoir à la fois une bonne représentation du coude de traction et de l’adoucissement cyclique dans le compromis.

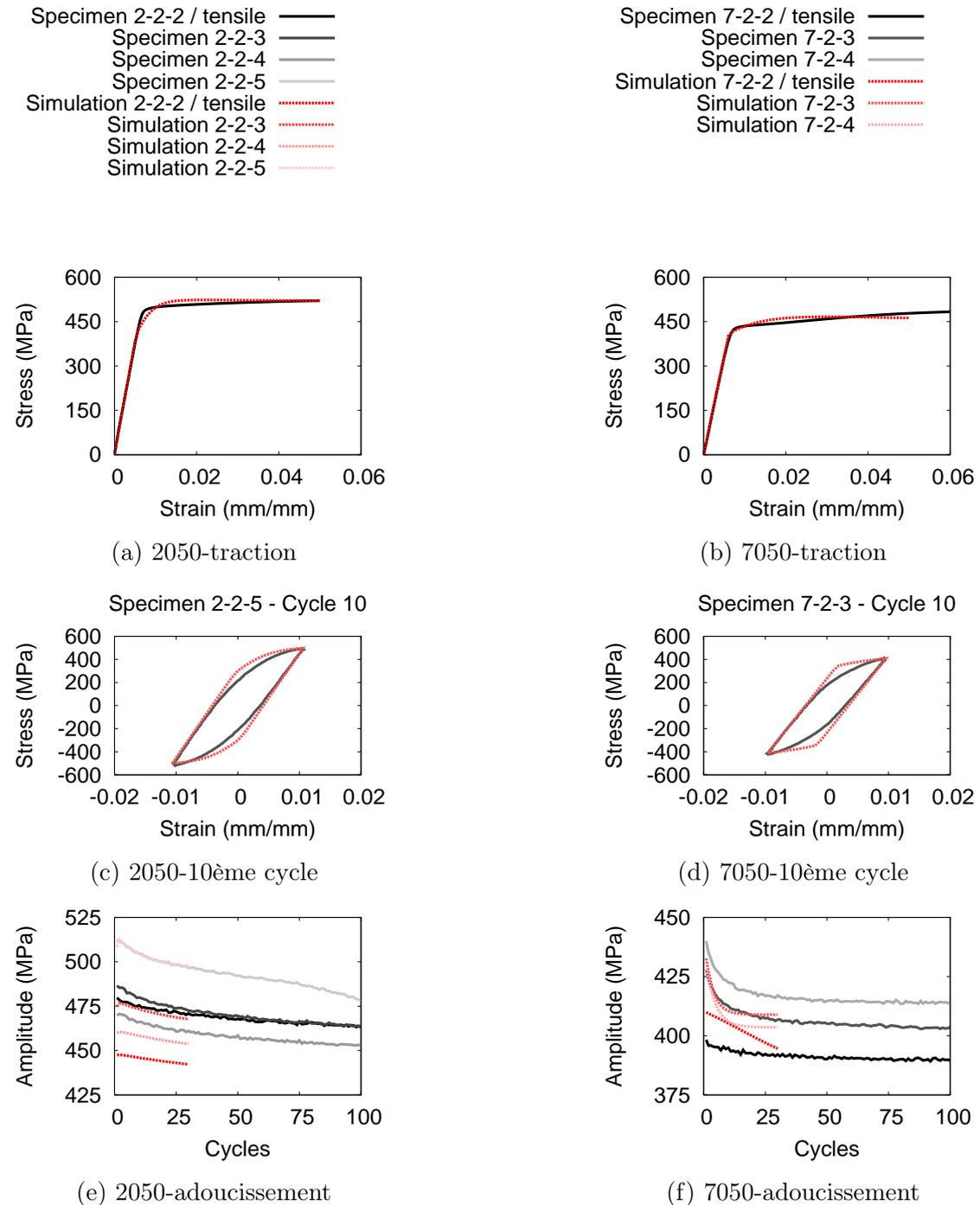


FIGURE E.2 – Comparaison de l'optimisation 'compromis' des paramètres de la loi de comportement macroscopique avec les essais réalisés sur le 2050-T8

	traction	cycle 10	adoucissement	<b>compromis</b>
$R_0$	330	330	433	400
Q	31	-102	-12,8	-20,5
b	43	11,6	9,2	5,4
c	501 694	113 733	55 364	47 611
D	3 224	388	744	409

Tableau E.1 – Paramètres des lois de comportement macroscopique identifiées en sens L pour le 2050.

	traction	cycle 10	adoucissement	<b>compromis</b>
$R_0$	417	500	418	400
Q	62	-252	-21	-32
b	22	12	11	23,2
c	500	65 615	1 541	10 092
D	20	274	799	136

Tableau E.2 – Paramètres des lois de comportement macroscopique identifiées en sens L pour le 7050.



# Annexe F

## Simulation numérique de la plasticité en pointe de fissure

### F.1 Choix du rayon de mesure $r$

Afin de choisir le rayon de mesure  $r$  qui sera utilisé, il est nécessaire de s'assurer que les résultats sont stables lorsque le maillage est affiné. Pour cela, les résultats à  $r_{0,2}$ ,  $r_{0,5}$  et  $r_{0,7}$  sont comparés en prenant le maillage utilisé pour l'ensemble de l'étude (I1E1) d'une part, et le maillage I2E1N30 d'autre part (les dénominations sont rappelées sur la Figure 6.6). Les résultats sont très proches pour les distances  $r_{0,5}$  et  $r_{0,7}$ , tandis qu'ils sont nettement différents pour  $r_{0,2}$ . La distance  $r_{0,2}$  ne peut donc pas être utilisée dans l'étude.

### F.2 Analyse statistique du glissement plastique

L'analyse de la partie 6.3.2 fait appel à la quantité de plasticité à deux distances de la pointe de fissure :  $r_{0,5}$  et  $r_{0,2}$ . Les mesures sont rappelées dans les Tableaux F.1 et F.2. Dans la plupart des cas (distribution isotrope ou de laminage, en surface ou en profondeur) la quantité de plasticité augmente plus rapidement pour une particule de 160 GPa que pour un pore lorsque le rayon de mesure passe de  $r_{0,5}$  à  $r_{0,2}$ . Dans le cas d'une particule cassée dont la pointe de fissure possède un rayon de courbure nul, la singularité accentuerait encore davantage cet effet.

	Distribution isotrope $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$		Distribution de laminage $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$	
	Surface	Profondeur	Surface	Profondeur
Pore	0,0030 / 2,6	0,0027 / 2,6	0,0036 / 2,2	0,0024 / 2,6
Particule 60 GPa	0,0033 / 2,7	0,0018 / 2,8	0,0033 / 2,4	0,0018 / 3,2
Particule 160 GPa	0,0035 / 3,1	0,0015 / 3,3	0,0033 / 2,9	0,0016 / 3,8

Tableau F.1 – Quantités  $\langle q_{moy} \rangle$  et  $\langle q_{loc} \rangle$  à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure.

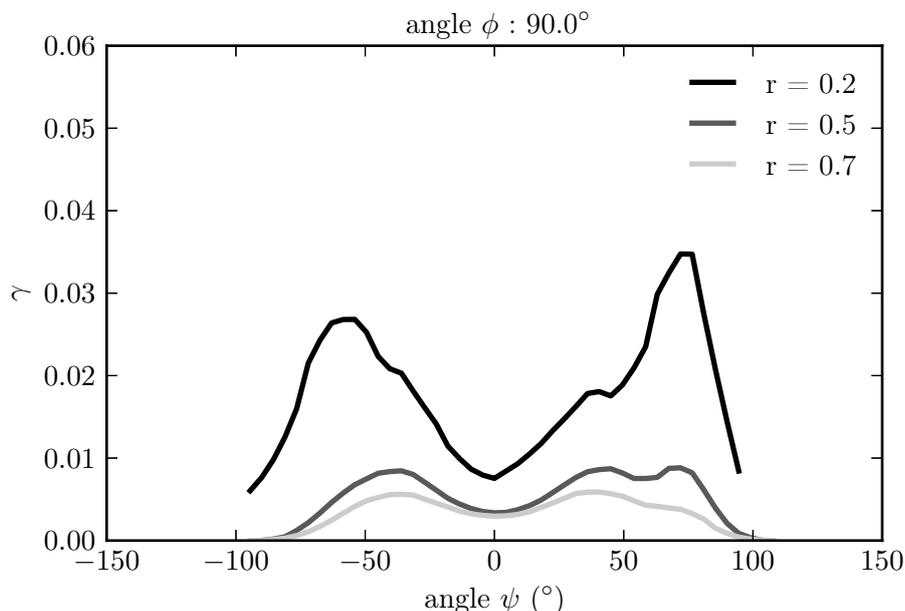


FIGURE F.1 – (Maillage I1E1, Figure 6.6) Comparaison du glissement cumulé pour trois arcs de mesure  $r_{0,2} = 0,2 R_{particule}$ ,  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  et  $r_{0,7} = 0,7 R_{particule}$ .

	Distribution isotrope $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$		Distribution de laminage $\langle q_{moy} \rangle / \langle q_{loc} \rangle$	
	Surface	Profondeur	Surface	Profondeur
Pore	0,0075 / 2,31	0,0071 / 2,45	0,0069 / 2,21	0,0070 / 2,39
Particule 60 GPa	0,0090 / 2,44	0,0052 / 2,53	0,0094 / 2,25	0,0054 / 2,76
Particule 160 GPa	0,0108 / 2,66	0,0046 / 2,92	0,0100 / 2,53	0,0042 / 3,30

Tableau F.2 – Quantités  $\langle q_{moy} \rangle$  et  $\langle q_{loc} \rangle$  à une distance  $r_{0,2}$  de la pointe de fissure. Les résultats sont obtenus sur le maillage I1E2 à  $r_{0,2}$  (un maillage plus affiné serait nécessaire pour obtenir des valeurs stabilisées, notamment en ce qui concerne le paramètre de localisation).

En ce qui concerne le nombre de systèmes activés, les résultats sont différents pour une texture isotrope et une texture de laminage : dans le premier cas les écarts sont davantage marqués entre la surface et la profondeur, ainsi qu'entre un pore et une particule de 160 GPa (Tableau F.3).

### F.3 Orientation cristallographique et amorçage

Les simulations numériques réalisées dans cette annexe montrent que la quantité moyenne de plasticité à une distance  $r_{0,5}$  de la pointe de fissure est corrélée à la valeur du facteur de Schmid le plus élevé (Figure F.3). La corrélation la plus nette

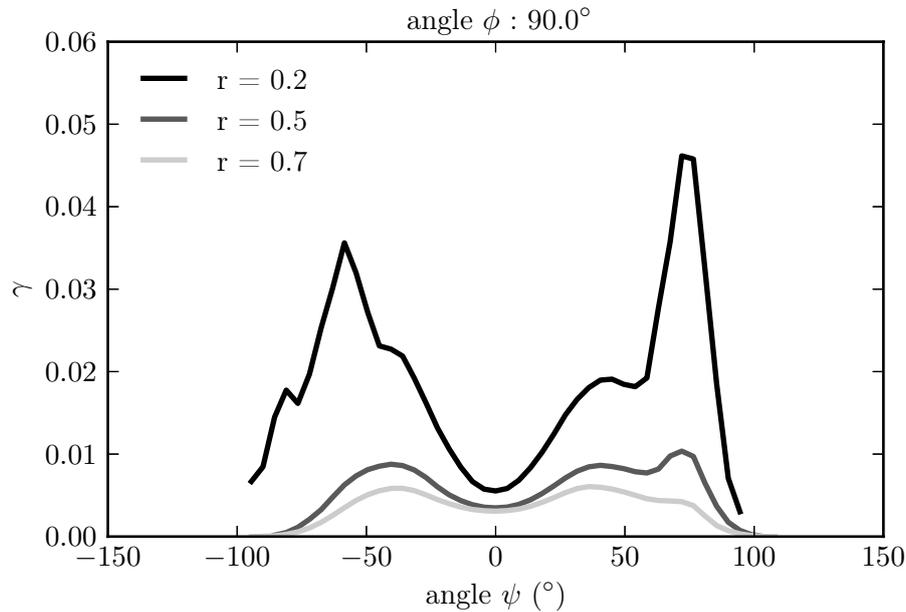
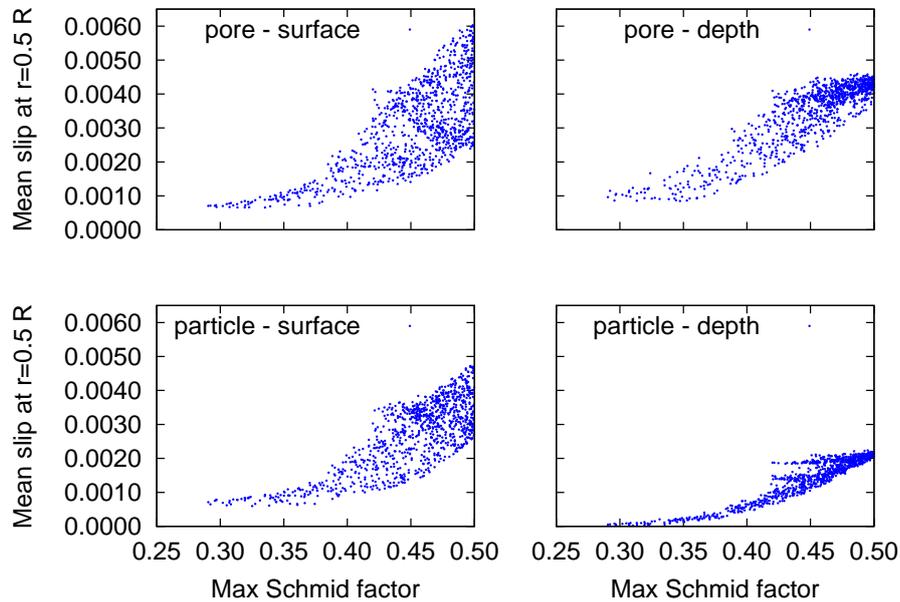


FIGURE F.2 – (Maillage I2E1N30, Figure 6.6) Comparaison du glissement cumulé pour trois arcs de mesure  $r_{0,2} = 0,2 R_{particule}$ ,  $r_{0,5} = 0,5 R_{particule}$  et  $r_{0,7} = 0,7 R_{particule}$ .

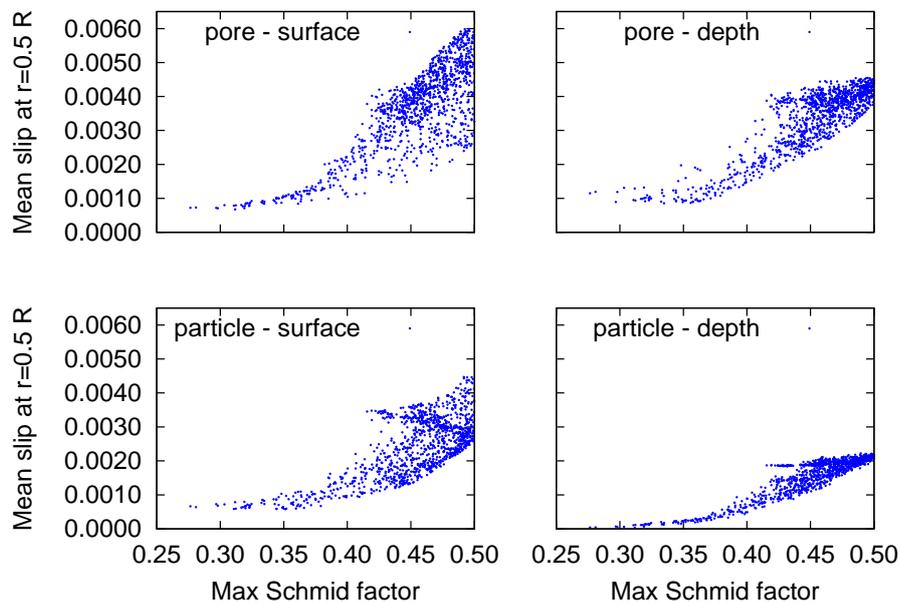
	Distribution isotrope		Distribution de laminage	
	Surface	Profondeur	Surface	Profondeur
Pore	1,9 / 35%	2,1 / 22%	2,0 / 30%	2,0 / 23%
Particule 60 GPa	1,7 / 46%	2,1 / 25%	2,1 / 32%	2,1 / 30%
Particule 160 GPa	1,7 / 49%	2,1 / 27%	1,9 / 35%	2,1 / 31%

Tableau F.3 – Nombre moyen de systèmes activés dans la direction de glissement maximale à  $r_{0,5}$  pour un grand nombre d'orientations cristallographiques et pourcentage de cas où un unique système est activé.

est trouvé en profondeur pour une particule cassée. Pour un pore, cette corrélation est en revanche associée à une grande dispersion.



(a) Distribution isotrope



(b) Distribution de laminage

FIGURE F.3 – Représentation du glissement moyen en pointe de fissure (surface et profondeur) en fonction du facteur de Schmid maximum, pour 1000 orientations aléatoires.

# Annexe G

## Loi de comportement pour endommagement en fatigue

### G.1 Prise en compte du plan de rupture réel

De manière à ce que le modèle prenne en compte un unique plan de rupture (tel qu'observé expérimentalement), et non plus les quatre plans de glissement sans distinction, une modification du modèle FatiX est proposée. On note  $\underline{\mathbf{n}}^i$  la normale au plan de glissement d'indice  $i$ , et  $\underline{\mathbf{K}}^i = \underline{\mathbf{n}}^i \otimes \underline{\mathbf{n}}^i$  son tenseur d'orientation. Durant le début du chargement, on regarde indépendamment les conditions (E) :

$$(E) \quad \forall i, \quad \langle \underline{\boldsymbol{\sigma}} : \underline{\mathbf{K}}^i - Y \rangle > 0 \quad (\text{G.1.1})$$

Tant qu'aucune des conditions n'est vérifiée, le critère s'écrit  $f^s = |\tau^s - x^s| - r^s$ . Durant cette phase il est donc exactement égal au critère du modèle FatiX. Dès que le premier critère est vérifié pour  $i = i_0$ , le choix du plan de rupture définitif est effectué conformément aux prévisions basées sur les observations expérimentales (l'indice du plan de rupture est  $i = i_1$ ). On choisit alors de modifier les douze critères qui s'écrivent :

$$f^s = |\tau^s - x^s| - r^s + \langle \underline{\boldsymbol{\sigma}} : \underline{\mathbf{K}}^{i_1} - Y \rangle \quad (\text{G.1.2})$$

L'ensemble des lois d'évolution qui en découlent sont modifiées en conséquence. Avec une telle formulation, il devient possible de définir une ouverture  $\delta_{ouv}$  perpendiculairement au plan de rupture choisi, qui pourra servir dans le cas d'un traitement dédié de la fermeture de fissure. Si le bon plan de rupture est choisi dans l'élément de volume, il est attendu que le modèle favorise les bandes de glissement (dans lesquelles l'orientation des plans de rupture est *a priori* davantage favorable à l'ouverture de fissure).

Les conditions (E) sont traitées indépendamment du critère  $f^s$ . Rien n'impose donc de limiter ces conditions aux quatre plans de glissement. S'il est observé expérimentalement que le plan de rupture est une moyenne de deux plans de glissement

(partiellement constaté dans le chapitre 6 sous certaines conditions), alors il est également possible d'inclure dans les conditions (E) l'ensemble des plans médians.

## G.2 Correction de la prise en compte de la fermeture de fissure

Le comportement du modèle FatiX vis-à-vis de la fermeture de fissure a deux caractéristiques :

- des contraintes uniaxiales de compression, assimilables à de la fermeture de fissure, apparaissent lors de la partie compressive d'un cycle de déformation ;
- cette fermeture apparaît dès le début de la décharge, aspect sur lequel le modèle nécessite d'être amélioré.

Afin de répondre au second point, plusieurs options peuvent être envisagées. La première consisterait à transformer l'élément en un élément d'interface lorsqu'il est cassé (transmission des efforts en compression) ; il faudrait pour cela que les forces  $x^s$  tendent vers 0, par exemple à l'aide d'un terme en  $(1 - d)$ . La seconde option consiste à retirer les éléments cassés du maillage, comme ce qui a été fait dans la partie principale du manuscrit. Une dernière option, qui est détaillée dans cette annexe, conserve le modèle FatiX tel qu'il est formulé dans sa version avec choix d'un unique plan de rupture (partie G.1), et l'inclut dans un cadre permettant de définir l'apparition de fermeture (contrainte de compression) en fonction d'une variable d'ouverture  $\delta_{ouv}$ .

### G.2.1 Mesure d'ouverture de fissure

La notion de fermeture de fissure est définie par opposition à une notion d'ouverture de fissure, qui peut être quantifiée. Dans les explications à venir, l'ouverture de la fissure (ou de l'endommagement en cours) est perçue comme un déplacement perpendiculaire à un *plan de rupture* de normale  $\underline{k}$  et de tenseur d'orientation  $\underline{K} = \underline{k} \otimes \underline{k}$  (Figure G.1). Le plan de rupture est classiquement choisi en tenant compte de l'histoire du chargement (par exemple en choisissant le plan contenant le système ayant accumulé le plus de plasticité). Une *mesure d'ouverture*  $\delta_{ouv}$  est ensuite définie à partir de la donnée de ce plan. Elle évolue dès le début de l'endommagement suivant la relation :

$$\dot{\delta}_{ouv} = \underline{\dot{\epsilon}}^{in} : \underline{K} \quad \text{sous la condition} \quad \delta_{ouv} \geq 0 \quad (\text{G.2.1})$$

Une fissure est dite fermée si ses lèvres sont en contact, *i.e.*  $\delta_{ouv} = 0$ . On définit également une contrainte d'ouverture  $\sigma_{ouv}$ , correspondant à la contrainte le long de l'axe normal au plan de rupture :

$$\sigma_{ouv} = \underline{\sigma} : \underline{K} \quad (\text{G.2.2})$$

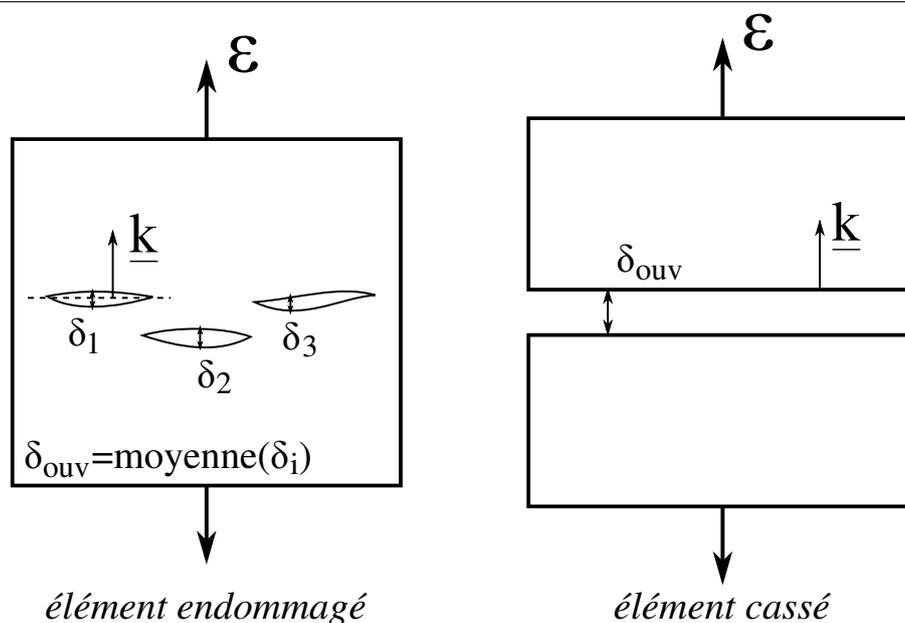


FIGURE G.1

## G.2.2 Modifications de la loi d'écoulement

La variable d'ouverture  $\delta_{ouv}$  permet de discriminer les cas où l'utilisation du modèle FatiX n'est pas adapté. On définit au préalable la grandeur  $Z = -(Y + \sum_s r^s) \leq 0$ , qui devient nulle lorsque l'élément est totalement cassé. Les cas qui nécessitent un traitement particulier sont énumérés comme suit :

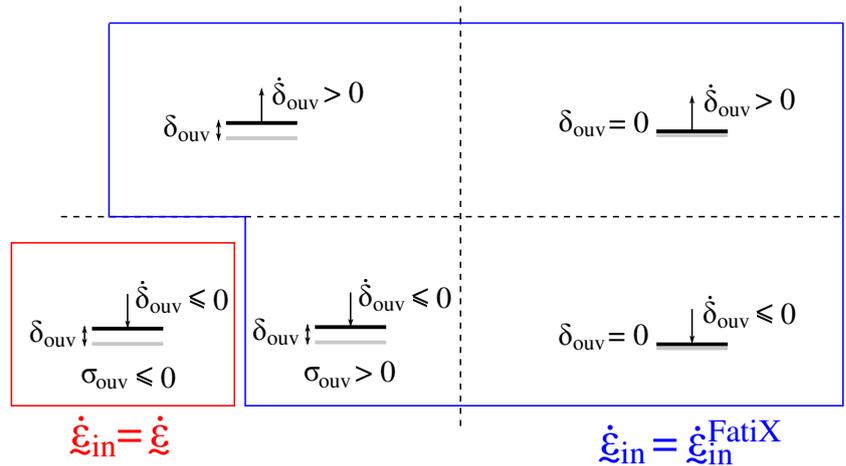
- pour un élément en cours d'endommagement ( $d > 0$ ,  $Z < 0$ ), la séquence de fermeture est la suivante : (i) relâchement de la contrainte  $\sigma_{ouv}$  jusqu'à ce qu'elle s'annule, (ii) mise en contact des lèvres (diminution de  $\delta_{ouv}$  jusqu'à zéro), (iii) entrée en compression ( $\sigma_{ouv} < 0$ ). Pour garantir la chronologie (ii)-(iii) l'évolution des contraintes est interrompue ( $\dot{\underline{\epsilon}}^{in} = \dot{\underline{\epsilon}}$ , soit  $\dot{\underline{\epsilon}}^e = \underline{\mathbf{0}}$ ) entre le moment où  $\sigma_{ouv}$  atteint zéro et le moment où  $\delta_{ouv}$  s'annule.
- pour un élément cassé ( $Z = 0$ ), il n'est pas envisageable d'avoir une contrainte de traction perpendiculaire au plan de rupture. Dès lors, l'évolution des contraintes est nulle au cours d'une phase d'ouverture ( $\dot{\delta}_{ouv} > 0$ ) dès que la contrainte  $\sigma_{ouv}$  devient positive.
- pour un élément cassé en cours de fermeture ( $\delta_{ouv} > 0$ ,  $\dot{\delta}_{ouv} \leq 0$ ), aucune évolution des contraintes n'est également attendue.

Dans le reste des cas, le modèle FatiX est utilisé, tel que synthétisé dans le schéma des conditions de fermeture sur la Figure G.2.

élément sain ( $d=0$ )

$$\dot{\xi}_{in} = \dot{\xi}_{in}^{FatiX}$$

élément endommagé ( $d>0 ; Z<0$ )



élément cassé ( $Z=0$ )

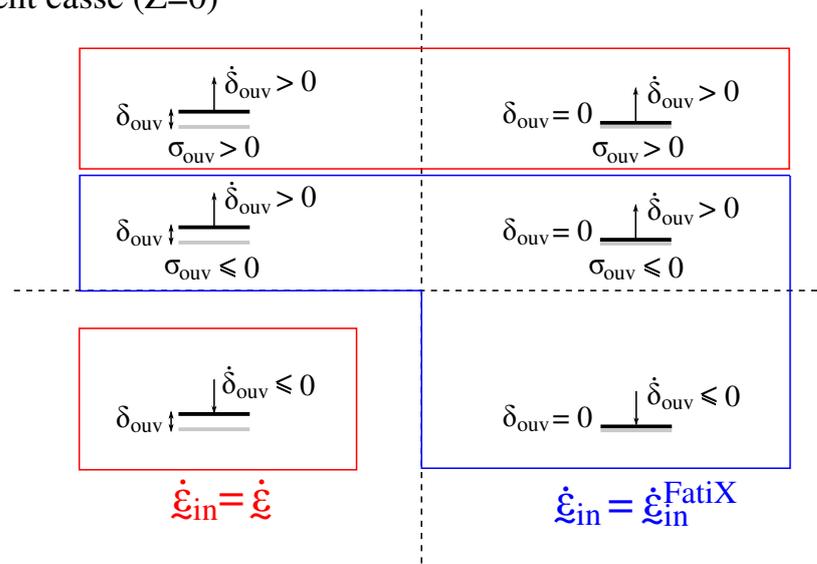


FIGURE G.2 – Conditions de fermeture du modèle d'endommagement.

### G.2.3 Compréhension de la fermeture sur un élément de volume

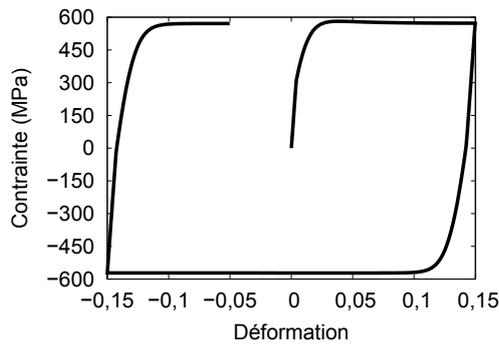
L'étude de la fermeture avant, pendant et une fois l'endommagement terminé est réalisée pour un plan de rupture dont la normale  $\underline{k}$  est alignée avec la direction de la déformation imposée. La même analyse est ensuite réalisée pour un plan de rupture

non connu *a priori* (celui possédant le système ayant accumulé le plus de plasticité à l'instant où l'endommagement commence). Afin de comparer la fermeture au cours des trois phases, différents jeux de paramètres ont été choisis ( $Y_0$ ,  $H_Y$ ,  $H_d$ ).

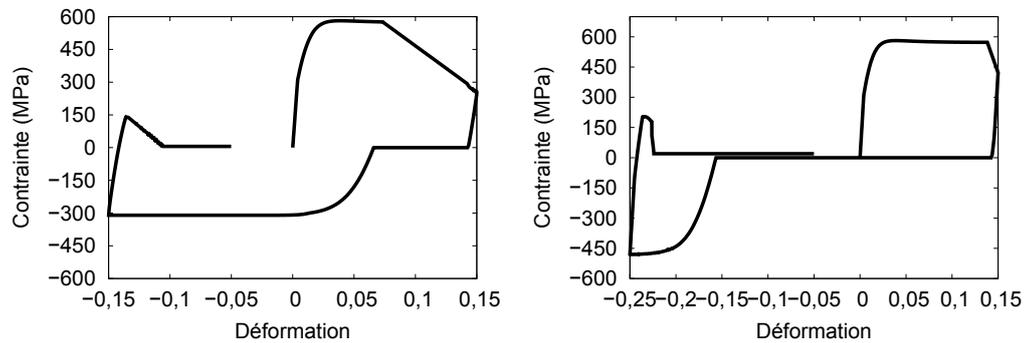
Lorsque le plan de rupture est orthogonal à la direction de sollicitation, les résultats sont intuitifs : en l'absence d'endommagement les cycles sont classiques (Figure G.3a) ; au cours de l'endommagement la contrainte normale  $\sigma_{ouv}$  reste nulle pendant la phase de fermeture de  $\delta_{ouv}$ , avant d'entrer en compression (Figure G.3b) ; pour un élément totalement cassé, la compression apparaît après que l'ouverture a atteint  $\delta_{ouv} = 0$  (Figure G.3c).

Lorsque le plan de rupture est penché, un effet moins évident apparaît : un élément cassé soumis à un déplacement uniaxial ne pourra pas entrer en compression ; les deux lèvres de la fissure sont comme deux surfaces qui peuvent glisser l'une contre l'autre sans frottement (Figures G.3d).

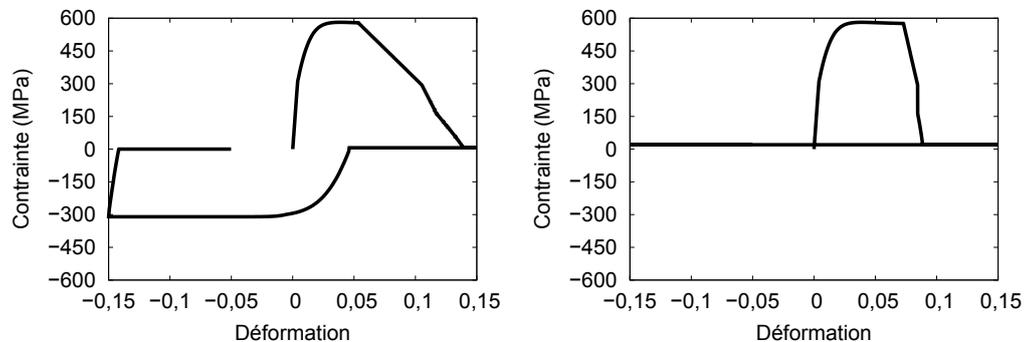
Afin de vérifier la rupture de l'élément de volume dans le cas de sollicitations principalement uniaxiales, la simulation suivante est réalisée : (i) un cycle de déformation uniaxial est réalisé, à la sortie duquel l'élément est réputé cassé ( $Z = 0$ ), (ii) une déformation de cisaillement est alors appliquée (Figure G.4). Le fait qu'aucune contrainte n'apparaisse durant le cisaillement signifie que l'élément réagit effectivement comme un élément cassé dans les différentes directions.



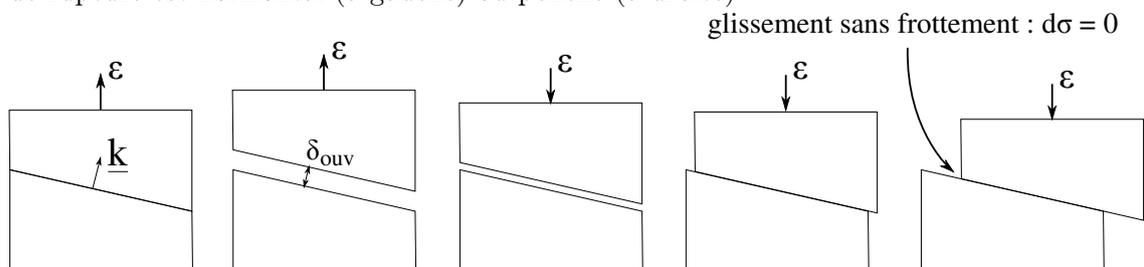
(a) Cycle avant endommagement ( $Y_0 = 30\,000$  MPa,  $H_Y = 8\,000$  MPa)



(b) Fermeture au cours de l'endommagement ( $Y_0 = 1\,500$  MPa,  $H_Y = 10\,000$  MPa), lorsque le plan de rupture est horizontal (à gauche) ou penché (à droite).



(c) Fermeture après rupture totale ( $Y_0 = 1\,500$  MPa,  $H_Y = 14\,000$  MPa), lorsque le plan de rupture est horizontal (à gauche) ou penché (à droite).



(d) Lors d'une sollicitation de déformation uniaxiale sur un élément de volume cassé, les deux lèvres de fissures peuvent entrer en contact et se déplacer en conservant  $d\sigma = \underline{0}$ .

FIGURE G.3 – Réponse sur un élément de volume du modèle prenant en compte la fermeture de fissure dans la direction du vecteur normal au plan de rupture  $\underline{k}$ .

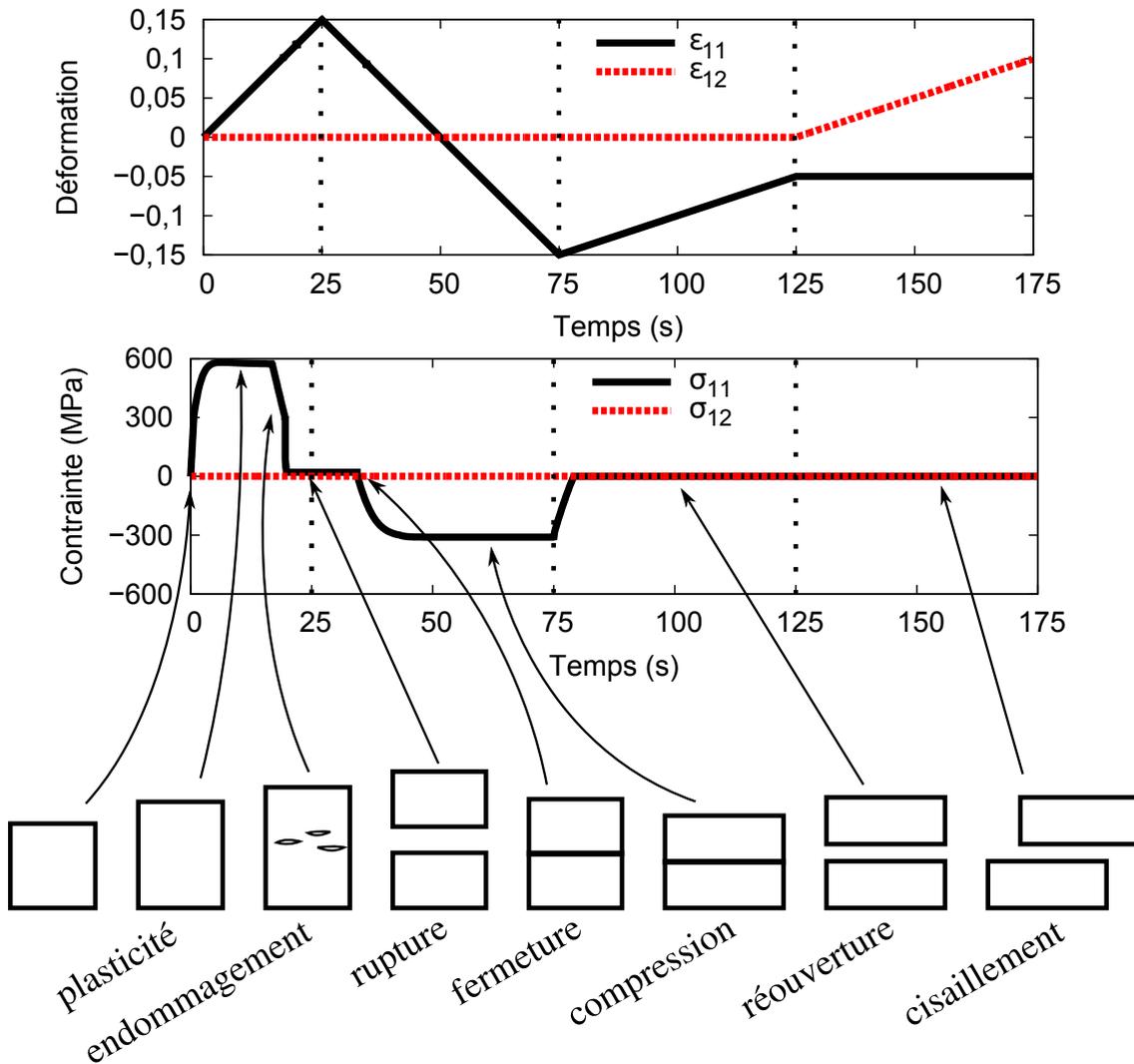


FIGURE G.4 – Évolution de la contrainte et représentation de l'état d'un élément de volume au cours d'un chargement de déformation uniaxial (orthogonal au plan de rupture imposé) suivi d'un cisaillement.



# Annexe H

## Détermination de l'orientation d'une facette de rupture

### H.1 Énoncé du problème

Cette annexe fournit une méthode de résolution au problème suivant :

*Je dispose d'un échantillon sur la fractographie duquel j'observe une grande facette lisse qui n'est pas horizontale. Comment puis-je faire pour retrouver le vecteur normal à cette facette en microscopie et en profilométrie ?*

Il sera ensuite rapide de répondre à la question subsidiaire suivante :

*Quel angle fait la facette avec la direction de sollicitation ?*

### H.2 Méthode de résolution en microscopie

Pour cette méthode, il est nécessaire de disposer d'images optiques/MEB pour différentes positions de la platine (rotation, tilt).

#### Données d'entrée

**3 inconnues** Du point de vue théorique, la détermination d'un vecteur est un problème à 3 inconnues. Dans le cas présent, nous cherchons un vecteur normal unitaire (de norme 1) : il ne resterait que 2 inconnues à déterminer. Mais puisque la surface observée en microscopie a une surface que nous ne connaissons pas, cela nous ramène de nouveau à 3 inconnues.

**Nombre d'images** Bien que le nombre minimum d'images dont il faut disposer soit de 3, il est recommandé en pratique d'en avoir plus. Par ailleurs, il faut faire attention à tourner l'échantillon suivant des axes de rotation différents, et à avoir des cas suffisamment écartés les uns des autres dans l'espace des rotations.

### Calcul préliminaire

Dans le MEB utilisé, les rotations se décomposent en deux temps. Tout d'abord, l'angle de rotation  $r$  fait tourner l'échantillon autour de l'axe vertical  $z$ . Puis, l'angle de tilt  $t$  fait tourner l'ensemble suivant un axe horizontal  $x$ .

Imaginons que la normale à la facette de l'échantillon s'écrive  $\vec{n} = (x, y, z)$ . Alors après rotation puis tilt, le nouveau vecteur s'écrit  $\vec{n}(r, t) = R_x(t)R_z(r)\vec{n}$ , où  $R_x(t)$  et  $R_z(r)$  désignent les matrices de rotation respectives.

En combinant ces rotations avec le fait que l'observation a lieu dans la direction  $\vec{C} = (C_x, C_y, C_z)$ , et en notant  $S_0$  la surface réelle de la facette, la surface  $S(r, t)$  mesurée sur l'image est obtenue par produit scalaire de  $\vec{n}(r, t)$  et  $\vec{C}$  :

$$\begin{aligned} S(r, t) = S_0 & [(x \cos r - y \sin r)C_x \\ & + (x \sin r \cos t + y \cos r \cos t - z \sin t)C_y \\ & + (x \sin r \sin t + y \cos r \sin t + z \cos t)C_z] \end{aligned} \quad (\text{H.2.1})$$

*Remarque* Suivant le dispositif, il est possible qu'il faille utiliser  $-t$  à la place de  $t$  ou  $-r$  à la place de  $r$ .

### Calcul du vecteur normal

Le calcul du vecteur normal fait appel à l'utilisation d'un solveur (ceux disponibles sur Excel ou OpenOffice fonctionnent).

**Première étape** Il faut commencer par entrer les surfaces relatives mesurées sur les images, en tenant compte du grandissement si cela s'avère nécessaire (en divisant par exemple). À chaque mesure on associe les angles  $r$  et  $t$ . On normalise les surfaces par un facteur  $k$  qui sera détaillé plus tard.

**Seconde étape** On entre les coordonnées du vecteur d'observation, et un vecteur normal unitaire quelconque. En utilisant ces valeurs et la formule H.2.1 du paragraphe précédent, il est possible de calculer la surface visible à un facteur multiplicatif près.

**Dernière étape** On utilise un solveur pour minimiser simultanément sur l'ensemble des couples  $(r, t)$  l'erreur (distance quadratique par exemple) entre les surfaces mesurées et les surfaces calculées, en faisant varier le facteur  $k$  (qui correspondra alors à la surface réelle de la facette) et le vecteur normal (en faisant attention de le maintenir unitaire). La meilleure solution obtenue correspond au vecteur normal à la facette recherché.

### H.3 Méthode de résolution en profilométrie

La profilométrie permet d'obtenir l'altitude d'un point (résolution latérale de  $2\ \mu\text{m}$ ) avec une précision théorique de  $20\ \text{nm}$ . Lors de la visualisation, il est possible d'observer facilement les iso-altitudes, ainsi que les profils le long d'une coupe.

On choisit comme trièdre d'orientation, celui formé par la normale à la surface libre de l'échantillon en  $y$ , la direction de sollicitation en  $z$ , et le produit vectoriel des deux précédents en  $x$  (contenu dans la surface libre).

Prenons une altitude qui a été identifiée comme étant sur la facette orientée. La facette étant supposée plane, l'iso-altitude est droite (Figure H.1). En notant les coordonnées du vecteur directeur unitaire, on connaît un vecteur  $c_1$  appartenant à la facette, dont la composante  $z$  est nulle :

$$\vec{c}_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

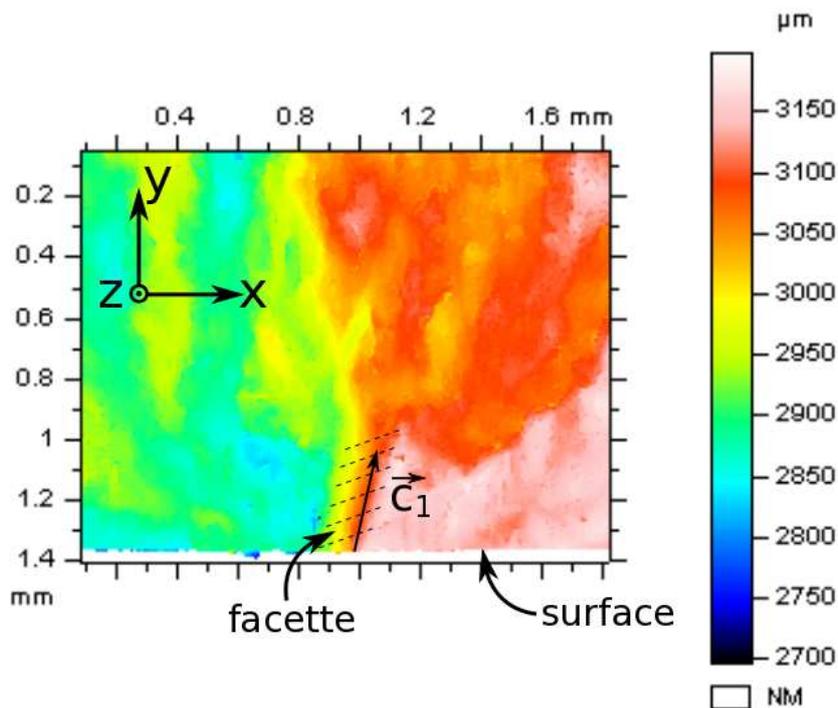


FIGURE H.1 – Vue de dessus de la fractographie, avec représentation des altitudes : le vecteur  $\vec{c}_1$  débouchant sur la surface correspond à une isoaltitude de la facette (zone hachurée).

Prenons maintenant un profil d'altitude parallèle à la surface libre de l'éprouvette. De même, apparaît une droite correspondant à la facette (Figure H.2), de vecteur directeur unitaire  $c_2$ . Ce vecteur a sa composante  $y$  nulle :

$$\vec{c}_2 = \begin{pmatrix} x_2 \\ 0 \\ z_2 \end{pmatrix}$$

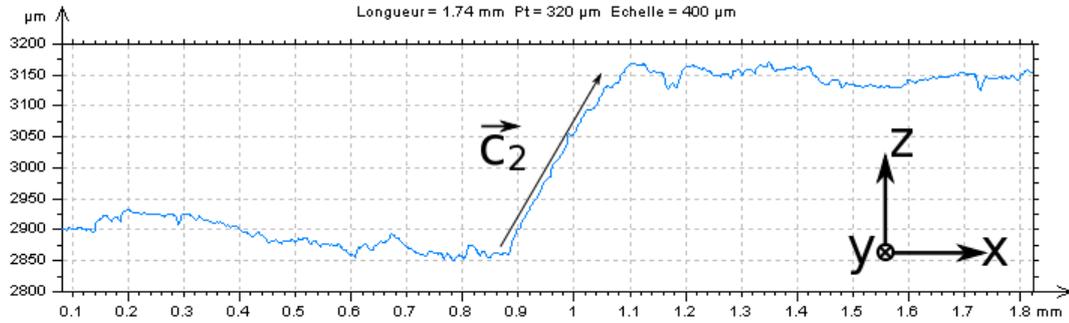


FIGURE H.2 – Profil parallèle à la surface et traversant la facette du même échantillon que celui présenté en Figure H.1.

On obtient alors le vecteur unitaire normal à la facette  $\vec{n}$  par simple produit vectoriel :

$$\vec{n} = \vec{c}_1 \wedge \vec{c}_2 = \begin{pmatrix} y_1 z_2 \\ z_2 x_1 \\ -y_1 x_2 \end{pmatrix}$$

### H.3.1 Calcul de l'angle

L'angle  $\theta$  entre la direction de sollicitation  $\vec{F}$  et la normale à la facette  $\vec{n}$  se calcule simplement à partir de la donnée de ces deux vecteurs :

$$\theta = \arccos \left( \frac{\vec{F} \cdot \vec{n}}{\|\vec{F}\| \|\vec{n}\|} \right) \quad (\text{H.3.1})$$