



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique de la fragmentation de particules de formes complexes avec une application au laminage des alliages d'aluminium

Nicolas Moulin

► **To cite this version:**

Nicolas Moulin. Modélisation numérique de la fragmentation de particules de formes complexes avec une application au laminage des alliages d'aluminium. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2008. Français. NNT : . tel-00348163

**HAL Id: tel-00348163**

**<https://theses.hal.science/tel-00348163v1>**

Submitted on 18 Dec 2008

**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

présenté par

Nicolas MOULIN

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

## Modélisation numérique de la fragmentation de particules de formes complexes avec une application au laminage des alliages d'aluminium

soutenue à Saint-Étienne le 1<sup>er</sup> Février 2008

### Composition du jury

<i>Président :</i>	Julian Driver	Directeur de Recherche	<i>SMS, ENSM - St-Etienne</i>
<i>Rapporteurs :</i>	Jacques Besson	Directeur de Recherche CNRS	<i>CdM, ENSMP - Paris</i>
	Michel Suéry	Directeur de Recherche CNRS	<i>GPM2, ENSPG - Grenoble</i>
<i>Examineurs :</i>	Eric Maire	Chargé de Recherche CNRS	<i>MATEIS, INSA - Lyon</i>
	Jean-Marie Feppon	Ingénieur de Recherche	<i>CRV, ALCAN - Voreppe</i>
<i>Directeurs de thèse :</i>	Helmut Klöcker	Maître de Recherche	<i>SMS, ENSMSE - St-Etienne</i>
	Dominique Jeulin	Directeur de Recherche	<i>CMM, ENSMP - Paris</i>

**□ Spécialités doctorales :**

**SCIENCES ET GENIE DES MATERIAUX**  
**MECANIQUE ET INGENIERIE**  
**GENIE DES PROCEDES**  
**SCIENCES DE LA TERRE**  
**SCIENCES ET GENIE DE L'ENVIRONNEMENT**  
**MATHEMATIQUES APPLIQUEES**  
**INFORMATIQUE**  
**IMAGE, VISION, SIGNAL**  
**GENIE INDUSTRIEL**  
**MICROELECTRONIQUE**

**Responsables :**

**J. DRIVER** Directeur de recherche – Centre SMS  
**A. VAUTRIN** Professeur – Centre SMS  
**G. THOMAS** Professeur – Centre SPIN  
**B. GUY** Maître de recherche – Centre SPIN  
**J. BOURGOIS** Professeur – Centre SITE  
**E. TOUBOUL** Ingénieur – Centre G2I  
**O. BOISSIER** Professeur – Centre G2I  
**JC. PINOLI** Professeur – Centre CIS  
**P. BURLAT** Professeur – Centre G2I  
**Ph. COLLOT** Professeur – Centre CMP

**□ Enseignants-chercheurs et chercheurs autorisés à diriger des thèses de doctorat (titulaires d'un doctorat d'Etat ou d'une HDR)**

BATTON-HUBERT	Mireille	MA	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BENABEN	Patrick	PR 2	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
BERNACHE-ASSOLANT	Didier	PR 1	Génie des Procédés	CIS
BIGOT	Jean-Pierre	MR	Génie des Procédés	SPIN
BILAL	Essaïd	DR	Sciences de la Terre	SPIN
BOISSIER	Olivier	PR 2	Informatique	G2I
BOUCHER	Xavier	MA	Génie Industriel	G2I
BOUDAREL	Marie-Reine	MA	Sciences de l'inform. & com.	DF
BOURGOIS	Jacques	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BRODHAG	Christian	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BURLAT	Patrick	PR 2	Génie industriel	G2I
CARRARO	Laurent	PR 1	Mathématiques Appliquées	G2I
COLLOT	Philippe	PR 1	Microélectronique	CMP
COURNIL	Michel	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
DAUZERE-PERES	Stéphane	PR 1	Génie industriel	CMP
DARRIEULAT	Michel	ICM	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DECHOMETTS	Roland	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
DESRAYAUD	Christophe	MA	Mécanique & Ingénierie	SMS
DELAFOUSSE	David	PR 2	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DOLGUI	Alexandre	PR 1	Génie Industriel	G2I
DRAPIER	Sylvain	PR 2	Mécanique & Ingénierie	SMS
DRIVER	Julian	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FOREST	Bernard	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CIS
FORMISYN	Pascal	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
FORTUNIER	Roland	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CMP
FRACZKIEWICZ	Anna	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GARCIA	Daniel	CR	Génie des Procédés	SPIN
GIRARDOT	Jean-Jacques	MR	Informatique	G2I
GOEURIOT	Dominique	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GOEURIOT	Patrice	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GRAILLOT	Didier	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
GROSSEAU	Philippe	MR	Génie des Procédés	SPIN
GRUY	Frédéric	MR	Génie des Procédés	SPIN
GUILHOT	Bernard	DR	Génie des Procédés	CIS
GUY	Bernard	MR	Sciences de la Terre	SPIN
GUYONNET	René	DR	Génie des Procédés	SPIN
HERRI	Jean-Michel	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
KLÖCKER	Helmut	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
LAFOREST	Valérie	CR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
LI	Jean-Michel	EC (CCI MP)	Microélectronique	CMP
LONDICHE	Henry	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
MOLIMARD	Jérôme	MA	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
MONTHEILLET	Frank	DR 1 CNRS	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
PERIER-CAMBY	Laurent	PR1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Christophe	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Michèle	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PINOLI	Jean-Charles	PR 1	Image, Vision, Signal	CIS
STOLARZ	Jacques	CR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
SZAFNICKI	Konrad	CR	Sciences de la Terre	SITE
THOMAS	Gérard	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
VALDIVIESO	François	MA	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
VAUTRIN	Alain	PR 1	Mécanique & Ingénierie	SMS
VIRICELLE	Jean-Paul	MR	Génie des procédés	SPIN
WOLSKI	Krzysztof	CR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
XIE	Xiaolan	PR 1	Génie industriel	CIS

**Glossaire :**

PR 1 Professeur 1<sup>ère</sup> catégorie  
 PR 2 Professeur 2<sup>ème</sup> catégorie  
 MA(MDC)Maître assistant  
 DR (DR1) Directeur de recherche  
 Ing. Ingénieur  
 MR(DR2) Maître de recherche  
 CR Chargé de recherche  
 EC Enseignant-chercheur  
 ICM Ingénieur en chef des mines

**Centres :**

SMS Sciences des Matériaux et des Structures  
 SPIN Sciences des Processus Industriels et Naturels  
 SITE Sciences Information et Technologies pour l'Environnement  
 G2I Génie Industriel et Informatique  
 CMP Centre de Microélectronique de Provence  
 CIS Centre Ingénierie et Santé

*Ce travail de thèse fut soutenu par la Région Rhône Alpes dans le cadre d'un projet prioritaire Matériaux intitulé « Rupture de particules intermétalliques pendant le laminage à chaud d'alliages d'aluminium » .*



*à ma mère,*



## Remerciements

Ce document présente l'aboutissement de trois années de thèse passées au département Microstructures et Traitements Thermomécaniques, laboratoire de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne. Je souhaite remercier ici, l'ensemble des personnes qui m'ont permis par leur aide et leur soutien de mener à bien ce travail.

Messieurs les Professeurs Jacques BESSON et Michel SUÉRY ont accepté de rapporter ce travail ; je les remercie sincèrement d'avoir accédé à cette lourde tâche.

Mes remerciements sincères au Professeur Julian DRIVER d'avoir accepté de présider ma soutenance de thèse.

Je tiens également à remercier Éric MAIRE d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse. Je le remercie également pour le temps qu'il a passé avec moi lors des expérimentations de tomographie à rayons X à l'ESRF.

J'exprime enfin mes remerciements à Jean-Marie FEPPON du CRV d'avoir accepté d'être membre de mon jury et d'avoir su porter son point de vue industriel sur mon travail.

Je tiens à manifester ma reconnaissance à Helmut KLÖCKER qui a encadré ce travail de thèse. Je le remercie vivement des nombreuses discussions que nous avons eues concernant les aspects techniques et théoriques de ce travail. Je lui sais gré de m'avoir apporté ses précieux conseils et son soutien tout au long de ma thèse.

J'adresse pareillement mes remerciements les plus vifs à Dominique JEULIN, qui a co-encadré cette thèse. Je le remercie pour m'avoir fait découvrir les concepts de morphologies mathématiques et d'analyse d'images. Nos nombreuses discussions, à Saint-Étienne comme à Fontainebleau, ont sans nul doute participé au succès de ce travail.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel de l'ESRF et en particulier celui de la ligne ID19 pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Un remerciement tout particulier et chaleureux à Annabelle BIGOT pour son aide et ses connaissances métallurgiques des alliages d'aluminium ainsi que son imagination.

J'exprime également toute ma sympathie au personnel du laboratoire Hubert Curien de Saint-Étienne et en particulier à Christophe DUCOTTET, pour leurs apports sur les aspects d'analyse d'images.

Mes sincères remerciements à Estelle PARRA-DENIS et Jean STAWIASKI, respectivement Docteur de l'université de Saint-Étienne et Doctorant au centre de morphologie mathématiques de Fontainebleau, avec qui j'ai pu travailler en étroite collaboration sur des aspects originaux de mon travail.



Mes plus chaleureux remerciements à tous les membres du laboratoire que j'ai côtoyé durant ces trois années. Également, toute ma sympathie au personnel du LTDS où j'ai réalisé mon master et avec lequel j'ai eu l'occasion de collaborer pendant ma thèse.

Je voudrai adresser des remerciements tous particuliers à :

Guillaume et Éric, pour nos nombreuses discussions scientifiques. . .

Fred et Alex pour notre petite virée à Las Vegas ; une conférence mémorable !

Seb, le *gamer addict*, pour m'avoir supporté pendant trois ans dans notre bureau. Il y aurait beaucoup de chose à raconter sur nos (très) nombreuses pauses café, en tout cas, que de bons souvenirs.

Benoit, *Mister ZeBuLoN*, pour m'avoir converti au monde linuxien et pour son aide précieuse lors de mes nombreux bugs.

Yong Gang, dit *Super Chinese*, pour nos franches parties de rigolade en le regardant grimper et en lui expliquant les manips de corde ; au début...

Alexandre, dit *Alex*, pour m'avoir transmis sa passion pour l'escalade. Merci aussi pour nos nombreuses fin d'après-midi passées à s'acharner dans *Pilule*, *Asdrofule*, *Voir Corbière et Mourir* et à l'écouter râler à chaque essai raté.

Nicolas, dit *Mistouze*, l'homme qui avec un crampon dans la jambe, un doigt amoché et un genou en *vrille* arrive encore à faire du 7 en bloc ! Je le remercie pour son amitié et, comme dit Alex pour ses *regonflages de moral* dont il a le secret.

Olivier, dit *Oliver...de Peur* comme le nom d'une voie « célèbre » . Merci, pour nos après-midi passées à grimper alors qu'on aurait dû...

Alban, pour m'avoir trainé en Week-end à Céüse pendant la rédaction alors que j'avais une forme d'escargot.

Pierre-Jacques, dit *PJ*, pour nos longues séances de pan...souvent trop longue pour moi. . .

Yannick, pour toutes les séances de *tortures* qu'il nous a préparées et tous les bons moments passés à suer ensemble.

Mes plus chaleureux remerciements à tous les autres doctorants, techniciens du laboratoire que j'ai côtoyé tous les jours : Fabrice, Adrien, Dimitri, Olivier, Emmanuel, Sanaa, Tiphaine, Jean-Philippe, Alexis, Pierre, Mathieu, Romain, Quentin, Rébecca, Prisca, Mathieu, Laurent, Nathalie, Mialy, Nicolas, Mei, Pascal, Nicolas, Muriel, Chrystelle, Gilles, Olivier, Thierry ... j'en oublie sûrement, merci à tous.

Enfin, je tiens à exprimer toute ma gratitude à mes parents, à ma sœur, à la nouvelle génération et plus généralement à toute ma famille pour leur soutien et pour être venue nombreux lors de ma soutenance. Je tiens à remercier tout particulièrement mon père mais aussi ma mère avec qui, malheureusement, je n'ai pas eu l'occasion de partager tout ce que j'aurais voulu ; ce que je leur dois est au-delà des mots...

Je ne pourrais conclure ces remerciements sans remercier Anne-Laure pour m'avoir soutenu et très souvent supporté quotidiennement pendant ces trois années de travail. Au delà du temps qu'elle a pu prendre pour relire certains passages incompréhensibles, je voudrais la remercier d'avoir été présente à mes côtés.



# Table des matières

<b>Partie I</b>	<b>Caractérisation de morphologies complexes</b>	<b>5</b>
<b>I</b>	<b>Contexte industriel et scientifique</b>	<b>7</b>
I.1	L'alliage d'aluminium 5182 . . . . .	9
I.1.1	Le matériau et sa composition . . . . .	9
I.1.2	Dispositif expérimental . . . . .	9
I.1.3	La microstructure . . . . .	10
I.2	Morphologies des particules intermétalliques . . . . .	11
I.3	Comportement mécanique des particules intermétalliques . . . . .	12
I.3.1	Les alliages intermétalliques FeAl . . . . .	14
I.3.2	Propriétés élastiques de l'alliage $Fe_3Al$ . . . . .	14
I.3.3	Comportement à rupture . . . . .	15
I.3.4	Propriétés mécaniques retenues pour l'étude . . . . .	18
I.4	Synthèse et problème scientifique . . . . .	18
I.4.1	Historique et apport des études antérieures . . . . .	18
I.4.2	Problématique scientifique . . . . .	19
I.4.2.1	Champs de compétences . . . . .	19
I.4.2.2	Moyens de calculs et outils utilisés . . . . .	20
<b>II</b>	<b>Techniques expérimentales et résultats associés</b>	<b>23</b>
II.1	Comportement des matériaux étudiés . . . . .	25
II.1.1	Préparation des échantillons . . . . .	25
II.1.2	Description de l'essai de compression uniaxiale . . . . .	25
II.1.3	Généralité sur l'essai de compression plane . . . . .	26
II.1.3.1	Description de l'essai de compression plane . . . . .	26
II.1.4	Loi de comportement du 5182 . . . . .	29

II.2	Dissolution sélective et spectroscopie de rayons X . . . . .	31
II.2.1	Méthode expérimentale de dissolution sélective partielle développée par Alcan . . . . .	31
II.2.2	Microanalyse par spectroscopie de rayons X en dispersion d'énergie . . . . .	32
II.3	Microtomographie par rayons X . . . . .	33
II.3.1	Le rayonnement synchrotron . . . . .	33
II.3.2	Principe . . . . .	34
II.3.3	Acquisition des images par microtomographie 3D à l'ESRF (ligne ID19) . . . . .	35
II.3.3.1	Conditions d'acquisition des images par tomographie aux rayons X . . . . .	35
II.3.3.2	Utilisation du contraste de phase . . . . .	36
II.3.3.3	Artefacts dans les images obtenues par microtomographie aux rayons X . . . . .	38
II.3.3.4	Récapitulatif des campagnes d'essais . . . . .	39
<b>III</b>	<b>Caractérisation en analyse d'images et maillage des particules</b>	<b>41</b>
III.1	La segmentation des images . . . . .	43
III.1.1	Histogramme des niveaux de gris des images . . . . .	43
III.1.2	Méthode de segmentation multi-classe . . . . .	44
III.1.2.1	L'étape de filtrage des images . . . . .	45
III.1.2.2	La segmentation multi-classe . . . . .	46
III.1.2.3	Algorithme complet de segmentation . . . . .	48
III.1.2.4	Discussion sur la méthode de segmentation . . . . .	48
III.2	Maillage des microstructures . . . . .	49
III.2.1	Présentation des méthodes de maillages . . . . .	49
III.2.2	Méthode de maillage sous Amira® . . . . .	52
III.2.2.1	Algorithme des <i>Marching Cubes</i> . . . . .	53
III.2.2.2	Algorithme de simplification de surface . . . . .	54
III.2.2.3	Méthode de maillage frontale utilisée par Amira® . . . . .	56
III.2.3	Procédures de transfert de maillage Amira® → ZeBuLoN et GMSH → ZeBuLoN. . . . .	58
<b>Partie II</b>	<b>Modélisation et analyse de champs de contraintes locaux</b>	<b>61</b>
<b>IV</b>	<b>Nouvel algorithme d'analyse de concentrations de contraintes et déforma- tions</b>	<b>63</b>
IV.1	Concept de concentrateurs à « courte ou longue portée » . . . . .	67

---

IV.1.1	Définition d'un concentrateur de contrainte . . . . .	67
IV.1.2	Concept de concentration de contrainte à « courte ou longue portée » . . . . .	67
IV.1.3	Exemple de volume critique $v_c$ dans le cas des particules intermétalliques . . . . .	68
IV.2	Algorithme de détection des concentrateurs de contraintes à « courte ou longue portée » . . . . .	70
IV.2.1	Présentation générale de l'algorithme . . . . .	70
IV.2.2	Algorithme d'extraction : détermination de zones connexes d'éléments actifs . . . . .	72
IV.2.3	Arborescence des zones pour un pas de temps donné et historique d'évolution des zones . . . . .	73
IV.2.3.1	Arborescence des zones pour un pas de temps donné . . . . .	73
IV.2.3.2	Historique d'évolution des zones pour un seuil donné . . . . .	76
IV.3	Application de ce nouvel algorithme . . . . .	78
IV.3.1	Application au problème de la rupture de particules intermétalliques . . . . .	79
IV.3.1.1	Contrainte et volume critiques dans des matériaux fragiles . . . . .	79
IV.3.1.2	Simulation Eléments Finis de concentrations de contraintes dans des particules . . . . .	80
IV.3.1.3	Particule modèle 2D avec concentrateurs de contraintes connus . . . . .	81
IV.3.2	Application à d'autres problèmes physiques . . . . .	82
IV.4	Discussion sur l'efficacité de l'algorithme . . . . .	86
IV.4.1	Effet du maillage sur l'algorithme et donc sur les volumes des zones . . . . .	86
IV.4.2	Evaluation du temps de calcul utilisé par l'algorithme . . . . .	88
<b>V</b>	<b>Rupture de particules de forme modèle</b> . . . . .	<b>93</b>
V.1	Etude bibliographique . . . . .	97
V.1.1	Les particules convexes . . . . .	97
V.1.1.1	L'élasticité . . . . .	98
V.1.1.2	Elastoplasticité, viscoplasticité et plasticité . . . . .	100
V.1.2	Les particules non convexes . . . . .	101
V.1.2.1	Exemples de particules non convexes dans les CMM . . . . .	101
V.1.2.2	Approche morphologique et statistique de la rupture des particules non convexes pendant le laminage à chaud . . . . .	102
V.1.2.3	Etude antérieures de la rupture de particules non convexes pendant le laminage à chaud . . . . .	105
V.2	Outils et concepts utilisés dans l'analyse de la rupture des particules fragiles . . . . .	106
V.2.1	Les deux modes de rupture d'une particule fragile . . . . .	106
V.2.2	Outil pour l'analyse de la rupture par propagation d'un défaut . . . . .	107

V.2.2.1	Volume soumis à concentration de contraintes . . . . .	107
V.2.2.2	Déformation à rupture $\varepsilon_r$ . . . . .	109
V.3	Modèle 2D de la rupture de particules types . . . . .	110
V.3.1	Modèle mécanique 2D du laminage à chaud . . . . .	110
V.3.1.1	Remarques sur le laminage . . . . .	111
V.3.1.2	Application du chargement . . . . .	112
V.3.1.3	Loi de comportement . . . . .	113
V.3.2	Les grandes classes de particules types simulées . . . . .	114
V.3.3	Les paramètres géométriques retenus pour l'analyse des particules . .	118
V.3.3.1	Les paramètres globaux . . . . .	118
V.3.3.2	Les paramètres de forme . . . . .	118
V.3.3.3	Récapitulatifs des paramètres géométriques . . . . .	119
V.3.4	Les autres paramètres caractéristiques pour l'analyse des particules .	119
V.3.5	Mise en œuvre du modèle EF . . . . .	119
V.4	Analyse qualitative des mécanismes de déformation . . . . .	121
V.4.1	Mécanismes de déformation des particules . . . . .	123
V.4.1.1	Le champ de vitesse . . . . .	123
V.4.1.2	Le champ de contraintes dans les particules . . . . .	124
V.4.1.3	Ecoulement de la matrice autour des particules . . . . .	127
V.4.2	Conclusions . . . . .	129
V.5	Influence des différents paramètres sur la rupture des particules . . . . .	133
V.5.1	Les valeurs références des paramètres . . . . .	133
V.5.2	Influence du comportement des matériaux et de la vitesse de déformation	133
V.5.2.1	Influence du module de la particule . . . . .	134
V.5.2.2	Influence de la vitesse de déformation . . . . .	143
V.5.2.3	Conclusions sur l'influence du comportement des matériaux et de la vitesse de déformation . . . . .	145
V.5.3	Influence des paramètres globaux sur la rupture des particules « mo- dèles » . . . . .	146
V.5.3.1	La fraction volumique de particules . . . . .	146
V.5.3.2	Influence de la ténacité et du volume des particules . . . . .	149
V.5.3.3	L'orientation des particules . . . . .	150
V.5.4	Influence des paramètres de forme communs à toutes les particules . .	154
V.5.4.1	Le facteur d'élanement $\frac{e}{l}$ . . . . .	154
V.5.4.2	Le nombre de branches . . . . .	155
V.5.4.3	L'angle d'ouverture . . . . .	158

---

V.5.5	Influence des paramètres de forme particuliers aux particules de forme sinusoïdale . . . . .	160
V.5.5.1	Le nombre de demi périodes . . . . .	160
V.5.5.2	Le second facteur d'élanement $\frac{\lambda}{a}$ . . . . .	160
V.5.6	Paramètres liés au chargement . . . . .	164
V.5.6.1	La déformation macroscopique . . . . .	164
V.5.6.2	La vitesse de déformation . . . . .	164
V.5.7	Paramètres liés au matériau . . . . .	164
V.5.7.1	Le rapport des modules de Young . . . . .	164
V.5.7.2	La contrainte d'écoulement . . . . .	165
V.5.7.3	La fraction volumique . . . . .	166
V.5.7.4	La ténacité . . . . .	166
V.5.7.5	Le volume des particules . . . . .	167
V.5.8	La forme des particules . . . . .	167
V.5.8.1	Les facteurs d'élanement . . . . .	167
V.5.8.2	L'angle d'ouverture et nombre de branches . . . . .	167
V.5.9	L'orientation des particules . . . . .	168
<b>VI</b>	<b>Analyse des contraintes d'interface</b>	<b>171</b>
VI.1	Choix d'un critère de rupture d'interface . . . . .	175
VI.2	Effet de la courbure sur les contraintes d'interface . . . . .	176
VI.2.1	Définitions . . . . .	176
VI.2.2	Cas d'une inclusion ellipsoïdale . . . . .	177
VI.2.3	Courbure et contraintes d'interfaces . . . . .	178
VI.3	Mise en place du critère dans un code Eléments-Finis . . . . .	180
VI.3.1	Détection de l'interface et calcul des directions normales . . . . .	181
VI.3.2	Recherche de zones connexes . . . . .	181
VI.3.3	Décohésion des éléments d'interface . . . . .	183
VI.4	Décohésion de l'interface particule-matrice . . . . .	183
VI.4.1	Choix des paramètres du modèle . . . . .	183
VI.4.2	Applications du critère à des particules de formes types . . . . .	185
VI.4.3	Les limites d'une telle approche . . . . .	186
<b>Partie III</b>	<b>Analyse de la rupture de particules de formes complexes et conséquences métallurgiques</b>	<b>191</b>
<b>VII</b>	<b>Analyse mécanique des populations de particules complexes</b>	<b>193</b>



VII.1	Classification des particules complexes . . . . .	197
VII.1.1	Rappel des observations réalisées en tomographie à rayons X . . . . .	197
VII.1.2	Présentation générale des populations de particules . . . . .	197
VII.1.3	Présentation des différents types de particules complexes . . . . .	200
VII.1.4	Evolution des différents types de particules . . . . .	201
VII.2	Modèle 3D de la rupture de particules types . . . . .	205
VII.3	Contribution d'une approche de type Weibull . . . . .	208
VII.3.1	Statistique et rupture des matériaux . . . . .	208
VII.3.2	Distribution et statistique de Weibull . . . . .	208
VII.3.3	Contraintes de Weibull dans des particules complexes . . . . .	210
VII.4	Contribution de l'analyse des volumes actifs sur la rupture des particules . . . . .	212
VII.4.1	Champs de contraintes dans les particules réelles . . . . .	212
VII.4.2	Procédure d'analyse des contraintes . . . . .	212
VII.4.3	Résultats . . . . .	212
VII.5	Bilan général de l'étude . . . . .	219
VII.6	Conclusions de l'étude . . . . .	222
VII.6.1	Conclusions sur la rupture des particules . . . . .	222
VII.6.2	La méthodologie . . . . .	224
VII.7	Quelques perspectives . . . . .	225
VII.7.1	Une connaissance plus fine des matériaux . . . . .	225
VII.7.2	Prédiction plus fine du comportement à rupture . . . . .	225
VII.7.3	Vers une prédiction du nombre de fragments . . . . .	225

**Annexes** **229**

**A Outils morphologiques** **231**

A.1	La morphologie mathématique . . . . .	231
A.2	L'érosion . . . . .	232
A.3	La dilatation . . . . .	232

**B Transfert maillage GMSH → ZeBuLoN** **235**

**C Détails relatifs à l'algorithme de recherche de zones connexes** **239**

**D Le problème d'Eshelby** **243**

---

<b>E</b>	<b>Implémentation de la loi de comportement</b>	<b>247</b>
E.1	Intégration de la loi de comportement . . . . .	247
E.2	Implémentation des deux schémas d'intégration . . . . .	248
E.2.1	Variables à intégrer et variables auxiliaires . . . . .	248
E.2.2	Intégration à l'aide de la méthode explicite de Runge-Kutta . . . . .	249
E.2.3	Intégration à l'aide de la méthode implicite . . . . .	249
<b>F</b>	<b>Récapitulatif des caractéristiques des particules modèles</b>	<b>251</b>
<b>G</b>	<b>Résultats supplémentaires sur l'ensemble de particules modèles</b>	<b>259</b>
G.1	Analyse qualitative des mécanismes de déformation . . . . .	259
G.2	Longueur projetée . . . . .	262
<b>H</b>	<b>Compléments d'informations sur l'influence du comportement des matériaux</b>	<b>269</b>
H.1	Influence du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation . . . . .	269
<b>I</b>	<b>Caractéristiques des maillages EF utilisés pour l'étude des particules complexes</b>	<b>271</b>
<b>J</b>	<b>Résultats de la classification</b>	<b>275</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>307</b>



# Introduction générale

AUJOURD'HUI, les tôles en aluminium sont souvent utilisées pour fabriquer des pièces de carrosserie automobile. Les tôles en alliage 6xxx sont généralement choisies pour les panneaux extérieurs à cause de leurs grandes limites d'écoulement après traitement thermique, de leur bonne résistance aux impacts (graviers) et enfin à cause de leur bonne qualité de surface.

Les alliages 5xxx et 6xxx sont utilisés pour fabriquer les panneaux intérieurs. Les traitements thermiques utilisés sur les tôles en 6xxx induisent des coûts de production plus élevés que pour des tôles en alliage 5xxx. L'alliage d'aluminium 5182 (AA5182) est le matériau le plus adéquat pour des opérations d'estampage compliquées car sa haute teneur en magnésium (Mg) lui confère une bonne résistance mécanique et une bonne formabilité. Le magnésium, en s'insérant dans le réseau cristallin de l'aluminium, et en favorisant un phénomène de durcissement par solution solide, contribue à leur bonne résistance mécanique.

Les alliages d'aluminium 2xxx, 3xxx, 4xxx et 5xxx contiennent des particules intermétalliques ( $Al_mFe$ ,  $Mg_2Si$ ,...) qui peuvent causer des problèmes lors de la mise en forme à froid de ces alliages. En effet, ces particules jouent un rôle important dans l'évolution de l'endommagement intervenant lors de la mise en forme.

Durant les opérations de laminage, les particules intermétalliques se rompent et se redistribuent dans le métal. Or, la taille et la distribution spatiale des particules intermétalliques contrôlent pour une bonne part la formabilité des tôles après transformation à froid. La compréhension des phénomènes de rupture des particules intermétalliques dans les alliages d'aluminium pendant le laminage à chaud constitue une étape clé dans la connaissance des propriétés mécaniques du produit final.

La figure 1 illustre de manière schématique les différentes étapes de l'obtention des tôles par laminage. L'étape de chauffage consiste en une lente montée en température ( $500^{\circ}C$ ) puis en un maintien à température des tôles pendant 15 h. Ensuite, l'étape de laminage à chaud permet de déformer de manière très importante la tôle. Elle s'effectue sur deux laminoirs successifs : un « réversible » et un « tandem ». Le matériau subit alors une déformation de l'ordre de 5, les

tôles passent d'une épaisseur approximative de 500 mm à une épaisseur de 3 mm (Figure 2 (a)). Enfin, une dernière étape de laminage à froid permet d'obtenir l'épaisseur de tôle désirée. Un traitement thermique de recuit est également appliqué afin de contrôler l'état métallurgique.

La figure 2 (b) représente symboliquement la tôle après laminage ainsi que ses trois directions caractéristiques. La direction normale DN correspond à l'épaisseur de la tôle ainsi qu'à la direction selon laquelle la compression est effectuée, la direction transversale DT à sa largeur qui est conditionnée par les dimensions du laminatoire, et la direction de laminage DL à sa longueur qui est conditionnée par la taille du bloc initial.

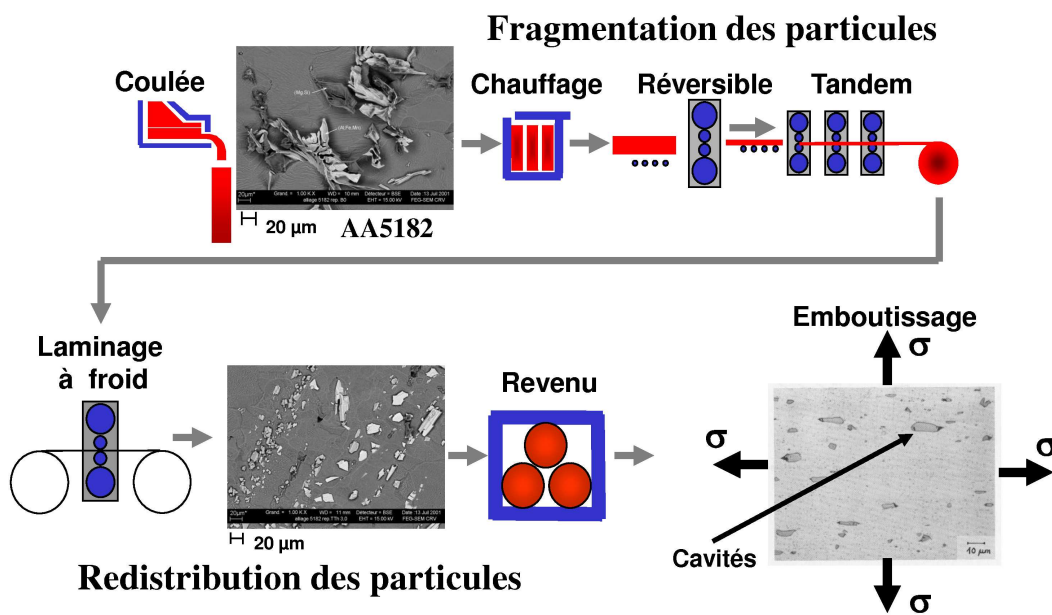
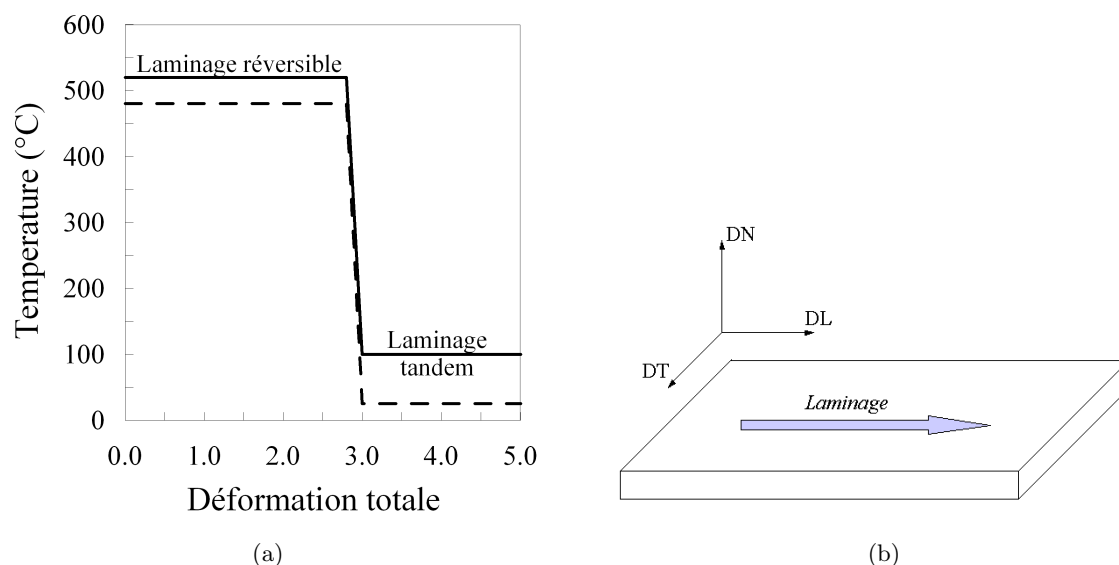


Figure 1: Description du process industriel.

La formabilité des tôles est directement liée à la ductilité du matériau (terme plus générique évoquant la faculté d'un matériau à se déformer sans se rompre). Or les alliages Al-Mg contiennent des particules intermétalliques (phases au fer  $Al_m(Fe, Mn)$  et  $Mg_2Si$ ) qui jouent un rôle important dans l'évolution de l'endommagement intervenant lors de la mise en forme. Ainsi, la quantité de particules intermétalliques, ou encore leur taille et leur forme, peuvent avoir une incidence directe sur la ductilité du matériau et sur la formabilité des tôles. Il est donc important, d'un point de vue industriel, de caractériser au mieux la microstructure du matériau afin d'optimiser la capacité des produits finis à être mis en forme.

Même si un certain nombre de travaux amènent à prendre en considération l'amorçage dans un matériau initialement homogène, ou au moins dépourvu d'inclusions, on se limitera dans cette étude à l'amorçage de l'endommagement lié à la présence de particules au cours de la phase de mise en forme. Le problème dit de l'inclusion a été abordé en mécanique depuis de très



**Figure 2:** (a) Relation température-déformation pendant le laminage à chaud des tôles, en trait plein les hautes températures et en trait pointillé les basses températures et (b) schématisation des tôles laminées et présentation des directions caractéristiques du laminage (DN, DL et DT).

nombreuses années avec des objectifs variés (calcul de concentrations de contraintes, modélisation d'un polycristal, amorçage de l'endommagement, ...). Seulement, peu de travaux ont été réalisés sur des particules de formes plus « complexes » que l'inclusion ellipsoïdale d'Eshelby (1957, 1959).

Cette étude est consacrée à l'étude de la relation entre la morphologie des particules, caractérisées notamment par tomographie à rayons X, et leur aptitude à se rompre pendant le laminage à chaud. La complexité des morphologies est, en partie, la cause de concentrations de contraintes importantes et de natures différentes. Toutes les concentrations de contraintes créées sont-elles à l'origine de la rupture des particules? L'évolution des champs de contraintes locaux permet-elle d'expliquer les différents types de rupture des particules? Et enfin, existe-t-il une corrélation entre classification morphologique des particules et classification vis-à-vis du comportement mécanique des particules?

Pour répondre à ces questions, cette étude se décompose en trois grandes parties. La première partie relative à la caractérisation des particules intermétalliques se décompose en trois chapitres. Tout d'abord, le chapitre I, consacré à la bibliographie, introduit les différents thèmes abordés; le matériau utilisé (ici les alliages Al-Mg et plus particulièrement le 5182) ainsi que les particules intermétalliques présentes dans sa microstructure. Ensuite, le chapitre II expose plusieurs techniques expérimentales. Il s'agit des techniques permettant la caractérisation des particules intermétalliques (MEB, tomographie à rayons X...) et de l'alliage d'aluminium 5182 (essai de compression plane et uniaxiale...). Enfin, le chapitre III se focalise sur les particules

intermétalliques et plus particulièrement sur l'extraction des morphologies tridimensionnelles à partir de techniques d'analyses d'images. Cette étape est cruciale car elle permet le passage entre les images tomographiques et les maillages tridimensionnels des particules indispensables aux analyses mécaniques.

La seconde partie de cette étude retrace la majeure partie des travaux de simulation nécessaire à l'étude de champs de contraintes locaux. Pour cela, le chapitre IV propose une nouvelle méthode originale d'analyse de concentrations de contraintes. Un algorithme de post-traitement est alors développé au sein du code de calcul ZeBuLoN (ZeBuLoN, 1997). Ensuite, le chapitre V est consacré à l'utilisation de cet algorithme pour l'analyse de rupture de particules sur des particules « modèles ». Cette étude sur des particules de forme « modèle » permet dans un premier temps de valider l'algorithme précédemment développé et dans un second temps de débiter l'analyse de l'influence d'un certain nombre de paramètres géométriques (orientation, épaisseur, forme ...) sur l'aptitude des particules à se rompre. La rupture de particule n'étant pas le seul type de rupture mis en jeu, le chapitre VI se focalise sur l'étude des contraintes d'interfaces particule-matrice. La compétition entre les phénomènes de rupture de particule et rupture d'interface pourra alors être mise en évidence.

La dernière partie de cette étude, correspondant au chapitre VII, est consacrée à l'analyse à proprement parler des particules intermétalliques de formes complexes, c'est-à-dire des particules extraites à partir des images de tomographie à rayons X. L'objectif final étant de vérifier s'il existe une corrélation entre classement des particules par analyse statistique de leur morphologie et par analyse mécanique de leur comportement à rupture. L'ensemble de ces études doit permettre d'extraire un certain nombre d'informations utiles au métallurgiste pour « prédire » la morphologie des particules intermétalliques et donc leur aptitude à se rompre.

Première partie

Caractérisation de morphologies  
complexes





## Contexte industriel et scientifique

### Introduction

La caractérisation morphologique des particules intermétalliques consiste à décrire de manière précise la forme de ces particules. Il est donc nécessaire de présenter le contexte de l'étude (procédé de fabrication) dans le but de comprendre les processus de formation des particules ainsi que leurs conséquences sur l'intégrité du matériau. Différents aspects sont abordés dans ce chapitre comme la composition ou la microstructure de l'alliage d'aluminium.

La morphologie des particules, par le biais d'observations au MEB (Microscope Electronique à Balayage), est ensuite introduite. Un inventaire des différentes morphologies est mis en place en fonction de la composition des intermétalliques et du traitement thermique.

Dans ce chapitre, une étude bibliographique des propriétés mécaniques des intermétalliques met en évidence de nombreux résultats de la littérature ainsi que les difficultés pour obtenir de telles informations.

Ce chapitre se termine par une présentation des différents problèmes scientifiques posés dans l'étude. C'est l'occasion d'introduire les domaines d'applications ainsi que les outils utilisés dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit.

## Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>L'alliage d'aluminium 5182</b>	<b>9</b>
I.1.1	Le matériau et sa composition	9
I.1.2	Dispositif expérimental	9
I.1.3	La microstructure	10
<b>I.2</b>	<b>Morphologies des particules intermétalliques</b>	<b>11</b>
<b>I.3</b>	<b>Comportement mécanique des particules intermétalliques</b>	<b>12</b>
I.3.1	Les alliages intermétalliques FeAl	14
I.3.2	Propriétés élastiques de l'alliage $Fe_3Al$	14
I.3.3	Comportement à rupture	15
I.3.4	Propriétés mécaniques retenues pour l'étude	18
<b>I.4</b>	<b>Synthèse et problème scientifique</b>	<b>18</b>
I.4.1	Historique et apport des études antérieures	18
I.4.2	Problématique scientifique	19

---

## I.1 L'alliage d'aluminium 5182

### I.1.1 Le matériau et sa composition

L'alliage d'aluminium étudié dans ce travail appartient à la famille 5xxx. Les composants chimiques présents dans l'alliage d'aluminium 5182 sont : l'aluminium, le fer, le cuivre, le magnésium, le manganèse, le chrome, le nickel, le zinc et le titane. La composition chimique de l'AA5182 est donnée dans le tableau I.1.

Cet alliage peut-être produit à partir d'aluminium de première fusion (pauvre en fer et silicium) ou à partir d'aluminium recyclé, qui contient alors un niveau élevé d'impuretés en fer et en silicium. Lors de la solidification de l'alliage après coulée, des particules intermétalliques se forment préférentiellement aux joints de grains. Ces particules sont de deux natures :

- les phases au fer  $Al_xFe(Fe, Mn)(x \in \llbracket 3; 6 \rrbracket)$
- les  $Mg_2Si$

La solidification s'accompagne également de la formation de cavités à l'intérieur de l'alliage.

Ces particules, d'autant plus présentes que la part d'aluminium recyclé augmente, sont néfastes aux propriétés de formabilité de l'alliage. Elles sont le siège de l'endommagement et peuvent entraîner les phénomènes suivants : rupture de la tôle pendant la mise en forme, apparition de points de corrosion, apparition de défauts d'aspects sur les produits finis (aspect de peau d'orange).

Le matériau brut de coulée (état initial) comporte des particules intermétalliques de formes complexes, dont la variabilité de taille importante ainsi que la distribution initialement aléatoire, varient au cours du laminage.

Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Ni	Zn	Ti
0,11	0,21	0,0215	0,27	4,55	0,0033	0,004	0,005	0,01

**Tableau I.1:** Composition chimique de l'alliage d'aluminium 5182 en % de masse. Aluminium : le complément à 100 %.

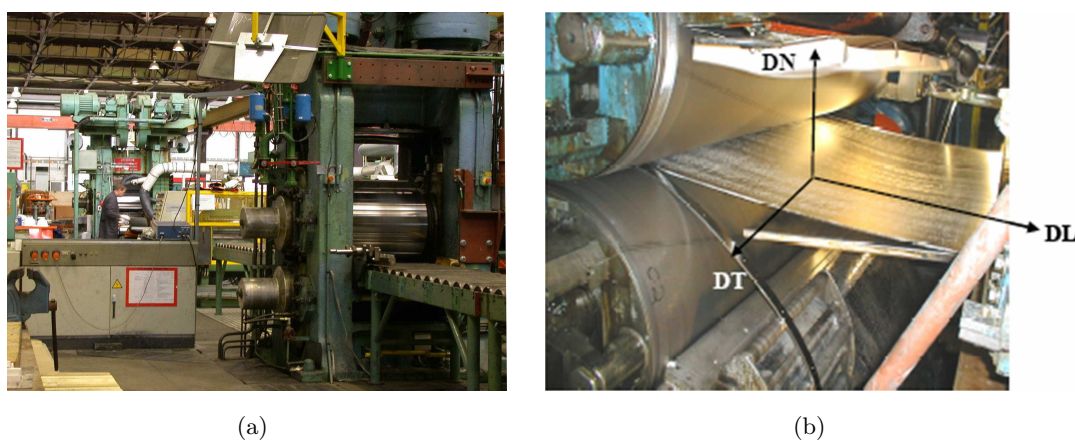
### I.1.2 Dispositif expérimental

Ce travail s'intéresse plus particulièrement aux premières étapes du laminage réversible. C'est pendant ces premiers instants du laminage à chaud que les particules sont rompues sous l'effet des contraintes mécaniques et redistribuées dans le volume de manière non contrôlée. Or, comme on a pu le voir précédemment, la répartition en taille et la distribution volumique des particules, contrôlent la formabilité de la tôle ainsi que son aspect de surface après transformation à froid. C'est pourquoi, une caractérisation tridimensionnelle de la forme des particules à différents stades du laminage semble indispensable.

Cette analyse est réalisée à partir d'échantillons prélevés à différentes étapes du laminage réversible correspondants à des états de déformation de tôles allant de 10% à 123,5%. L'état 10%

de déformation correspond aux premiers stades de laminage. La déformation 123,5% représente un quart de la déformation finale.

L'étude du comportement des particules intermétalliques pendant le laminage à chaud, s'appuie sur une étude expérimentale. En effet, la caractérisation tridimensionnelle de la forme des particules est basée sur l'analyse d'échantillons étudiés et prélevés au cours du laminage réversible (Figure I.1 (a) (cliché ALCAN<sup>(1)</sup>)). Pour les états de déformation plus avancées que 123,5%, les observations tridimensionnelles ne sont plus nécessaires. Une étude bidimensionnelle des particules intermétalliques suffit, celles-ci ayant tendance à constituer des chapelets (Feuerstein, 2006) dans le plan  $(\overrightarrow{DN}, \overrightarrow{DL})$  (Figure I.1 (b)).



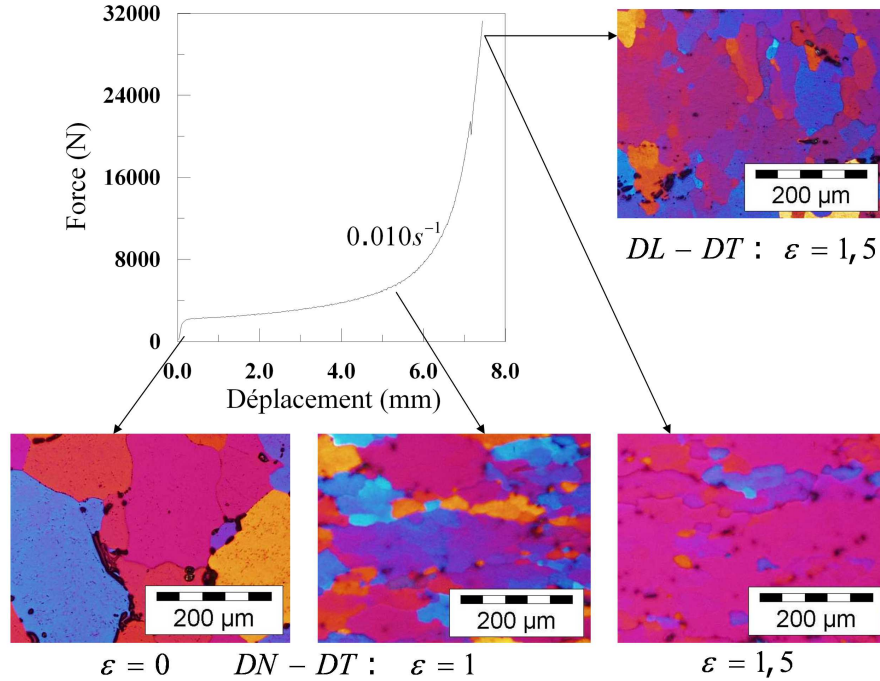
**Figure I.1:** (a) Photographie du laminoir pilote de CRV ALCAN et (b) Visualisation des axes DN, DL, et DT pendant le laminage d'une tôle.

### I.1.3 La microstructure

La microstructure de l'alliage d'aluminium 5182 évolue au cours du laminage. Des essais de compression plane permettent de mettre en évidence ce changement microstructural (Figure I.2). Pour cela, l'échantillon initialement non déformé est compressé jusqu'à une déformation de 1,5. Dans l'échantillon non déformé, la taille des grains est relativement grande, en moyenne  $180 \mu\text{m}$  de diamètre. Les particules sont en périphérie des grains de fonderie, car elles se sont formées à la coulée, lors de la solidification de liquide de composition eutectique, c'est à dire en fin de solidification. Ensuite lorsque l'échantillon est déformé jusqu'à une valeur de 1, la distribution des particules dans le plan  $DN/DT$  n'est plus systématiquement sur le pourtour des grains. Les grains deviennent plus minces dans la direction transverse. Ces tendances s'accroissent si la déformation vaut 1,5. Toujours à cette déformation mais sur le plan  $DL/DN$ , les grains sont aussi allongés dans la direction  $DL$  et l'on observe de nouveaux grains résultant d'une recristallisation partielle. Les particules se trouvant à l'intérieur des grains ont probablement servi de germes pour la formation de nouveaux grains lors de la recristallisation locale. Les

<sup>(1)</sup>Alcan, Centre de Recherche de Voreppe 725, rue Aristide Bergès, BP 27, 38341 Voreppe Cedex

particules constituent des lieux de germination potentielle pour de nouveaux grains lors des attentes entre passes de laminage à chaud et lors d'éventuels recuits intermédiaires et finaux de l'étape de laminage à froid.



**Figure I.2:** *Changement microstructural durant la compression plane à chaud. Image obtenue à un agrandissement de 10 par microscope optique (Baldacci et al., 2002a).*

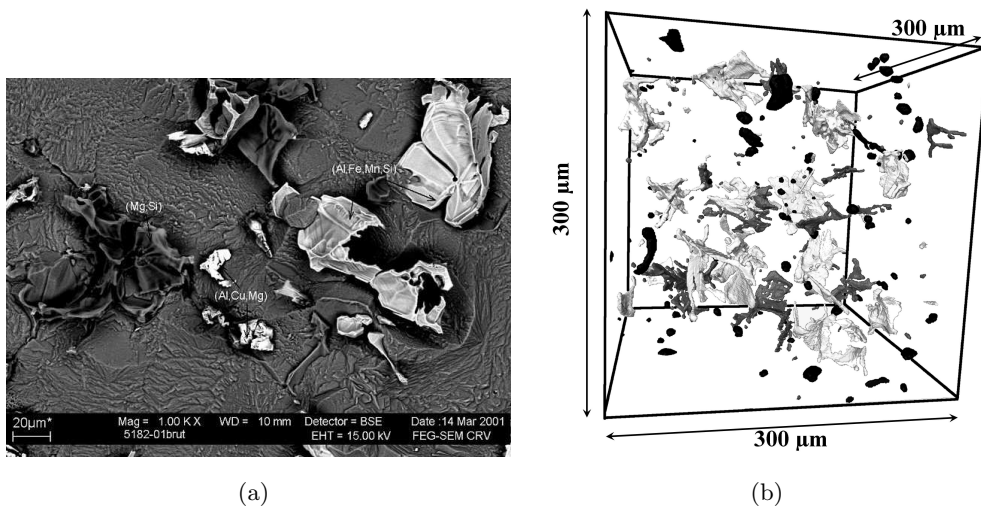
## I.2 Morphologies des particules intermétalliques

Comme on l'a vu précédemment, les particules intermétalliques incluses dans l'alliage d'aluminium 5182 sont de deux natures :

- des particules de  $Mg_2Si$  (magnésium, silicium),
- des phases aux fer (en réalité  $Al_x(Fe, Mn)$ ). La composition des particules  $Al_xFe$  varie du  $Al_3Fe$  au  $Al_6Fe$ .

La figure I.3 (a) montre quelques exemples de morphologies de particules intermétalliques. Les phases au fer apparaissent en blanc ( $Al_xFe$ ) et les particules magnésium - silicium ( $Mg_2Si$ ) en gris foncé. L'image de la figure I.3 (b) est un exemple de microstructure 3D typique de l'alliage 5182 avec en gris foncé les  $Mg_2Si$ , en gris clair les  $Al_xFe$  et en noir les cavités.

Avant traitement thermique sur les échantillons brut de coulée, on peut déceler deux morphologies principales, la première en forme de « trèfle » (Figure I.4 (a)), la seconde en forme de « bout de bois » (Figure I.4 (b)) et enfin une dernière morphologie minoritaire en forme « d'aiguille ». Après traitement thermique, la morphologie des particules change. Après observation au FEG-SEM, on s'aperçoit qu'il existe deux types de morphologie, une morphologie en « écaille



**Figure I.3:** (a) Observation par FEG-SEM d'un échantillon d'AA5182 à l'état brut de coulée après dissolution sélective (cliché ALCAN). Présence de particules magnésium silicium de couleur sombre, et de phases au fer de couleur claire de composition chimique (Al, Cu, Mg) et (Al, Fe, Mn, Si) et (b) microstructure 3D typique de l'alliage d'aluminium 5182, en noir les cavités, en gris foncé les  $Mg_2Si$  et en gris clair  $Al_xFe$ .

de tortue » (Figure I.5 (a)) et une en « aile de raie finement ciselée » (Figure I.5 (b)). Les particules en aile de raie ciselée sont des particules  $Al_3Fe$ , celles en forme d'écaille de tortue sont des particules  $Al_6Fe$  et enfin celles en forme de bout de bois sont des particules  $Al_mFe$  ( $m \neq 3$  et  $m \neq 6$ ) et  $Al_3Fe$  (Baldacci, 2003) (CRV<sup>(2)</sup>).

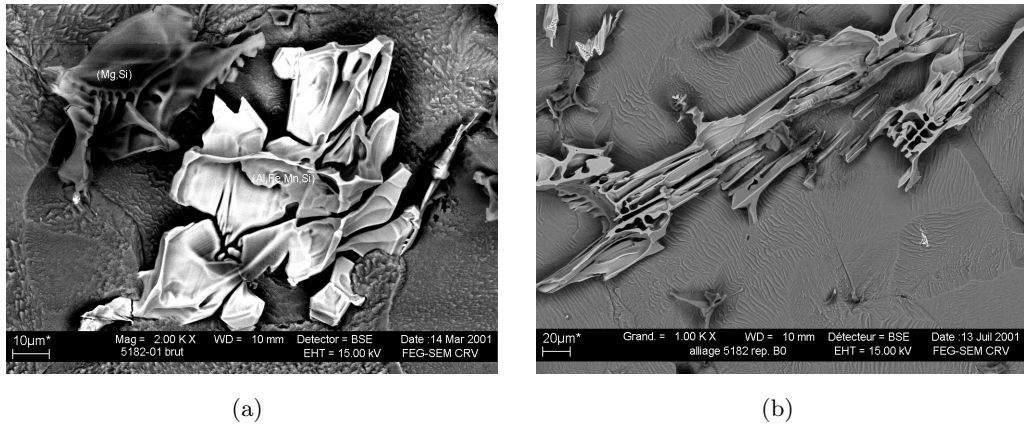
Le traitement thermique a une influence sur la composition des intermétalliques. Les particules  $Al_6Fe$  semblent accroître leur population avec le traitement thermique. Les particules en forme d'écailles de tortue sont légèrement prédécoupées ou localement amincies, créant ainsi des zones favorables à la rupture des particules. Malheureusement, un bon nombre de particules restent massives et peuvent peut-être se rompent plus difficilement. Le tableau I.2 récapitule l'ensemble des morphologies des phases au fer en fonction de l'état du traitement thermique.

### I.3 Comportement mécanique des particules intermétalliques

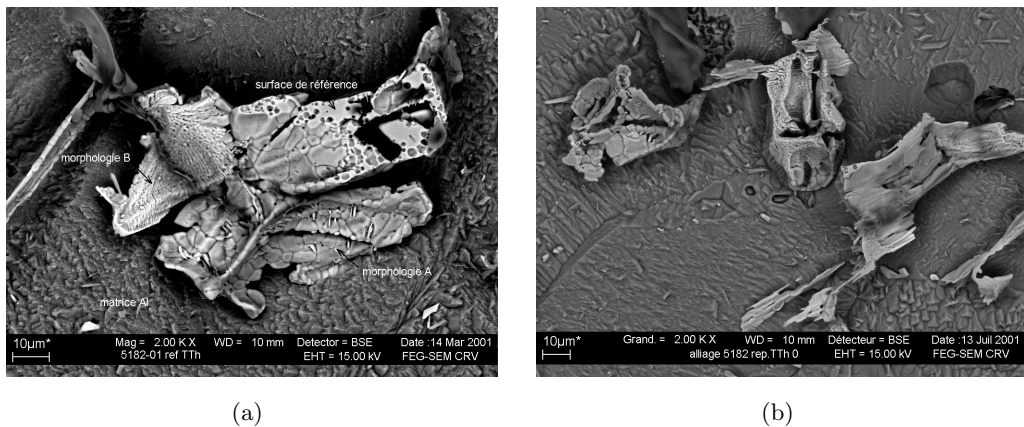
Les composés intermétalliques possèdent des propriétés particulières. Leur comportement fragile est largement étudié dans la littérature. Ils sont souvent associés à une matrice métallique dans le but d'obtenir un Composé à Matrice Métallique (CMM). L'ajout de renforts par le biais de particules céramiques dans les CMMs permet d'améliorer de manière significative les propriétés mécaniques du composite (limite d'élasticité, limite à rupture, ténacité ...) (Miserez, 2002).

Contrairement aux CMMs, la présence de composés intermétalliques dans l'AA5182 n'est pas

<sup>(2)</sup> Alcan, Centre de Recherche de Voreppe.



**Figure I.4:** Images obtenues au FEG-SEM après dissolution sélective de la matrice d'aluminium de l'échantillon 5182 brut de coulée (cliché ALCAN). (a) Morphologie en « trèfle » et (b) en « bout de bois ».



**Figure I.5:** Images obtenues au FEG-SEM après dissolution sélective de la matrice d'aluminium de l'échantillon 5182 brut de coulée (cliché ALCAN). (a) Morphologie en « écaille de tortue » et (b) en « aile de raie finement ciselée » ou « bout de bois ».

désiré car elle peut nuire à l'intégrité du matériau. En effet, lors de la mise en forme l'endommagement apparaît autour des particules intermétalliques de phase au fer (Feuerstein, 2006). La connaissance des propriétés physiques et mécaniques des phases au fer, bien que très difficile à obtenir expérimentalement, est alors indispensable à la compréhension des mécanismes de rupture.

Les clichés MEB présentés auparavant mettent en évidence la présence de particules intermétalliques  $Mg_2Si$ . Et, contrairement aux phases au fer, ces particules se déforment et se morcellent plus facilement pendant le laminage. Leur incidence sur l'amorçage de l'endommagement est donc relativement moins importante. A cela s'ajoute des considérations expérimentales. Comme on pourra le voir dans le chapitre III, la mauvaise qualité des images vis-à-vis des  $Mg_2Si$  ne permet pas d'obtenir une segmentation précise de cette population. Or, la segmentation est



Echantillons non déformés		$Al_3Fe$	$Al_6Fe$	$Al_mFe$ ( $m \neq 3, m \neq 6$ )
Brut de coulée (N.T.T.)	Morphologie	Aiguille et bout de bois		Trèfle et bout de bois
	Proportion	Majoritaire	Rare	Majoritaire
Traité thermiquement	Morphologie	Aile de raie finement ciselée et bout de bois	Ecaille de tortue	bout de bois
	Proportion	Majoritaire	Majoritaire	Rare

**Tableau I.2:** Récapitulatif des différentes morphologies des phases au fer présentes dans l'alliage d'aluminium 5182 (N.T.T. : Non Traité Thermiquement).

une étape clé dans la construction de l'analyse mécanique des particules « réelles » .

Pour l'ensemble des ces raisons, les données bibliographiques (module de Young, limite à rupture, ténacité ...) rassemblées dans la suite, portent essentiellement sur les particules de phase au fer.

### I.3.1 Les alliages intermétalliques FeAl

La plupart des intermétalliques allient dureté et fragilité. Ainsi, ils sont souvent utilisés comme « renforts », par exemple, le durcissement par  $Al_2Cu$  des alliages aluminium -cuivre. Cependant, la structure ordonnée des intermétalliques leur confère des coefficients d'autodiffusion faibles, une température de fusion élevée ainsi qu'une structure stable et de bonnes propriétés mécaniques en température. On a pu croire que ce serait d'excellents candidats aux applications hautes températures, notamment en aéronautique. Le système  $Fe - Al$  présente deux phases intermétalliques intéressantes (Figure I.6) :

- $Fe_3Al^{(3)}$  de structure  $DO_3$ ,
- $FeAl$  de structure  $B2$ .

Le laminage à chaud se déroule à une température d'environ  $500^\circ C$ . On peut donc considérer que les particules intermétalliques  $Fe_3Al$  présentent une structure cristallographique  $DO_3$ . Les propriétés mécaniques d'intermétalliques telles que le  $Fe_3Al$  sont assez difficiles à obtenir du fait de la difficulté de reproduire expérimentalement les alliages  $Fe_xAl$ . De plus, l'intermétallique  $FeAl$  peut cristalliser dans le système  $B2$  pour des températures légèrement supérieures à  $500^\circ C$ . Les deux structures cristallographiques feront donc partie de la revue bibliographique.

### I.3.2 Propriétés élastiques de l'alliage $Fe_3Al$

Le coefficient d'anisotropie  $A = 2C_{44}/(C_{11} - C_{12})$  décroît doucement avec l'augmentation de la concentration en aluminium de 4,4 pour  $Fe - 35Al$  à 3,8 pour  $Fe - 40Al$  (Harmouche et

<sup>(3)</sup>La notation  $Fe_3Al$  signifie  $Fe - 30\% \text{ at. } Al$  pour tout le chapitre ainsi que les suivants.

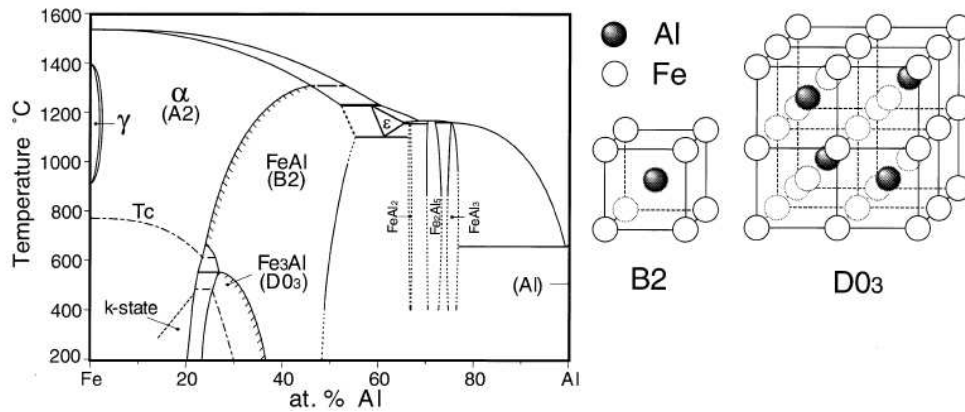


Figure I.6: Diagramme de phase du système Fe-Al - Structures cristallographiques (Ikeda et al., 2001).

Wolfenden, 1986). Les valeurs des modules de Young données dans la littérature sont fortement dispersées, qu'elles soient obtenues par calcul ou de manière expérimentale de 126 GPa (Meh et al., 1994) à 260 GPa (Harmouche et Wolfenden, 1986) avec des valeurs moyennes autour de 180 GPa Leamy et al. (1967) (Tableau I.3). En outre, ces valeurs dépendent plus de la température que de la composition de l'alliage.

Type de particule	Structure	Module de Young $E$ (GPa)	Coefficient de poisson $\nu$	Références
$Fe_4Al$	$B2$	126		(Meh et al., 1994)
$Fe_4Al$	$B2$	260		(Harmouche et Wolfenden, 1986)
$Fe_4Al$	$B2$	180		(Leamy et al., 1967)
$Fe_3Al$	$DO_3$	142	0,3	(Griffin et al., 2000)
$Fe_3Al$	$DO_3$	205		(Nagy et al., 2002)
$Fe_3Al$	$DO_3$	164	0,3	(Mukherjee et Bandyopadhyay, 1997)
$Fe_3Al$	$B2$	260	0,31	(Sbaizero et Pezzotti, 2000)
$Fe_3Al$	$DO_3$	141		(Liu, 1993)
$Fe_3Al$	$DO_3$	141		(Baligheid et al., 1998)

Tableau I.3: Propriétés élastiques issues de la littérature.

### I.3.3 Comportement à rupture

De nombreux facteurs influent sur le mode de rupture des alliages Fe-Al à température ambiante : la stœchiométrie, l'atmosphère, la présence de lacunes thermiques en excès, les éléments d'addition. Cependant, la rupture dépend en premier lieu de la stœchiométrie de l'alliage. En dessous d'une certaine teneur en aluminium, la rupture a lieu de manière transgranulaire par clivage (TG), tandis que pour les teneurs supérieures, elle a lieu de manière intergranulaire (IG)

(Baker *et al.*, 1995; Cohron *et al.*, 1998). Cependant, le mode de rupture de ce type d'alliage, qui reste de type fragile, varie très fortement suivant l'environnement (Launois et Fraczkiewicz, 1996; Cohron *et al.*, 1998; Pike et Liu, 1998; Pang et Kumar, 2000).

De manière générale, le comportement des composés intermétalliques est fragile. Le tableau I.6 donne quelques exemples de leurs propriétés mécaniques. Les valeurs de ténacité rencontrées s'étalent de 1 à  $10 \text{ MPa}\sqrt{m}$ . Ce sont des valeurs tout à fait classiques pour des matériaux fragiles.

Le tableau I.5 donne quelques valeurs de contraintes d'écoulement, de limites d'élasticité de phase au fer. Les données de la littérature sont une nouvelle fois assez dispersées. La limite à rupture est un paramètre important de l'étude et les valeurs varient de manière importante (de 500 à 900  $\text{MPa}$  dans le tableau I.5) selon le type d'essai réalisé. La composition d'alliages, polycristaux ou monocristaux sont autant de paramètres expliquant la disparité des valeurs. Et, dans le cas des particules intermétalliques incluent dans l'AA5182, la composition exacte, l'orientation des intermétalliques sont des paramètres difficiles à quantifier. C'est pourquoi un intervalle de valeur de limite à rupture sera choisi dans l'analyse mécanique ( $\sigma_r = [500 \text{ MPa}; 800 \text{ MPa}]$ ).

Le tableau I.4 nous renseigne sur quelques valeurs de ténacité des particules intermétalliques nécessaires pour l'étude de la rupture des particules. Les valeurs de ténacité varient de manière importante selon les données de la littérature. Mais ce qui est le plus troublant, c'est de retrouver des valeurs de ténacité aussi fortes. Pour comprendre, il faut s'intéresser aux objectifs des auteurs de ces travaux. En effet, pour eux l'objectif est d'améliorer la ductilité des alliages intermétalliques. De plus, les alliages  $FeAl$  n'ont pas la même structure que celle que l'on retrouve dans l'AA5182. Dans ce cas, leur structure en « feuilleté » leur confère un comportement bien plus fragile. Au regard de ces commentaires, il n'est pas raisonnable de considérer des valeurs de ténacité allant jusqu'à  $30 \text{ MPa}\sqrt{m}$ . C'est pourquoi, dans la suite du manuscrit, un intervalle raisonnable de valeurs de ténacité compris entre 1 et  $10 \text{ MPa}\sqrt{m}$  sera considéré.

Composition	Structure cristallographique	Ténacité $\text{MPa}\sqrt{m}$	Références
$Fe - 28Al$ TA <sup>(a)</sup> - air	$DO_3$	32,6	(Ko <i>et al.</i> , 1997)
$Fe - 28Al$ TA - vide	$DO_3$	54	(Ko <i>et al.</i> , 1997)
$Fe - 40Al$ TA - air	$B2$	20	(Inoue <i>et al.</i> , 1998)
$Fe - 40Al$ TA - air	$B2$	38	(Inoue <i>et al.</i> , 1998)
$Fe - 28Al$ TA - air	$DO_3$	25	(Kang <i>et al.</i> , 1997)
$Fe - 28Al$ TA - air	$B2$	36,9	(Kang <i>et al.</i> , 1997)
$Fe - 30Al$	$B2$	> 15	(Mukherjee <i>et al.</i> , 1997)

<sup>(a)</sup> : Température Ambiante.

**Tableau I.4:** Données bibliographiques sur la ténacité des particules intermétalliques.

Composition	$\sigma_y$ en compression (MPa)	$\sigma_y$ en tension (MPa)	$\sigma_{y0,2\%}$ en compression (MPa)	Structure cristallo-graphique	$\sigma_r$ (MPa)	Références
$Fe_3Al(Fe - 28Al)$ TA <sup>(a)</sup> - air			279	$DO_3$	514	(Sikka <i>et al.</i> , 1993)
$Fe_3Al(Fe - 28Al)$ TA - air			326	$DO_3$	456	(Sikka <i>et al.</i> , 1993)
$Fe_3Al(Fe - 28Al)$ TA - air			366	$B2$	600	(Sikka <i>et al.</i> , 1993)
$Fe - 26Al$ TA - air	644	475		$DO_3$		(Falat <i>et al.</i> , 2005)
$Fe_3Al$ 350K		375		$DO_3$		(Griffin <i>et al.</i> , 2000)
$Fe - 40Al$ 300K		260		$B2$		(Baker et Munroe, 1997)
$Fe - 40Al$ 700K		320		$B2$		(Baker et Munroe, 1997)
$Fe - 36Al$ TA		380		$B2$		(Li <i>et al.</i> , 1998)
$Fe - 36Al$ 700K - air		350		$B2$		(Li <i>et al.</i> , 1998)
$Fe - 40Al$ TA - air <sup>(b)</sup>		240-275		$B2$	600-900	(Cordonnier, 2005)

<sup>(a)</sup> : Température Ambiante.

<sup>(b)</sup> : Les valeurs de  $\sigma_y$  en tension et  $\sigma_r$  varient en fonction de l'orientation cristalline.

**Tableau I.5:** Contraintes d'écoulement et limites à rupture pour les particules intermétalliques.

Composition	Module de young (GPa)	Coefficient de poisson	Ténacité $K_{1C}$ (MPa $\sqrt{m}$ )	Références
$Al_2O_3$	345-400	0,22-0,26	1,5-6	(Cawley, 2001; Tressler, 2001) (Sglavo <i>et al.</i> , 1999)
$B_4C$	430-480	0,14-0,18	1,8-3,7	(Sglavo <i>et al.</i> , 1999; DeWith, 1984) (Srinavassan et Rafaneillo, 1997)
$SiC$	408-480	0,14-0,19	2,6-6,1	(Tressler, 2001) (Srinavassan et Rafaneillo, 1997)
$TiB_2$	514-574	0,09-0,13	6-8	(Tressler, 2001) (Srinavassan et Rafaneillo, 1997)
$TiC$	430-490	0,19	2,0	(Tressler, 2001) (Srinavassan et Rafaneillo, 1997)
$ZrO_2$	140-240	0,23-0,32	2,8; 6-15	(Cawley, 2001; Tressler, 2001)

**Tableau I.6:** Propriétés mécaniques de composés intermétalliques types.

### I.3.4 Propriétés mécaniques retenues pour l'étude

Au vu des résultats de l'étude bibliographie, le choix de propriétés mécaniques pour les particules intermétalliques est délicat. C'est pourquoi, bien que les valeurs retenues (Tableau I.7) tentent de respecter au mieux les données de la littérature, une étude de l'influence de ces paramètres sera réalisée au chapitre V.

Module de Young $E$ (GPa)	Coefficient de Poisson $\nu$	Ténacité (MPa $\sqrt{m}$ )	Contrainte à rupture (MPa)
140	0,3	[[1; 10]]	500; 800

**Tableau I.7:** Propriétés mécaniques des particules intermétalliques retenues pour l'étude.

## I.4 Synthèse et problème scientifique

### I.4.1 Historique et apport des études antérieures

Cette thèse fait partie du projet thématique prioritaire 2003-2006 « Matériaux » financé par la région Rhône-Alpes. Elle fait suite à plusieurs études mécaniques réalisées dans le projet VIRFAB (Baldacci, 2003). Dans le cadre, du projet régional, deux autres thèses ont été menées en parallèle (Feuerstein, 2006; Parra-Denis, 2007).

Le projet européen VIR(\*) regroupait un ensemble d'industriels de l'aluminium et certaines universités européennes (dont faisait partie l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne). Trois politiques de recherches sur le développement des modèles de microstructures

des alliages d'aluminium étaient menées en parallèles :

- le projet VIRCAST en étudiait leur élaboration (coulée et homogénéisation pendant le traitement à chaud).
- le projet VIRFAB en étudiait leur mise en forme à chaud (laminage, extrusion et recuit).
- le projet VIRFORM en étudiait leur mise en forme à froid (mise en forme).

La thèse d'Antoine Baldacci (2003), inscrite dans le projet VIRFAB a permis d'étudier la rupture des particules pendant le laminage à chaud. D'une part, une approche expérimentale a permis de décrire l'évolution du volume et de la forme des particules intermétalliques et des micro-vides dans l'alliage d'aluminium 5182. D'autre part, un modèle micromécanique basé sur des calculs éléments-finis a permis d'étudier les concentrations de contraintes dans une particule de forme non convexe noyée dans un solide déformé à chaud ainsi que les contraintes d'interface entre une particule plus ou moins sphérique et un solide. Il ressort deux conclusions majeures de ces travaux de thèse :

- un mode de rupture particulier à des particules non convexes a été mis en évidence.
- l'influence du traitement de réchauffage subi par le lingot semble jouer un rôle primordial dans la rupture des particules intermétalliques.

La thèse de Matthieu Feuerstein (2006) s'est déroulée à cheval sur le projet européen et sur le projet régional. Il a étudié l'influence que peuvent avoir certaines hétérogénéités, en l'occurrence des particules intermétalliques, sur la ductilité en traction d'alliage d'aluminium 5182 REF (alliage 5182 de REFérence) et 5182 SHF (alliage Super Haute Formabilité). Pour cela, les tôles de deux nuances de 5182 ont été caractérisées (microstructure et ductilité). Il ressort de ce travail l'identification de la loi de comportement de l'alliage 5182 REF ainsi qu'un modèle micromécanique de l'endommagement permettant d'estimer la ductilité totale du matériau.

Enfin, la thèse d'Estelle Parra-Denis (2007) dont le déroulement s'est fait en parallèle de ma thèse à l'université Jean Monnet de Saint-Etienne, portait sur l'extraction et la classification de formes typiques de particules intermétalliques à partir d'une analyse factorielle des données mesurées sur les particules. Ces résultats servant de « base de données » à l'analyse mécanique de la rupture des particules ; ils seront présentés de manière plus détaillée dans le chapitre VII.

## I.4.2 Problématique scientifique

### I.4.2.1 Champs de compétences

La compréhension des mécanismes de rupture des particules intermétalliques présentés dans ce mémoire nécessite l'utilisation de plusieurs champs de compétences pour résoudre les problèmes posés. Ces problèmes scientifiques peuvent être regroupés sous trois thèmes :

1. Problèmes de sciences des matériaux

- Déterminer l'aptitude des particules à se rompre en fonction de leur forme et de la déformation de laminage. A cela on peut ajouter l'identification des lieux de rupture

pour permettre d'estimer le nombre et la taille des fragments après rupture.

- Déterminer le risque de rupture d'interface particule - matrice en fonction de la forme et de la déformation puis confronter les résultats avec les observations obtenues sur les états laminés à chaud et à froid.

## 2. Problèmes de mécanique des matériaux

- Mise en place d'un critère de rupture des particules en volume permettant le passage d'un champ de contrainte local à la notion de probabilité de rupture (Théorie de Weibull). A cela, s'ajoute l'estimation de volumes critiques, c'est à dire, des volumes soumis à concentrations de contraintes permettant la rupture de la particule.
- Mise en place d'un critère de rupture de l'interface particule - matrice.

## 3. Problèmes numériques en mécanique

- Analyse de champs de contraintes locaux et identification de portées des concentrations de contraintes basée sur l'étude de la contrainte principale maximale ou de la contrainte normale dans le cas de l'étude des interfaces.

Toute la difficulté de la démarche et l'originalité du travail consistent en la modélisation mécanique de particules de formes complexes et en la proposition de différents critères de rupture adaptés aux problèmes complexes des particules intermétalliques. Evidemment, cela suppose une bonne connaissance de l'AA5182 et des particules intermétalliques comme : la loi de comportement de la matrice d'aluminium, les propriétés mécaniques des particules intermétalliques ou encore la géométrie des particules.

### I.4.2.2 Moyens de calculs et outils utilisés

L'usage de toutes ces disciplines suppose l'emploi d'outils propres mais aussi d'outils communs permettant le passage de l'une à l'autre. C'est pourquoi, tout au long de ce manuscrit, plusieurs outils seront introduits pour :

- traiter et stocker les images acquises à l'ESRF par microtomographie aux rayons X.
- transformer les images en modèles géométriques discrets (maillages).
- traiter et analyser les simulations par éléments-finis au sens de la rupture des particules.

Le développement de ces moyens passe par l'utilisation de nombreux logiciels et langages informatiques :

- langage C/C++ et shell (tcl, bash ...) : implémentation de routine de calculs et gestion de fichier.
- Aphelion<sup>TM</sup>(langage VB/C++) : segmentation et extraction des particules, mesures de paramètres morphologiques (Aphelion, 1995).
- Amira<sup>®</sup> : maillages des particules intermétalliques pour les études éléments-finis et analyses de courbures locales (Amira, 1999).
- GMSH (GNU General Public License (GPL) ) : maillages de particules de formes types et visualisation de résultats de post-processing (GMSH, 1997).

- ZeBuLoN (Northwest Numerics, Ecole des Mines de Paris, ONERA, Transvalor) : calculs éléments-finis et post-traitements (ZeBuLoN, 1997).

## **Conclusion**

A l'issue de ce premier chapitre, les observations au MEB ont montré la complexité des morphologies de particules intermétalliques. De ce fait, une caractérisation tridimensionnelle est nécessaire. Outre les observations morphologiques, les propriétés mécaniques des intermétalliques (plus particulièrement les phases au fer) sont nécessaires. Cependant, l'étude bibliographique a montré les difficultés d'obtenir de telles informations. Et même dans ce cas, les données ne sont pas toujours réalistes compte tenu du mode de formation des intermétalliques.

Ces différentes observations nous ont permis d'identifier plusieurs problèmes scientifiques liés à différents domaines d'applications comme la science des matériaux, la mécanique des matériaux ou les problèmes numériques en mécanique.

Au final, cette étape préliminaire, bien que relativement générale et introductive a permis de faire ressortir la difficulté et l'originalité de la démarche consistant en la modélisation mécanique de particules complexes.





# Techniques expérimentales et résultats associés

## Introduction

LES efforts permettant la rupture des particules intermétalliques sont transmis aux particules par le biais de la matrice d'aluminium. Dès lors, une connaissance approfondie du comportement de la matrice d'aluminium est nécessaire. Le chapitre précédent présente de manière assez détaillée le comportement des particules intermétalliques et plus particulièrement celui des phases au fer. Mais cette étude n'est pas suffisante. Le présent chapitre propose donc des méthodes de caractérisation tantôt invasives, tantôt non destructives. Les différentes techniques expérimentales nécessaires à la caractérisation de la matrice d'aluminium et à la morphologie tridimensionnelle des particules sont présentées en fonction de leurs intérêts pour la présente étude.

Les images MEB obtenue dans le chapitre I montrent la complexité des morphologies de particules. De ce fait, une caractérisation 2D n'est plus suffisante. Le recours aux techniques de caractérisation 3D est indispensable.

Les diverses méthodes expérimentales mises en place dans les études antérieures et au cours de cette thèse pour caractériser le matériau sont :

1. pour l'alliage d'aluminium :
  - la compression uniaxiale,
  - la compression plane,
2. pour la morphologie des particules intermétalliques :
  - la dissolution sélective,
  - la tomographie X,
  - l'analyse d'image.

Dans un premier temps, la compression uniaxiale permet d'établir la loi de comportement du matériau. Le laminage quand à lui est simulé au moyen du procédé de compression plane.

Dans un second temps, la dissolution sélective permet d'observer qualitativement la morphologie et la fragmentation des particules intermétalliques et de connaître la composition chimique des phases contenues dans les échantillons. Enfin, la tomographie à rayon X est une technique non destructive qui permet d'observer un échantillon en 3D. Partant de cet ensemble d'informations, l'analyse d'image 2D et 3D permet de décrire et de quantifier les morphologies des différentes phases. Cette technique étant très largement utilisée dans cette thèse, elle fera l'objet d'un chapitre entier (Chapitre III).

## Sommaire

---

<b>II.1 Comportement des matériaux étudiés . . . . .</b>	<b>25</b>
II.1.1 Préparation des échantillons . . . . .	25
II.1.2 Description de l'essai de compression uniaxiale . . . . .	25
II.1.3 Généralité sur l'essai de compression plane . . . . .	26
II.1.4 Loi de comportement du 5182 . . . . .	29
<b>II.2 Dissolution sélective et spectroscopie de rayons X . . . . .</b>	<b>31</b>
II.2.1 Méthode expérimentale de dissolution sélective partielle développée par Alcan . . . . .	31
II.2.2 Microanalyse par spectroscopie de rayons X en dispersion d'énergie	32
<b>II.3 Microtomographie par rayons X . . . . .</b>	<b>33</b>
II.3.1 Le rayonnement synchrotron . . . . .	33
II.3.2 Principe . . . . .	34
II.3.3 Acquisition des images par microtomographie 3D à l'ESRF (ligne ID19) . . . . .	35

---

## II.1 Comportement des matériaux étudiés

### II.1.1 Préparation des échantillons

Plusieurs types d'échantillons ont été utilisés pour étudier la déformation de l'alliage 5182. Les différents types d'éprouvettes ont été prélevés au cœur d'une tranche de plaque fournie par Pechiney (CRV Voreppe). Les échantillons de compression plane et compression uniaxiale ont été découpés dans cette tranche.

Certains échantillons sont préalablement traités thermiquement. Ce traitement thermique est réalisé dans des conditions assez similaires à celles de l'industrie. Les échantillons sont placés dans un four horizontal Vecstar air dont le profil de température au cours du temps est pré-défini. Les échantillons sont d'abord chauffés à une vitesse de  $0,75^{\circ}\text{C}/\text{min}$  pendant 10 heures environ pour atteindre les  $520^{\circ}\text{C}$ . La durée de maintien à cette température est de 12 heures. Les échantillons sont ensuite refroidis à  $460^{\circ}\text{C}$  en une heure avant d'être trempés à l'eau.

Pour la compression plane à chaud, les échantillons sont d'abord prédécoupés puis polis pour atteindre précisément les dimensions recherchées. En effet, la largeur de l'échantillon doit correspondre précisément à la largeur du canal de compression. Afin de limiter le frottement lors de la compression plane, les échantillons sont enrobés de Teflon®. Sa tenue en température reste bonne jusqu'à  $450^{\circ}\text{C}$ . Cependant, l'utilisation de cette bande de Teflon® doit être prise en compte lors de la finition des échantillons, car elle crée une surépaisseur.

Dans le cas de compression uniaxiale, les échantillons sont recouverts d'un film de nitrure de bore (bombe aérosol) afin de limiter les frottements pendant l'essai. Le nitrure de bore est thermiquement stable jusqu'à  $1000^{\circ}\text{C}$ .

### II.1.2 Description de l'essai de compression uniaxiale

Les essais de compression uniaxiale sur des éprouvettes cylindriques ont été effectués afin de déterminer la loi de comportement de l'alliage d'aluminium 5182. La hauteur des échantillons est de  $15\text{ mm}$  pour un diamètre de  $10\text{ mm}$ . Ces dimensions sont choisies pour apporter un compromis acceptable entre les problèmes dus au frottement et au flambage. Les essais de compression uniaxiale ont été réalisés à l'Ecole de Mines de Saint-Etienne dans le cadre de la thèse d'A. Baldacci (2003). La machine utilisée est une machine servo-hydraulique Schenck équipée de tas de compression en molybdène et d'une cellule de force de  $100\text{ kN}$  (figure II.1). Le déplacement du vérin est contrôlé électroniquement afin de conserver des déplacements à vitesse de déformation constante ( $3.10^{-4}$  à  $10\text{ s}^{-1}$ ). La montée et le maintien en température sont assurés par un four à lampes de  $25\text{ kW}$ . Le contrôle de la température, garantissant l'homogénéité de l'échantillon, est réalisé au moyen de deux thermocouples placés dans chacun des tas de compression. L'ensemble est placé dans une enceinte en quartz balayée par de l'argon afin de limiter l'oxydation. Les données brutes de l'essai sont enregistrées à intervalles réguliers (temps, déplacement et force) pendant l'essai.



Figure II.1: Machine de compression utilisée pour les essais.

### II.1.3 Généralité sur l'essai de compression plane

Depuis les travaux de Maurice (1994) (figure II.2), l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne possède une expertise dans le domaine des essais de compression plane bi-encastres dits essais « Channel Die » qui permettent, entre autres d'atteindre des déformations supérieures à l'unité. Si, à l'origine, la technique est utilisée sur des échantillons parallélépipédiques massifs, la possibilité technologique de faire coïncider le plan de déformation avec le plan de la tôle semble une piste intéressante.

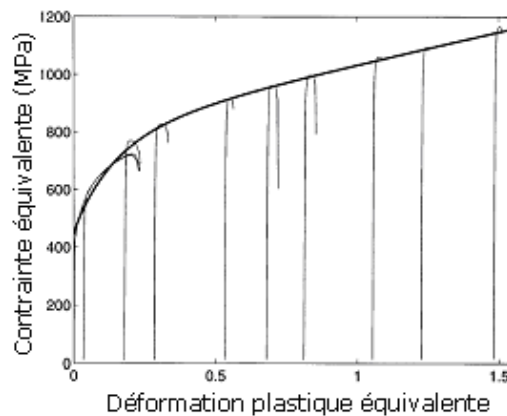


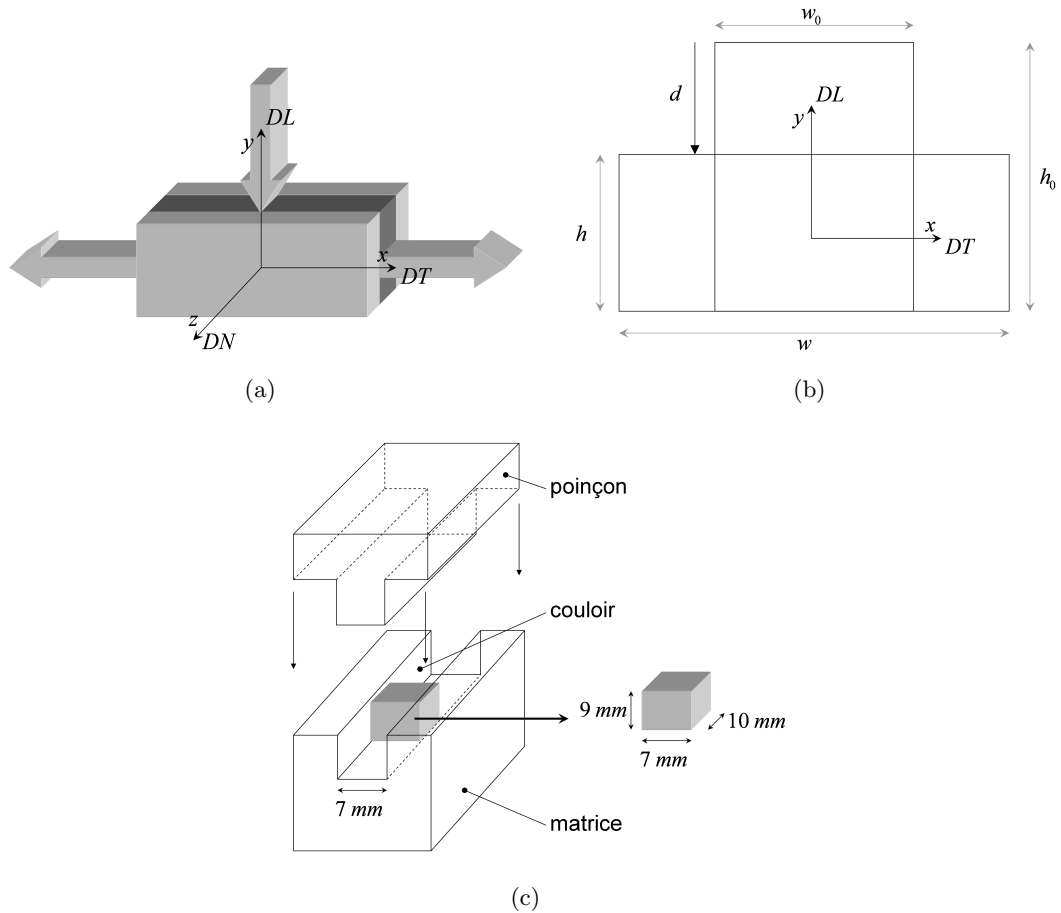
Figure II.2: Détermination de la loi de comportement aux grandes déformations. Traction sur tôles prédéformées d'acier inoxydable X30Cr13 d'après C. Maurice (1994).

#### II.1.3.1 Description de l'essai de compression plane

L'essai de « Channel Die » consiste à comprimer un échantillon de forme parallélépipédique en imposant un déplacement suivant une direction  $DL$ , tout en maintenant les faces latérales

de normales  $DN$  par l'intermédiaire d'un couloir. Au final, seule la direction  $DT$  est libre, ce qui entraîne que la déformation s'effectue dans le plan  $(DL, DT)$ . Le dispositif expérimental est constitué d'un poinçon et d'une matrice en trois parties formant le couloir. Tous deux sont réalisés en acier de dureté 60  $HRC$  (Figure II.3). Les essais de compression plane ont été effectués sur la même machine hydraulique que les essais de compression uniaxiale. La machine est capable de fournir une charge maximale de 100  $kN$ . Le pilotage de la traverse est assuré par l'ordinateur de sorte à avoir une vitesse de déformation équivalente constante.

En ce qui concerne les essais à chaud, des résistances chauffantes et des capteurs de température sont présents sur le montage. La température peut être élevée jusqu'à 600°C, au delà, l'essai est limité par la tenue en température des lubrifiants.



**Figure II.3:** Essai de compression plane (a) schéma de principe, (b) dimensions de l'échantillon dans son plan de déformation et (c) dispositif.

Lors d'un essai de compression plane, les tenseurs de contraintes et de vitesses de déformations s'écrivent de la manière suivante :

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix}, \quad \dot{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_x & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\epsilon}_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.1})$$

Si la hauteur de l'échantillon est notée  $h$ , sa largeur  $w$  et son épaisseur  $t$  (Figure II.3 (b)) alors la condition d'incompressibilité en déformation plastique s'écrit :

$$h_0 w_0 t_0 \Rightarrow w = w_0 \frac{h}{h_0} \quad (\text{II.2})$$

l'indice 0 indiquant l'état initial.

En notant  $d$  le déplacement de la face supérieure,  $Q$  la force d'écrasement appliquée sur cette face, et en supposant que les frottements sont négligeables, on a :

$$\begin{cases} \varepsilon_y = \ln \left( 1 - \frac{d}{h_0} \right) \\ \sigma_y = -\frac{Q}{t_0 w_0} \left( 1 - \frac{d}{h_0} \right) \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

En considérant l'incompressibilité du matériau et en intégrant par rapport au temps, la déformation plastique équivalente  $\bar{\varepsilon}$  est donnée par :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \left( \frac{h_0}{h_0 - d} \right) \quad (\text{II.4})$$

La loi de comportement suivant la direction  $DL$  peut être obtenue à partir de la mesure de la force sur le poinçon  $Q$  et de son déplacement  $d$ . Cependant, en réalité, les mesures expérimentales de  $d$  et  $Q$  sont biaisées par la déformation élastique de la machine et par les problèmes de frottement. Pour limiter les frottements, l'échantillon est emballé dans un film de Teflon® d'épaisseur  $0,05 \text{ mm}$ . La correction du déplacement mesuré doit donc prendre en compte l'épaisseur totale de lubrifiant  $h_{teflon}$  ainsi que la compliance de la machine  $k$  déterminée lors d'un essai à vide :

$$d = (d_{mesure} - k Q_{mesure}) \left( 1 - \frac{h_{teflon}}{h_0} \right) \quad (\text{II.5})$$

Chovet *et al.* (2002) proposent de prendre en compte le frottement sous la forme :

$$Q = \frac{Q_{mesure}}{1 + \frac{\dot{W}_F}{\dot{W}_P}} \quad (\text{II.6})$$

avec,

$$\frac{\dot{W}_F}{\dot{W}_P} = \frac{\bar{m}}{12 w_0 h_0 t_0} \left[ \frac{w^3}{4} \ln \left( \frac{Z+2h}{Z-2h} \right) + 2 h^3 \ln \left( \frac{Z+w}{Z-w} \right) + 2 w h Z + w^2 t_0 \right] \quad (\text{II.7})$$

$$Z = \sqrt{w^2 + 4 h^2}$$

L'influence des frottements est prise en compte grâce à un frottement de type Tresca :

$$\tau = \frac{\bar{m} \bar{\sigma}}{\sqrt{3}}, \quad \bar{m} \in [0, 1] \quad (\text{II.8})$$

où  $\tau$  est la contrainte de cisaillement,  $\bar{m}$  le coefficient de frottement de Tresca et  $\bar{\sigma}$  la contrainte équivalente de von Mises. De précédentes études ont montré que, dans un tel dispositif, le frottement est très faible de par la présence de Teflon® et la valeur du coefficient de frottement est fixé à  $\bar{m} = 0,02$  (Maurice et Driver, 1993).

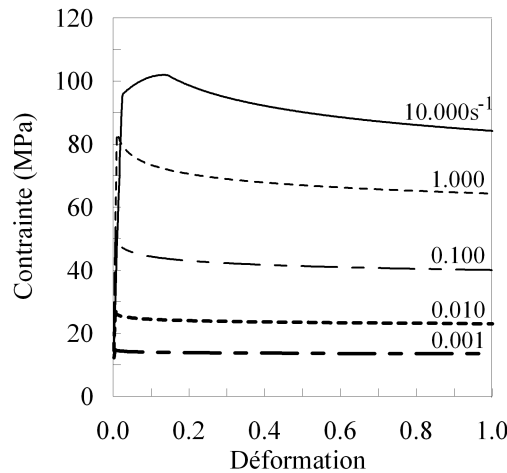
### II.1.4 Loi de comportement du 5182

La loi de comportement de l'alliage à chaud ( $500^{\circ}\text{C}$ ) a été déterminée par A. Baldacci (2003) à l'aide d'essais de compression uniaxiale. Ces travaux permettent, d'une part, d'identifier la loi de comportement et, d'autre part, de définir les coefficients d'écroissage  $n$  et de sensibilité à la vitesse  $m$ .

Les essais de compression uniaxiale à  $500^{\circ}\text{C}$  sur des éprouvettes cylindriques ont été réalisés pour différentes vitesses de déformation (Figure II.4). Sur les courbes de contrainte-déformation, on constate que la contrainte croît rapidement (domaine élastique) pour atteindre ensuite une valeur maximale qui augmente avec la vitesse de déformation. Après ce pic, la contrainte diminue doucement. L'augmentation de la vitesse de déformation entraîne un glissement du pic de contrainte vers les plus grandes déformations. L'élargissement du pic de contrainte se traduit habituellement par un phénomène de recristallisation dynamique (Humphreys et Harthely, 1996).

Les coefficients d'écroissage  $n$  et de sensibilité à la vitesse  $m$  s'écrivent de la manière suivante :

$$n = \left. \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}^p} \right\}_{\dot{\epsilon}^p} \quad \text{et} \quad m = \left. \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}^p} \right\}_{\dot{\epsilon}^p} \quad (\text{II.9})$$

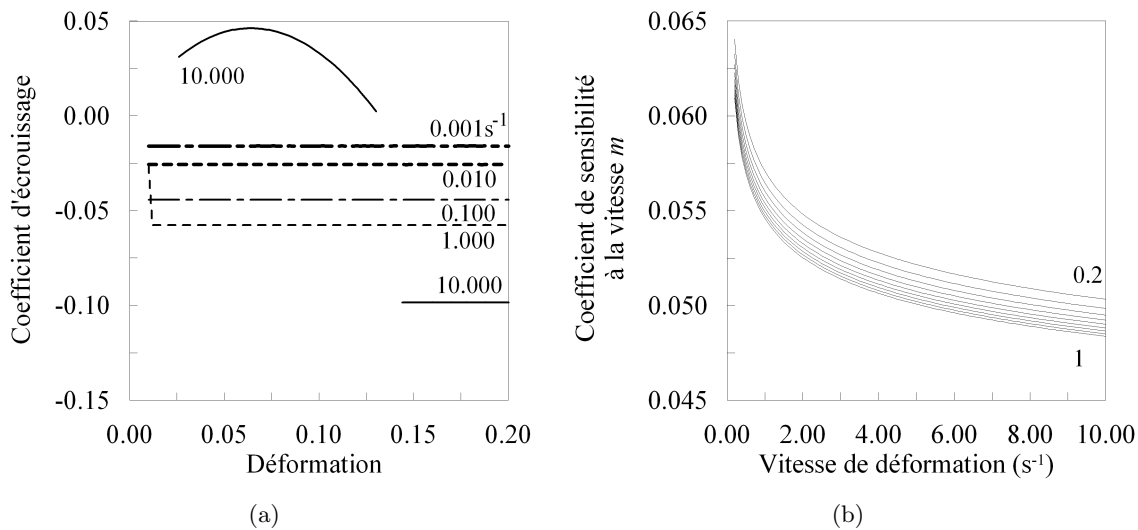


**Figure II.4:** Courbes contrainte - déformation de l'alliage d'aluminium 5182 déformée en compression uniaxiale à  $500^{\circ}\text{C}$  pour différentes vitesses de déformation.

On suppose que le matériau est globalement isotrope et donc on peut adapter une loi de puissance. La figure II.5 (a) représente le coefficient d'écroissage  $n$  pour plusieurs vitesses de déformation en fonction de la déformation macroscopique. Pour les petites déformations, la détermination précise de  $n$  est difficile. Avec l'augmentation de la déformation, le coefficient d'écroissage devient négatif. Ceci est dû à la recristallisation durant la déformation. Ces effets apparaissent encore plus prononcés pour des vitesses de déformation élevées (environ  $10\text{ s}^{-1}$ ), alors que le coefficient d'écroissage  $n$  devient « de plus en plus négatif ». La figure II.5 (b) présente le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  pour plusieurs déformations ( $\epsilon = 0, 2$  à  $1, 0$ )

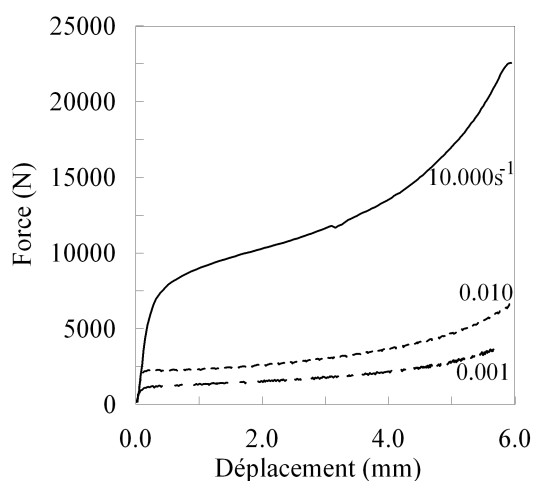


en fonction de la vitesse de déformation. D'une vitesse de déformation nulle à une vitesse de déformation égale à  $1 \text{ s}^{-1}$ , le coefficient de sensibilité à la vitesse diminue brusquement d'une valeur de 0,065 à 0,055. Ensuite, l'augmentation de la vitesse de déformation entraîne pour toutes les déformations une légère diminution de coefficient de sensibilité à la vitesse. Entre les déformations de 0,2 et 1,0, la variation du coefficient de sensibilité à la vitesse est de 0,055 à 0,048, donc négligeable. La vitesse de déformation ne semble pas influencer énormément la valeur du coefficient de sensibilité à la vitesse pour des vitesses de déformations supérieures à l'unité et des déformations supérieures à 0,2. Dans la suite, le coefficient de sensibilité à la vitesse sera considéré égal à 0,055. Les vitesses de déformations étant relativement faibles (sauf indiqué explicitement), cette valeur constitue une bonne approximation.



**Figure II.5:** (a) Coefficient d'écouissage  $n$  en fonction de la déformation pour plusieurs vitesses de déformation et (b) Coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  en fonction de la vitesse de déformation.

Pour simuler le comportement de l'aluminium pendant le laminage, des essais de compression plane à chaud peuvent être réalisés à différentes vitesses de déformation. La figure II.6 présente la force résultante de la déformation de l'échantillon en fonction du déplacement du piston pour trois vitesses de déformations différentes. Lorsque la vitesse de déformation augmente, la force appliquée augmente également. Le comportement à chaud de l'AA5182 étant élasto-viscoplastique, on retrouve des courbes force - déplacement caractéristiques. Celles-ci mettent en évidence la sensibilité à la vitesse de déformation du matériau. Enfin, on constate une augmentation plus importante de la force pour les déplacements élevés. En effet, bien que le frottement soit minimisé grâce à l'utilisation de graphite et de Teflon® , il ne peut être complètement éliminé, surtout lors de plus grands déplacements.



**Figure II.6:** Force mesurée en fonction du déplacement durant la compression plane à chaud pour différentes vitesses de déformations.

## II.2 Dissolution sélective et spectroscopie de rayons X

### II.2.1 Méthode expérimentale de dissolution sélective partielle développée par Alcan

La méthode de dissolution sélective se caractérise par l'extraction sélective totale ou partielle d'un des éléments d'un alliage (Jarry et Janot, 2004).

La méthode développée à Alcan dans le but d'étudier les alliages métalliques, permet de laisser émerger les particules intermétalliques *in situ* de la matrice d'aluminium (voir figure II.7). Pour cela, on utilise une cellule de polissage électrochimique classique avec comme électrolyte du méthanol saturé de chlorure de potassium à basse température pour dissoudre de façon contrôlée la matrice d'aluminium. Cette méthode développée au CRV est appelée PATCH-PEEL pour *Phase Analysis and Topological Characterization by Partial Dissolution and Extractive Epoxy Layer*. Les particules intermétalliques ne sont pas dissoutes par l'opération, elles émergent alors du fond d'attaque.

L'observation qualitative par FEG-SEM de la morphologie des intermétalliques en trois dimensions est alors possible, ainsi que l'étude de leur agencement et de leur disposition relative dans le volume de l'échantillon étudié. En outre, elle permet l'identification de la stœchiométrie des phases par une analyse EDX sans perturbation de la matrice d'aluminium qui est remplacée par une résine époxydique. Dans le cadre du projet Rhône-Alpes, les chercheurs du CRV ont ainsi pu mettre en évidence par cette technique, différentes morphologies d'intermétalliques, qu'ils ont pu relier à leur stœchiométrie.

Cette technique d'analyse rend donc possible les études de métallographie 3D, et permet donc la compréhension des mécanismes de germination et de croissance. Néanmoins elles ne peuvent

se baser que sur une observation qualitative des objets, et il n'est pas possible d'effectuer des mesures sur leur forme (volume, surface...). De plus, le champ d'investigation en profondeur est restreint. Il dépend essentiellement de la dimension des structures observées, par exemple dans le cas des alliages d'aluminium seulement quelques micromètres de la matrice sont dissous de manière à pouvoir observer les intermétalliques sans perdre les relations d'agencement.

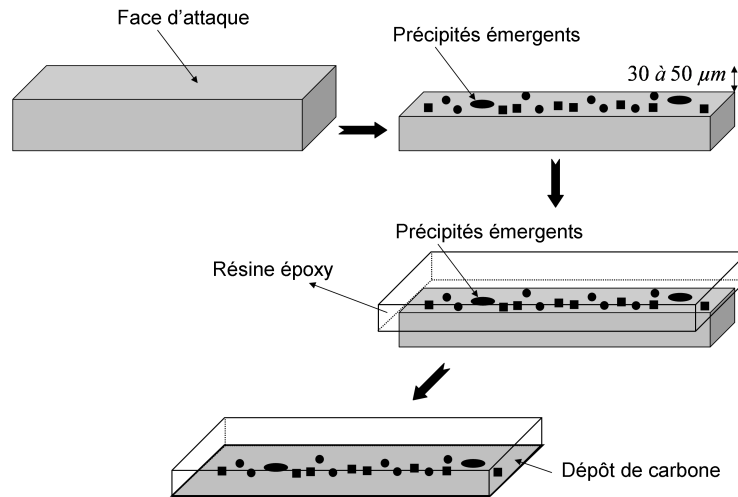


Figure II.7: Etapes de la dissolution sélective par la méthode de PATCH-PEEL.

## II.2.2 Microanalyse par spectroscopie de rayons X en dispersion d'énergie

Le microscope électronique à balayage (MEB ou SEM en anglais) équipé d'un analyseur EDX permet de fournir rapidement les informations sur la morphologie et la composition chimique d'un matériau. Le microscope électronique à balayage utilisé est un FEG-SEM. Il possède un canon à effet de champs, ce qui permet de faire de l'imagerie à faibles tensions et de générer un faisceau d'électrons beaucoup plus fin que les MEB classiques, donc d'obtenir une image de résolution supérieure. Sous l'impact de faisceau d'électrons sur le matériau (figure II.8 (a)), plusieurs émissions s'opèrent simultanément :

- électrons secondaires,
- électrons rétrodiffusés,
- rayons X,
- électrons Auger,
- cathodoluminescence.

Les électrons secondaires (sur une profondeur de l'ordre de 10 nm) permettent de visualiser la topographie de l'échantillon avec une résolution de 5 à 7 nm, les électrons rétrodiffusés (50 nm de profondeur) donnent des informations sur la densité des phases (numéro atomique moyen) et les rayons X des informations sur la composition chimique. Chacune des réponses aux bombardements des électrons n'analyse pas la même zone géographique (figure II.8 (b)).

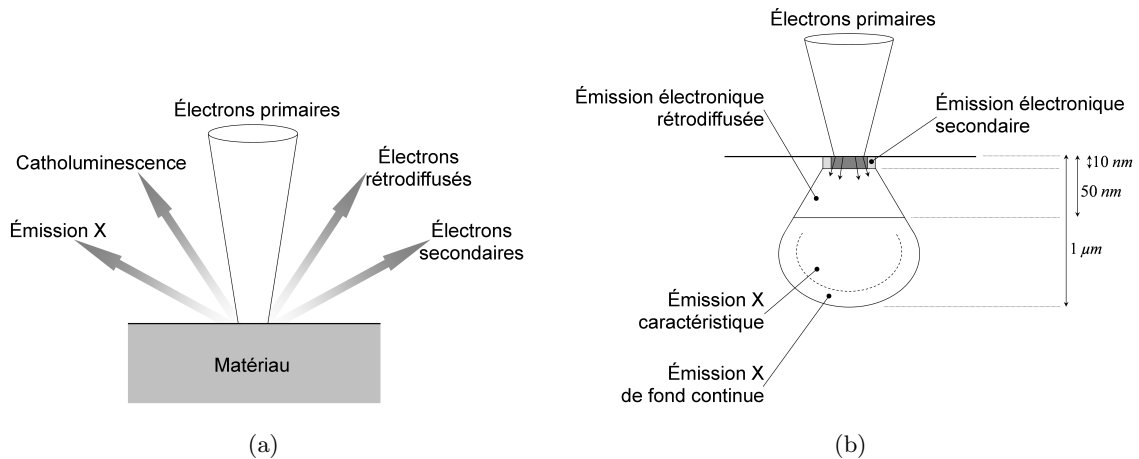


Figure II.8: (a) Interaction électrons matière et (b) poire d'interaction.

## II.3 Microtomographie par rayons X

La microtomographie par absorption de rayons X est une technique d'analyse non destructive qui permet une reconstruction tridimensionnelle à partir d'une succession de coupes bidimensionnelles. Ce paragraphe est consacré à la présentation de cette technique. Après une description succincte du synchrotron de Grenoble (ESRF), on exposera le principe de la microtomographie ainsi que les caractéristiques principales de la ligne ID19 où ont été réalisées les expériences. Les campagnes d'essais en microtomographie sont issues d'une collaboration entre l'Ecole des Mines de Saint-Etienne (H. Klöcker), l'Ecole des Mines de Paris (D. Jeulin), l'INSA de Lyon (E. Maire), ALCAN (A. Bigot) et l'ESRF (ligne ID19 : E. Boller, E. Pereiro).

### II.3.1 Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron (troisième génération) est un rayonnement électromagnétique émis par des particules chargées de très hautes énergies. L'installation du rayonnement synchrotron de l'ESRF est composée de quatre parties principales :

- l'accélérateur linéaire (linac) : son rôle est d'accélérer les électrons, produits par un canon à électrons,
- le synchrotron : c'est l'accélérateur circulaire qui récupère les électrons à la sortie du linac et qui augmente leur énergie (6 GeV),
- l'anneau de stockage : c'est un grand anneau (près de 900 m de circonférence) à l'intérieur duquel les électrons sont stockés et circulent sous un vide poussé. Dans cet anneau, des aimants de courbure permettent de contrôler la trajectoire quasi circulaire.
- les lignes de lumière : ce sont des laboratoires situés tangentiellement à l'anneau. Ces lignes récupèrent le rayonnement synchrotron. La figure II.9 illustre l'ensemble des lignes. Les caractéristiques de la ligne ID19 seront détaillées plus loin.

Le rayonnement synchrotron possède de nombreux avantages par rapport à une source de rayons X classiques. La longueur importante des lignes de lumière (150 m) permet d'obtenir un faisceau X quasiment parallèle d'intensité très élevée. La forte énergie du faisceau ( $>100\text{ keV}$ ) permet de traverser des matériaux très atténuants (numéro atomique élevé). De plus grâce au faisceau parallèle, les images produites sont obtenues sans grandissement. Enfin, la taille des hétérogénéités détectables résulte essentiellement de la taille du pixel du détecteur qui peut varier entre  $0,3\ \mu\text{m}$  et  $30\ \mu\text{m}$  (Buffiere *et al.*, 1999; Baruchel *et al.*, 2000).

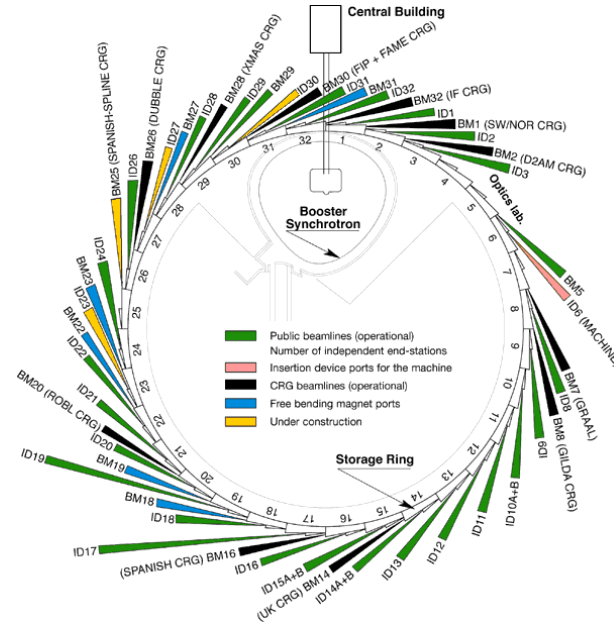


Figure II.9: Installation du rayonnement synchrotron (Nenner *et al.*, 1989).

### II.3.2 Principe

La tomographie par absorption de rayon X est une technique d'analyse non destructive. Elle nous permet de déterminer les caractéristiques de la microstructure (présence de différentes phases, de particules intermétalliques, de fissures, de pores ...) sans endommager l'échantillon ; aucune découpe n'est nécessaire. Ce type de technique d'imagerie repose sur la mesure des différents coefficients d'absorption d'un corps traversé par un faisceau de rayon X. Chaque corps (phase, intermétallique, pore ...) a son coefficient d'absorption propre qui dépend :

- de la densité du corps,
- de l'énergie du faisceau du rayon X le traversant.

Cette technique, d'abord développée par le domaine médical dans les années 70, nous permet d'atteindre aujourd'hui des résolutions très faibles grâce notamment à l'utilisation de sources synchrotron de troisième génération (*ESRF*). Dans le domaine de la science des matériaux, la taille des détails que l'on peut observer est généralement voisine du micron : on parle alors de

microtomographie. Dans ce cas, la technique principalement utilisée est la microtomographie par rayons X en atténuation. C'est elle que nous allons développer dans la suite.

Le principe physique de la tomographie est basé sur celui de la radiographie aux rayons X, et utilise les propriétés d'interaction entre un faisceau de rayons X et une tranche de matière selon la loi de propagation de Beer Lambert (équation II.10). Cette loi exprime la dépendance du nombre photons transmis  $N_i$  à travers une tranche de matière le long du chemin  $\Delta x$  parcouru par un faisceau d'énergie  $E$ , vis à vis du nombre de photons incident  $N_0$  et du coefficient d'atténuation  $\mu$  de la tranche de matière traversée (figure II.10).

$$N_i(E) = N_0(E) \exp \left[ - \int_{\Delta x} \mu(x, y_i, z_i) dx \right] \quad (\text{II.10})$$

Ainsi, le nombre de photons  $N_0$  émis par la source, et celui transmis le long d'une droite à travers l'échantillon de matière  $N_i$ , permettent d'estimer l'intégrale du coefficient d'atténuation  $\mu$  le long du chemin considéré (équation II.11).

$$\ln \left( \frac{N_0}{N_i} \right) = \int_{\Delta x} \mu(x, y_i, z_i) dx \quad (\text{II.11})$$

Le coefficient d'atténuation  $\mu(x, y_i, z_i)$  peut varier le long de la trajectoire du faisceau en fonction de la composition locale de l'échantillon et de l'énergie des photons. Ce coefficient dépend de la densité locale  $\rho$  de la matrice et de son numéro atomique  $Z$ . Dans le domaine photoélectrique, c'est à dire pour des valeurs de  $E$  inférieure à 200 keV,  $\mu$  se met sous la forme suivante :

$$\mu(x, y, z) = \rho K \frac{Z^4}{E^3} \quad (\text{II.12})$$

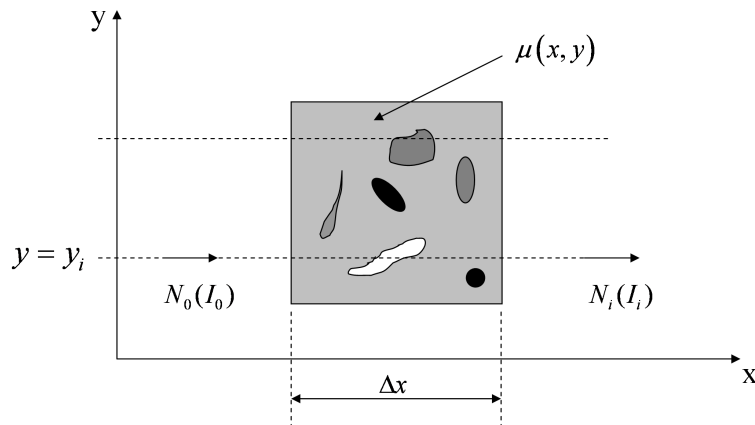
Dans l'équation II.12,  $E$  correspond à l'énergie des photons incidents et  $K$  est une constante.

La loi d'atténuation permet d'expliquer le contraste observé dans un radiographie X d'un objet massif. Chaque point du détecteur placé derrière l'échantillon est situé en face d'une portion de matière traversée par un même faisceau de photons. Si le matériau est hétérogène, la valeur intégrée de  $\mu$  dépend de l'orientation du faisceau incident. Ainsi, le niveau de gris observé sur l'image est proportionnel à  $N_i(E)$ .

### II.3.3 Acquisition des images par microtomographie 3D à l'ESRF (ligne ID19)

#### II.3.3.1 Conditions d'acquisition des images par tomographie aux rayons X

Nos expériences ont été réalisées sur la ligne ID19 de l'ESRF. Sur cette ligne, la distance entre la source et l'échantillon est de 150 m. Cette distance permet aux photons d'avoir une grande cohérence latérale. La taille de la source X est de 100  $\mu m$  avec une ouverture angulaire de moins d'un microradian. Elle peut donc être considérée comme ponctuelle vis à vis de l'échantillon.



**Figure II.10:** Principe physique de la tomographie par transmission à travers une tranche de matière (plan  $(x, y)$  en  $z = z_i$ ).

Le faisceau X est parallèle et polychromatique. Afin de sélectionner l'énergie, le faisceau est monochromatisé par un réseau de diffraction. L'orientation du monochromateur permet de faire varier l'énergie entre  $7 \text{ keV}$  et  $100 \text{ keV}$  (pour information, les électrons qui produisent la radiation ont une énergie de  $6 \text{ GeV}$ ). L'énergie doit être soigneusement choisie pour obtenir des images de bonne qualité. Elle doit être suffisamment grande pour qu'il y ait un minimum de photons qui atteignent le détecteur, mais ne doit pas être trop élevée sans quoi l'échantillon devient transparent aux rayons X. Pour les besoins de notre expérience l'énergie est réglée à  $20,5 \text{ keV}$ .

Les informations transmises par l'échantillon sont enregistrées grâce à un système composé d'un détecteur haute résolution (pour convertir les rayons X en lumière visible) et d'une caméra CCD. Elle est composée de  $2048 * 2048$  détecteurs photosensibles. La résolution de la caméra, qui correspond à la taille de chaque élément sensible du détecteur qui la compose est de  $0,7 \mu\text{m}$ . Le nombre de projections acquises a été fixé à 1500, ce qui donne un pas de rotation de  $0,12^\circ$  entre chaque projection pour couvrir les  $180^\circ$  nécessaires à la reconstruction. La durée d'exposition pour chaque radiographie a été fixée à 0,3 seconde compte tenu de l'énergie choisie.

### II.3.3.2 Utilisation du contraste de phase

Les images sont ensuite reconstruites en utilisant le contraste de phase. Le contraste de phase utilisé en tomographie provient du déphasage entre le faisceau de rayons X référence et le faisceau ayant traversé l'objet balayé (Cloetens *et al.*, 2000). Ce phénomène est modélisé grâce à un indice de réfraction complexe. La partie imaginaire représente le contraste d'atténuation et la partie réelle est liée au déphasage de l'onde. La modulation de la phase donne dans la plupart des cas un contraste supérieur à celui de l'atténuation. Cette technique est donc particulièrement intéressante pour l'étude de matériaux légers faiblement absorbants tels que les polymères, mais également pour les matériaux multiphasés dont les constituants absorbants ont un coefficient

Condition opératoire	Niveau	Commentaires
Energie du faisceau de rayon X	20 keV	Elle doit être suffisamment élevée pour qu'il y ait un minimum de photons qui atteignent le détecteur mais pas trop élevée sans quoi l'échantillon devient « transparent » aux rayons X.
Temps de pause entre chaque rotation	0,8 s	
Nombre de prises de vue (rotation) par coupe	1500	Un nombre assez élevé de prises de vue permet d'obtenir une bonne définition lors de la reconstruction.
Distance entre le capteur et l'échantillon	25 mm	
Résolution des images	0,7 $\mu\text{m}$	Des essais ont été également réalisés avec une résolution de 0,28 $\mu\text{m}$
Grille de l'image obtenue à partir de la caméra CCD de type Frelon	maille cubique	La résolution est donc identique selon chacun des axes de l'image (aucune distorsion n'est introduite).

Tableau II.1: Paramètres d'acquisition en tomographie X sur ID19.

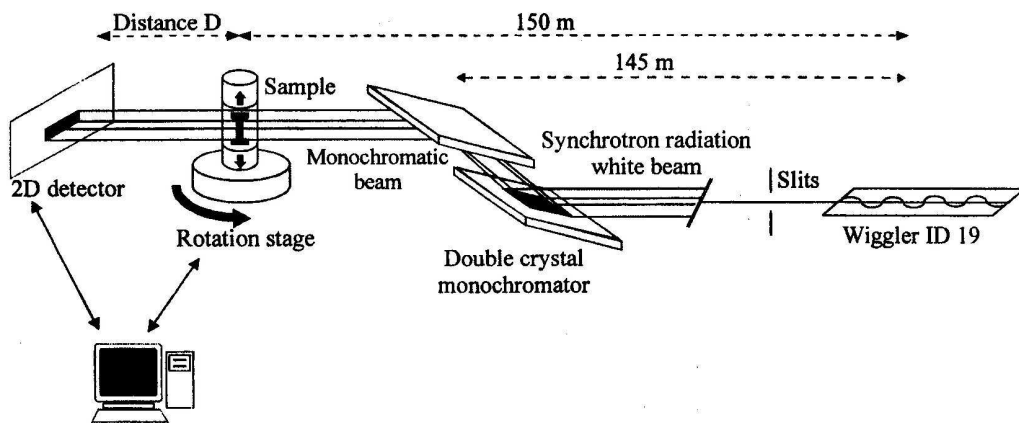
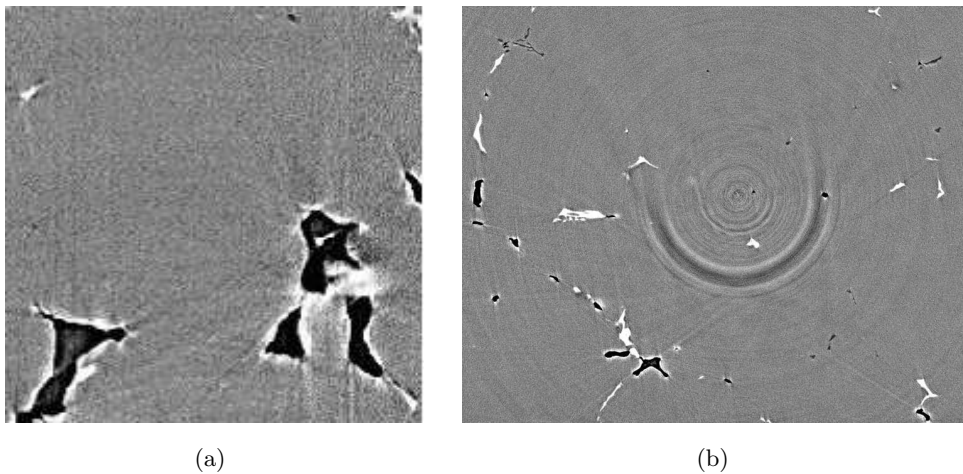


Figure II.11: Schéma général de principe de l'acquisition de projections en tomographie sur la ligne ID19 à l'ESRF (Buffiere et al., 1999).



d'atténuation proche <sup>(4)</sup>, tel que dans les alliages d'aluminium de type 5182. Dans le cas de l'étude du matériau AA5182, il permet donc d'attribuer des niveaux de gris différents à la matrice d'aluminium, et aux particules intermétalliques  $Al_m(Fe, Mn)$  et  $Mg_2Si$ .

Le contraste de phase est aussi considéré dans certain cas comme un artefact. Il introduit un bruit en accentuant le contraste de la frontière des objets. En effet, le pourtour des phases au fer  $Al_m(Fe, Mn)$  a un niveau de gris égal à celui des  $Mg_2Si$ . Inversement les pourtours des particules de type  $Mg_2Si$  et des cavités, possèdent un niveau de gris identique aux  $Al_m(Fe, Mn)$ (figure II.12 (a)).



**Figure II.12:** Coupe de AA5182 déformé à 10% contenant des artefacts de type (a) contraste de phase, (b) anneaux.

### II.3.3.3 Artefacts dans les images obtenues par microtomographie aux rayons X

Les images obtenues par tomographie à rayons comportent un certain nombre d'artefacts. Nous avons déjà mentionné le contraste de phase qui apparaît sur le pourtour des particules (ex : cavités). Il existe également des artefacts de type anneaux (ou rings artefacts) qui se traduisent sur les images par des anneaux plus ou moins concentriques (Figure II.12 (b)). Ces défauts doivent être corrigés au moment de la segmentation pour ne pas introduire de biais dans l'analyse. Ces anneaux résultent de défauts physiques du détecteur utilisé, retransmis ensuite sur l'image au moment de la rétroprojection. En effet, certains pixels ont une réponse non linéaire, nulle ou changeante au cours de l'enregistrement, ces pixels étant toujours à une distance identique du centre, le défaut est toujours localisé au même endroit sur le sinogramme. Ils donnent lieu à des mauvaises reconstructions sous forme d'anneaux concentriques. Ils sont généralement bien localisés sur des plans bidimensionnels et peu nombreux.

---

<sup>(4)</sup>Le coefficient d'atténuation dépend du niveau d'énergie des photons du faisceau de rayons X utilisé 20 keV et du numéro atomique des constituant du matériau ; pour AA5182 on a :  $Z_{Al} = 13$ ,  $Z_{Fe} = 26$ ,  $Z_{Mn} = 25$ ,  $Z_{Mg} = 12$ ,  $Z_{Si} = 14$ .

Les anneaux se détectent facilement à l’œil nu, leur forme en arc de cercle et le niveau de gris des pixels (voxels en 3D) qui les compose, est différent de celui des pixels contenus dans leur voisinage immédiat. Néanmoins, ils sont très difficiles à supprimer sur les images obtenues sur AA5182 : leur niveau de gris est similaire à celui des intermétalliques ( $Mg_2Si$  et  $Al_x(Fe, Mn)$ ), et ils sont parfois proches dans le plan  $z$  ; ce qui se traduit par l’extraction d’un même anneau sur une dizaine de plans et avec une épaisseur de un à plusieurs voxels. Leur taille est variable en fonction de leur localisation dans l’image (centrale ou externe par rapport au centre).

Les images contenant trop d’anneaux n’ont pas pu être exploitées, compte tenu de la difficulté de segmenter séparément les phases intermétalliques. De plus, si les anneaux intersectent des intermétalliques sur une grande partie de l’image (comme c’est le cas sur la figure II.12 (b)) alors une erreur importante sur la mesure des populations des particules touchées est engendrée.

#### II.3.3.4 Récapitulatif des campagnes d’essais

Les images qui ont été acquises à l’ESRF au cours de la thèse sont au format *.raw*. Les images obtenues sont codées en unsigned char, c’est à dire que les niveaux de gris sont entiers et compris entre 0 (noir) et 255 ( blanc). Le tableau II.2 présente les états de déformation de AA5182 acquis à l’ESRF. Il précise : le volume des données avant et après redimensionnement de l’image, la campagne au cours de laquelle les images ont été acquises, l’exploitabilité des images (notamment l’extraction possible des phases au fer). La première campagne d’acquisition correspond aux images de l’alliage d’aluminium 5182 réalisées au cours du projet VIRFAB, celles de la 2<sup>e</sup> campagne correspondent aux images acquises en 2004 et 2005 au cours du projet régional Rhône-Alpes pour lesquelles les paramètres d’acquisition ont été optimisés.

Nom	Rés.	$\epsilon$	taille de l’image	taille de l’image après redimensionnement	Camp.	Expl. <sup>(a)</sup>
BDC	0, 28 $\mu m$	0%	2048 × 1810 × 1734	1305 × 1280 × 1734	2 <sup>e</sup>	oui
BDC	0, 7 $\mu m$	0%	1600 × 1620 × 2048	-	2 <sup>e</sup>	non
1B	0, 7 $\mu m$	2%	1870 × 1660 × 2048	1035 × 1035 × 1725	2 <sup>e</sup>	oui
1B	0, 7 $\mu m$	2%	1400 × 1400 × 1400	1100 × 1265 × 1400	1 <sup>er</sup>	non
5B	0, 7 $\mu m$	10%	2048 × 2048 × 2048	1280 × 1280 × 2048	1 <sup>er</sup>	oui
6B	0, 7 $\mu m$	12%	1400 × 1400 × 1400	-	1 <sup>er</sup>	non
8B	0, 7 $\mu m$	19%	1510 × 1480 × 1920	1252 × 1114 × 1920	2 <sup>e</sup>	oui
10B	0, 7 $\mu m$	41%	1870 × 1840 × 1872	1524 × 1300 × 1872	2 <sup>e</sup>	non
12B	0, 7 $\mu m$	82%	2048 × 2048 × 2048	1024 × 1024 × 2048	2 <sup>e</sup>	oui
13B	0, 7 $\mu m$	123, 5%	1510 × 1750 × 2030	1310 × 1104 × 1624	2 <sup>e</sup>	oui

<sup>(a)</sup>Rés. : Résolution     $\epsilon$  : déformation    Camp. : Campagne    Expl. : Exploitation

**Tableau II.2:** *Echantillons scannés à l’ESRF et volume de l’image correspondante.*

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons décrit les méthodes expérimentales utilisées pour obtenir :

- une loi de comportement aux grandes déformations du matériau pouvant être identifiée au comportement de la matrice métallique,
- un inventaire des différentes morphologies de particules intermétalliques,
- une caractérisation tridimensionnelle des particules.

Ces méthodes sont respectivement :

- la compression plane,
- la dissolution sélective et la microanalyse par spectroscopie de rayons X,
- la microtomographie par rayons X.

A l'issue des différentes expériences, l'AA5182 ainsi que les particules intermétalliques ont été caractérisés. La caractérisation tridimensionnelle des particules par microtomographie nécessite un traitement important des données dans le but d'en extraire les formes. Ce point fait l'objet du chapitre suivant tout entier.

# Caractérisation en analyse d'images et maillage des particules

## Introduction

L'UTILISATION d'une technique de caractérisation tridimensionnelle telle que la microtomographie à rayons X nécessite l'emploi d'outils d'analyse d'images particuliers. En effet, le traitement des volumes issus de tomographie à rayons X s'effectue en plusieurs étapes : filtrage, segmentation, combinaison . . .

Dans un premier temps, nous proposerons une méthode de segmentation adaptée à l'extraction des morphologies complexes des particules intermétalliques.

Dans un second temps, nous présenterons des méthodes numériques indispensables à la modélisation des phénomènes complexes de par la topologie des particules intermétalliques. C'est pourquoi le recours à la méthode des éléments finis semble donc un choix judicieux. Cependant, cette méthode nécessite la construction de maillages éléments finis tridimensionnels à partir des voxels issus des données tomographiques. Cette étape représente une difficulté majeure car les maillages doivent décrire fidèlement les différentes phases du matériau. En particulier, la frontière entre les phases (interface), doit être soigneusement décrite avant la création des maillages volumiques.

## Sommaire

---

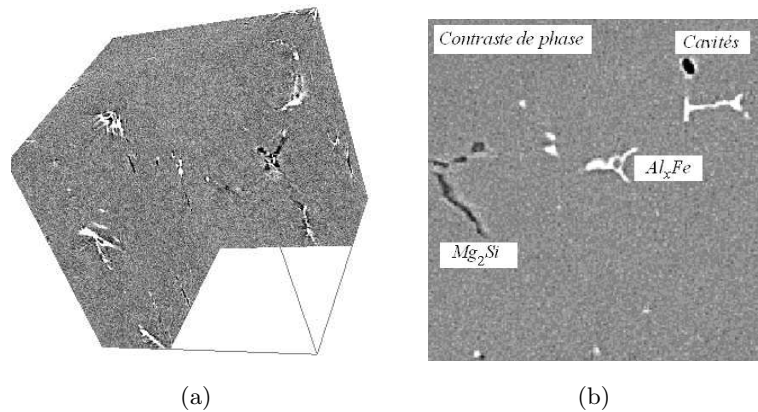
<b>III.1 La segmentation des images . . . . .</b>	<b>43</b>
III.1.1 Histogramme des niveaux de gris des images . . . . .	43
III.1.2 Méthode de segmentation multi-classe . . . . .	44
<b>III.2 Maillage des microstructures . . . . .</b>	<b>49</b>
III.2.1 Présentation des méthodes de maillages . . . . .	49
III.2.2 Méthode de maillage sous Amira® . . . . .	52
III.2.3 Procédures de transfert de maillage Amira® → ZeBuLoN et GMSH → ZeBuLoN. . . . .	58

---

### III.1 La segmentation des images

La segmentation permet d'extraire une région voulue à partir des données acquises sur une image par différentes techniques. Cependant elle représente une partie très sensible de l'analyse d'image parce qu'elle conditionne la qualité des mesures qui seront réalisées par la suite. Dans l'étude présentée ici, les objets segmentés correspondent à des particules intermétalliques d'AA5182. Une fois l'étape de segmentation terminée, il est possible de réaliser un certain nombre de ces mesures sur les images. Evidemment, la segmentation des images nécessite une bonne connaissance du type d'objets qui est analysé, et de ce que l'on veut extraire.

La figure III.1 montre de manière détaillée les images d'AA5182. Les particules de type  $Al_x(Fe, Mn)$  ont un niveau de gris très clair, les  $Mg_2Si$  ont un niveau de gris légèrement plus sombre que celui de la matrice d'aluminium, et les cavités ont un niveau de gris très faible qui se traduit par une couleur noire sur l'image.



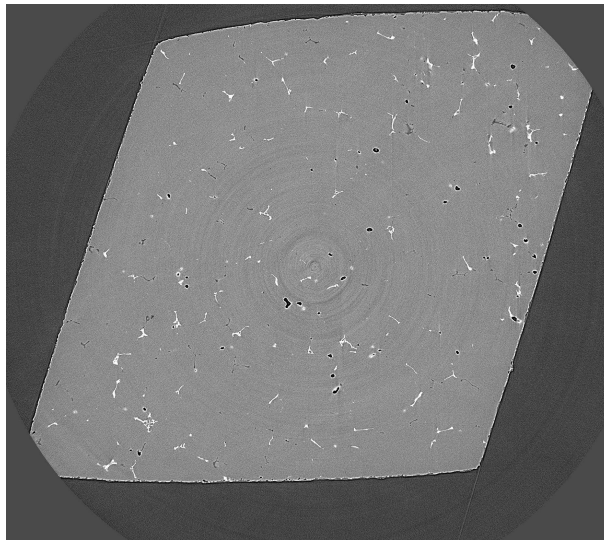
**Figure III.1:** (a) Image tridimensionnelle de l'AA5182 et (b) coupe de l'image tridimensionnelle, blanc : phase au fer, gris clair : matrice d'aluminium, gris plus foncé :  $Mg_2Si$ , noir : cavités.

#### III.1.1 Histogramme des niveaux de gris des images

L'histogramme des niveaux de gris conditionne le choix de techniques de segmentation appropriées. Dans le cas d'une image tridimensionnelle, il se calcule de façon similaire à celui d'une image bidimensionnelle. Ainsi pour une image  $x \times y \times z$ , on calcule pour chaque plan ( $x \times y$ ) l'histogramme des niveaux de gris. L'histogramme de l'image tridimensionnelle correspond à la somme des histogrammes des  $z$  plans de l'image.

La figure III.3 montre l'histogramme des niveaux de gris d'une image obtenue par microtomographie X à l'ESRF sur l'AA5182 déformé à 10%. Les histogrammes des images des alliages pris à des déformations différentes présentent le même aspect (Parra-Denis, 2007). Les niveaux de gris de l'histogramme sont essentiellement dispersés entre les valeurs 40 et 255.

On constate également qu'il n'est pas possible d'observer des pics de niveaux de gris correspondant aux différentes familles de particules. Les pics observés autour des valeurs extrêmes de l'échelle des niveaux de gris correspondent à la saturation de l'image. La saturation permet



**Figure III.2:** Coupe obtenue par microtomographie aux rayons X de l'alliage d'aluminium 5182 déformé à 2% (blanc : phase au fer, gris clair : matrice d'aluminium, gris plus foncé :  $Mg_2Si$ , noir : cavités).

d'accentuer le contraste entre les particules  $Mg_2Si$  et la matrice d'aluminium lors de l'acquisition. Pour réaliser une segmentation de chacune des familles de particules, une plage de niveaux de gris a été définie :

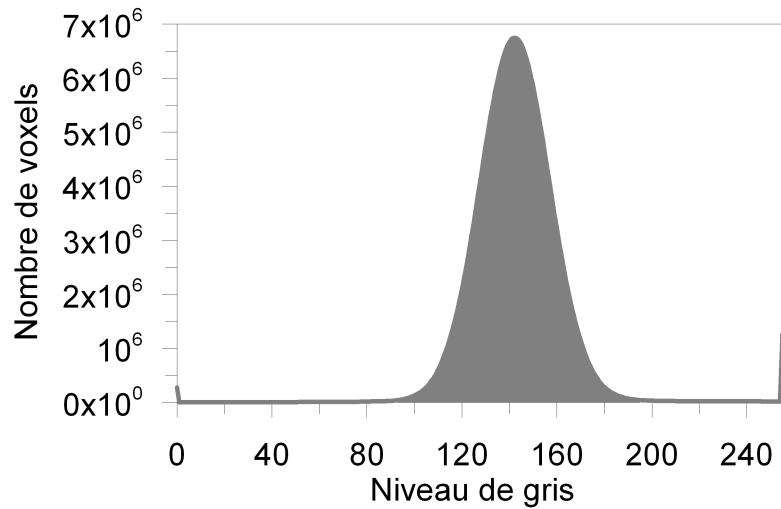
- les particules de phase au fer possèdent des niveaux de gris compris entre 190 et 255,
- les particules  $Mg_2Si$  ont un niveau de gris compris entre 56 et 118,
- les cavités ont les niveaux de gris les plus foncés, entre 0 et 60.

Cette plage de niveaux de gris est déterminée à partir de l'histogramme des niveaux de gris de la figure III.3 et de l'expérience des spécialistes. Toutefois, cette étape reste assez subjective, c'est pourquoi l'aide d'un spécialiste du Centre d'Etude de Voreppe d'ALCAN est indispensable. L'intervention d'Annabelle Bigot, spécialiste en analyse des alliages d'aluminium, a permis de garantir la qualité de la segmentation des images c'est-à-dire la qualité de la topologie des objets extraits. Même avec l'intervention de spécialiste, l'étape de segmentation reste délicate car les plages de niveaux de gris des différentes familles se recoupent, par exemple entre les cavités et les particules  $Mg_2Si$ . De plus, les différents seuils de niveaux de gris doivent être réévalués à chaque état de déformation car ils dépendent :

- des conditions opératoires, celles-ci peuvent varier en fonction des petites variations de puissance du faisceau,
- de la microstructure du matériau.

### III.1.2 Méthode de segmentation multi-classe

La segmentation des images réalisées par tomographie à rayons X est une étape délicate. Comme on l'a vu précédemment, les artefacts, les niveaux de gris et le bruit sont autant de paramètres délicats à prendre en compte. Dans le but de minimiser la perte d'informations, la

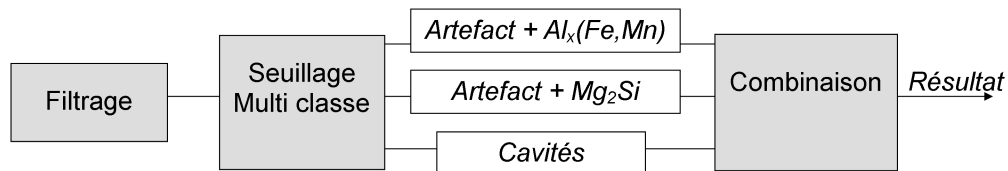


**Figure III.3:** Histogramme à niveaux de gris de l'image de AA5182 déformé à 10% obtenues par microtomographie aux rayons X (Parra-Denis, 2007).

segmentation se déroule en trois étapes (Figure III.4) :

1. l'étape de filtrage nécessaire au lissage du signal de l'image,
2. une étape de segmentation multi-classe c'est à dire une association de seuillages haut et bas,
3. une étape de combinaison des informations obtenues par les seuillages de l'étape précédente.

Les différentes étapes de la segmentation vont être détaillées par la suite. Elles seront illustrées sur un échantillon d'AA5182 déformé à 2% .



**Figure III.4:** Schéma de la méthode de segmentation multi-classe.

### III.1.2.1 L'étape de filtrage des images

L'amélioration de l'image doit être effectuée avec le minimum de perte d'informations. Le filtrage de l'image par un filtre gaussien s'obtient par convolution de l'image en niveaux de gris avec un noyau de convolution (symétrique et normalisé et correspondant à l'équation III.1 (Klette et Zamperoni, 1996; Cocquerez et Philipp, 1993). D'un point de vue numérique, la convolution de l'image est obtenue en prenant la moyenne pondérée par le noyau de convolution du voxel courant et de ses  $n$  voisins (si le noyau est de taille 3 alors le voisinage à considérer est de type 26). Le principal avantage de ce type de filtre est d'être adapté au cas de bruit blanc. La valeur



de l'écart type de la gaussienne appliquée aux images du matériau déformé à 2% est  $\sigma = \frac{3}{4}$  :

$$h(x, y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2 + z^2)}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{III.1})$$

### III.1.2.2 La segmentation multi-classe

#### a) *Seuillage manuel*

Chaque classe de particules intermétalliques est segmentée séparément par l'application d'un seuil bas  $s_1$  et d'un seuil haut  $s_2$ . Pour les particules :

- de la phase au fer, on fixe les seuils  $s_1$  et  $s_2$ ,
- $Mg_2Si$ , on fixe les seuils  $s_3$  et  $s_4$ .

Dans le cas du matériau déformé à 2%, on rappelle les valeurs des seuils  $s_i$ ,  $i \in \llbracket 1..4 \rrbracket$  déjà mentionnées au paragraphe III.1.1 :

$$\left[ T_{[190..255]}^{Al_x(Fe,Mn)} \right] (x) = \begin{cases} 1 & si \quad 190 \leq f(x) \leq 255 \\ 0 & \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

$$\left[ T_{[56..118]}^{Mg_2Si} \right] (x) = \begin{cases} 1 & si \quad 56 \leq f(x) \leq 118 \\ 0 & \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

$$\left[ T_{[0..60]}^{cavites} \right] (x) = \begin{cases} 1 & si \quad 0 \leq f(x) \leq 60 \\ 0 & \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Les seuils  $s_1$  et  $s_2$ ,  $s_3$  et  $s_4$  sont choisis manuellement de manière à inclure totalement la population de chaque type de particule dans un des deux groupes intermédiaires prédéfinis. Après cette première étape de seuillage manuel, les phases au fer et les particules  $Mg_2Si$  ne sont pas correctement segmentées. En effet, ils existent encore sur les images des artefacts dus à l'acquisition de l'image. Les halos issus du procédé de contraste de phase sur le pourtour des particules de la phase au fer ont le même niveau de gris que les particules  $Mg_2Si$ . Et inversement, ceux situés au voisinage des cavités et des  $Mg_2Si$  ont le même niveau de gris que les particules au fer  $Al_x(Fe, Mn)$ . Une combinaison logique de tous ces résultats intermédiaires est nécessaire pour extraire correctement chacune des familles de particules intermétalliques (Figures III.5 et III.6).

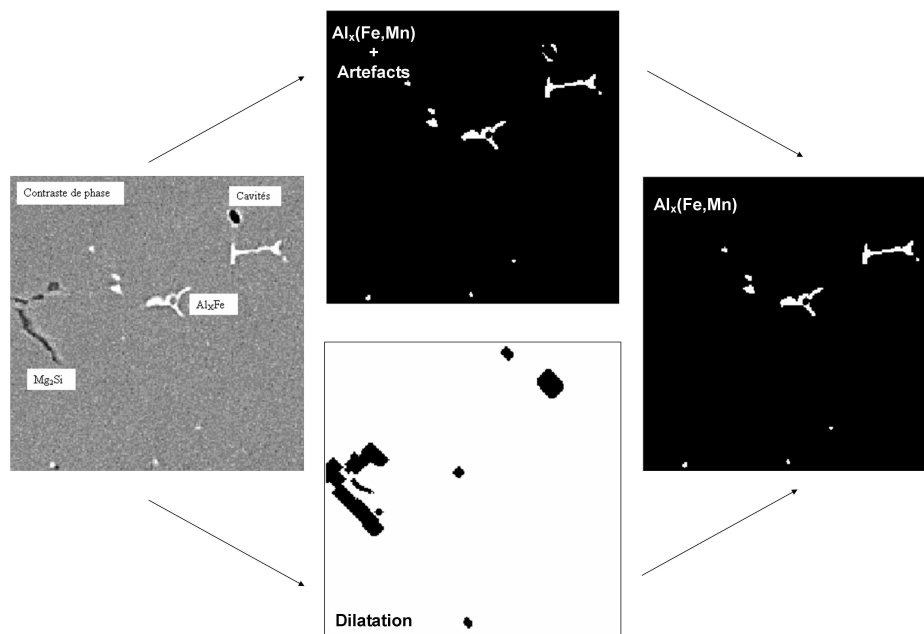
#### b) *La segmentation par croissance de région*

Les cavités sont segmentées par la méthode de segmentation par croissance de région.

**Principe :** Les régions homogènes de l'image sont d'abord localisées, puis la croissance est étendue aux pixels voisins sur des critères de similarité. Le processus est continué jusqu'à ce que chaque voxel soit attribué à une région. Cette méthode de segmentation nécessite donc la définition de marqueurs pour les objets à segmenter, mais également des critères de regroupement de pixels.

**Application aux images :** Cette technique de segmentation est utilisée sur les images pour la segmentation des cavités. Les marqueurs sont tout d'abord définis en choisissant une fourchette de niveaux de gris telle que chaque cavité soit marquée  $s_5$  et  $s_6$ , puis la croissance de la région est obtenue par agglomération des voxels voisins selon un critère de ressemblance. Le contraste de phase présent sur les images se traduit par un halo lumineux de niveaux de gris plus élevés sur le contour des cavités, et un critère d'agglomération par histogramme sur le voisinage est donc possible. Le niveau de gris des voxels dans le voisinage est comparé à la valeur du germe à l'origine de la région. Si la différence est inférieure ou égale à un seuil fixé  $s_7$ , alors le voxel voisin est agrégé à la région courante.

**Combinaison :** Une combinaison des images intermédiaires est nécessaire pour éliminer les artefacts présents sous forme de halo dans chaque population. Considérons par exemple que la population à extraire corresponde aux particules au fer  $Al_x(Fe, Mn)$ . Il existe un contraste de phase de même niveau de gris que les particules de la phase au fer au niveau du pourtour de la population «  $Mg_2Si + cavités$  ». Une dilatation morphologique tridimensionnelle de cette image intermédiaire permet d'éliminer le halo. La taille de l'élément structurant octaédrique est propre à chaque image ; il doit garantir l'élimination du halo. Le résultat de la combinaison des images sur la population  $Al_m(Fe, Mn)$  est illustré sur la figure III.5.



**Figure III.5:** Illustration des différentes étapes de la segmentation des particules de phase au fer de l'AA5182 déformé à 2% .

### III.1.2.3 Algorithme complet de segmentation

Soit  $I_1$  l'image d'un échantillon d'alliage d'aluminium de type 5182. Cette image correspond à un sous volume de l'image acquise à l'ESRF. Nous proposons ci-dessous l'algorithme complet de segmentation multi classes servant à extraire les particules  $Al_m(Fe, Mn)$ ,  $Mg_2Si$  ainsi que les cavités :

1.  $I_2 \leftarrow I_1 * (\text{masque gaussien de taille } 33)$
2.  $I_3 \leftarrow \text{Seuillage } (I_2, s_1, s_2)$
3.  $I_4 \leftarrow \text{Seuillage } (I_2, s_3, s_4)$
4.  $I_5 \leftarrow \text{Seuillage } (I_2, s_5, s_6)$
5.  $I_6 \leftarrow \text{Croissance de région } (I_5, s_7)$
6.  $I_7 \leftarrow \text{Dilatation } (I_4, t)$
7.  $I_8 \leftarrow \text{Inverse } (I_7)$
8.  $I_9 \leftarrow I_3 + I_8$
9.  $I_{10} \leftarrow I_4 - I_6$

L'image  $I_9$  contient la segmentation des particules de la phase au fer. L'image  $I_{10}$  contient les particules de type  $Mg_2Si$ . L'image  $I_6$  contient les cavités (Figure III.7).

### III.1.2.4 Discussion sur la méthode de segmentation

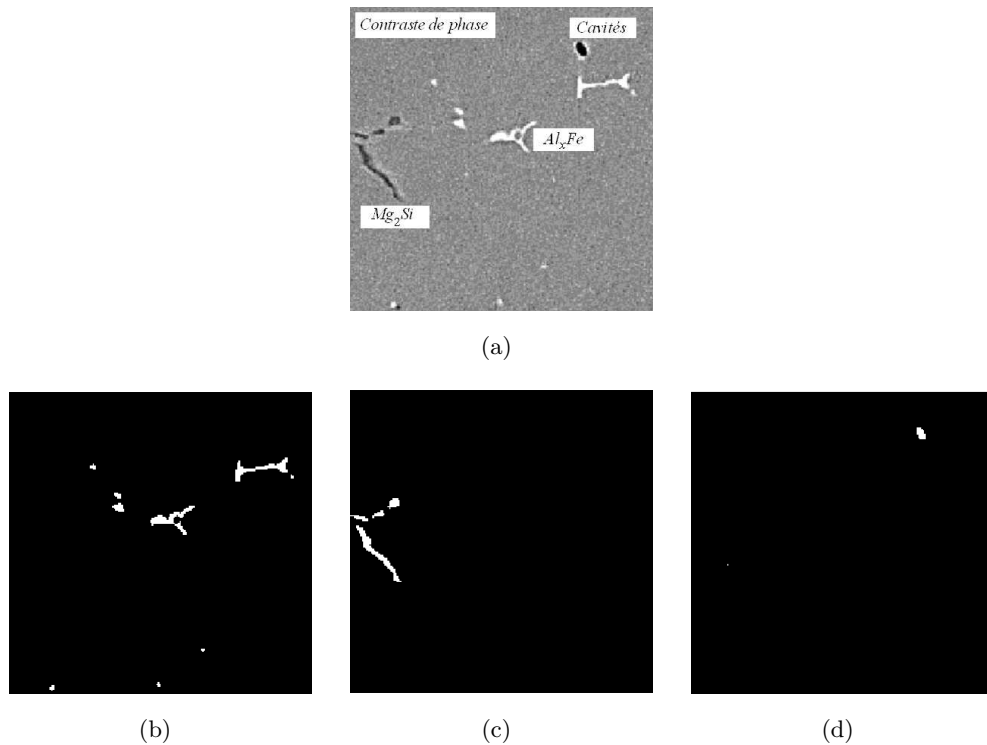
La méthode de segmentation multi-classes a été mise au point au cours du projet de façon à extraire les particules en se basant sur les connaissances à *priori* de l'image. Pour ce faire, les différents partenaires du projet Rhône-Alpes se sont réunis afin de mettre en commun leurs compétences concernant la caractérisation des intermétalliques (par des méthodes d'observations MEB-FEG notamment). Les seuils  $s_1$  et  $s_2$ ,  $s_3$  et  $s_4$ ,  $s_5$  ont été fixés et validés par l'ensemble des partenaires pour le matériau déformé à 2% , ainsi que la taille  $t$  de dilatation nécessaire à couvrir le halo caractéristique du contraste de phase. La méthode de segmentation des particules a été plus largement détaillée et utilisée dans la thèse d'E. Parra-Denis (2007).

La méthode de segmentation multi classes mise au point dans le cadre de ce projet est efficace pour la segmentation des particules intermétalliques dans les alliages d'aluminium. Elle a été validée par les différents partenaires du projet. Néanmoins cette technique présente de nombreux inconvénients que nous présentons ci-après :

- Les images doivent être de bonne qualité et ne pas présenter trop d'anneaux. En effet, il n'est pas possible par cette méthode d'extraire les anneaux ; leurs niveaux de gris varient du niveau de gris des particules de la phase au fer à celui des  $Mg_2Si$ .
- Le contraste entre les  $Mg_2Si$  et la matrice d'aluminium doit être suffisant. Or, au cours des manipulations, nous avons constaté qu'il n'était pas toujours possible de l'obtenir même en utilisant le contraste de phase.

- Les paramètres des seuils sont fixés par l'utilisateur, ainsi que l'estimation du pas de la dilatation nécessaire pour s'affranchir des halos lumineux sur les pourtours des objets. La qualité de la segmentation dépend donc en grande partie de la sensibilité de l'opérateur.

Seules les particules des phases au fer ont été étudiées dans la suite de ce travail de thèse. En effet, ces particules intermétalliques peuvent être extraites sur une grande partie des images réalisées à l'ESRF (si celles-ci ne présentent pas trop d'anneaux). Il a été montré par M. Feuerstein (2006) au cours de son travail de thèse, que ce sont les particules de la phase au fer  $Al_m(Fe, Mn)$  qui sont à l'origine de l'amorçage de l'endommagement. Elles sont en effet moins ductiles que les particules de type  $Mg_2Si$ .

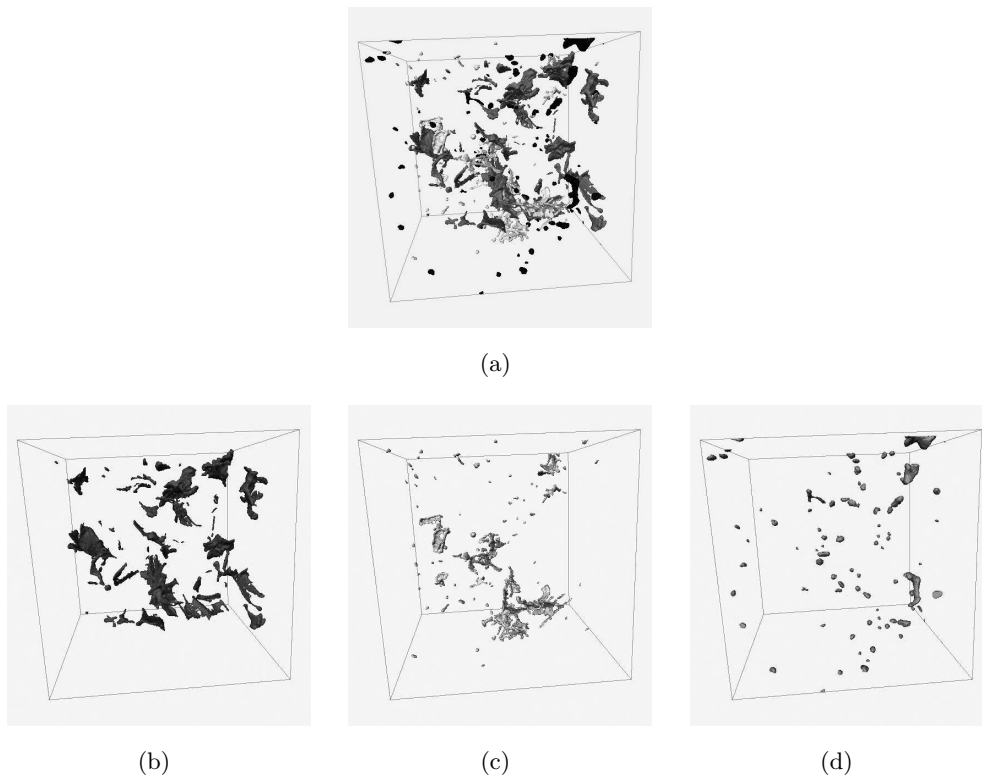


**Figure III.6:** Résultats de la segmentation multi-classe des particules intermétalliques sur une coupe de AA5182 déformé à 2% : (a) l'image brute, (b) l'extraction des phases au fer, (c) l'extraction des  $Mg_2Si$  et (d) l'extraction des cavités.

## III.2 Maillage des microstructures

### III.2.1 Présentation des méthodes de maillages

L'analyse mécanique des particules intermétalliques caractérisées par tomographie est basée sur la méthode des éléments finis. Cette méthode s'appuie sur le recouvrement du domaine à partir de la description des contours (extérieurs et intérieurs) par un maillage. En fait, le problème de maillage revient à construire une « triangulation » qui recouvre précisément le domaine décrit en pratique par une discrétisation de sa frontière. Dans notre cas, le problème consiste à



**Figure III.7:** (a) Résultats de la segmentation multi-classe des particules intermétalliques pour l'AA5182 déformé à 2% (taille de l'image  $1,4 \cdot 10^7 \mu\text{m}^3$ ), (b) extraction des phases au fer (fraction volumique : 0,411%), (c) extraction des  $\text{Mg}_2\text{Si}$  (fraction volumique : 0,15%) et (d) extraction des cavités (fraction volumique : 0,13%).

passer de l'image de la particule à une géométrie discrète de sa forme (maillage). Le maillage est une étape essentielle car il conditionne la qualité des futurs résultats numériques. La partie qui va suivre expose de manière très synthétique les différentes méthodes de maillage. Toutefois, pour de plus amples informations, l'ouvrage « Maillages » de Frey et George (1999) retrace de manière exhaustive la plupart des méthodes de construction de maillages.

Les différentes méthodes de maillage peuvent être classées en deux grandes familles :

- les méthodes de génération de maillages structurés,
- les méthodes de génération de maillages non-structurés.

Les maillages structurés sont réalisables sur des domaines dont la géométrie est proche d'une géométrie simple à mailler par paramétrisation des coordonnées des nœuds. Le choix du type des éléments (triangle, rectangle ...) qui constituent le maillage est effectué en fonction de la géométrie du domaine à mailler. C'est pourquoi avec ce type de méthode, un domaine au contour polygonal quelconque ne peut être maillé. Les maillages non-structurés sont quant à eux effectués sur :

- des géométries complexes éloignées de géométries simples à mailler à l'aide d'un treillis

régulier de points,

- des géométries pour lesquelles une distribution de tailles d'éléments a été définie (carte de tailles). Cette distribution de taille est :
  - explicite si la taille des éléments est définie en chaque point du domaine à mailler,
  - implicite si la taille est définie seulement sur le contour du domaine. Dans ce cas, il est nécessaire de mettre en place une méthode permettant d'obtenir un maillage du domaine qui soit tel que la taille des éléments évolue progressivement d'une frontière à une autre tout en respectant les tailles définies aux frontières.

On dénombre trois classes de méthodes de génération de maillages non-structurés :

- la décomposition spatiale,
- les méthodes frontales,
- la triangulation de Delaunay.

Toutes ces méthodes sont largement décrites dans la littérature et tout particulièrement dans la référence donnée ci-dessus. C'est pourquoi nous ne détaillerons que la méthode utilisée dans la suite par le logiciel Amira® pour la réalisation du maillage tridimensionnel : triangulation de la surface grâce à un algorithme de type *Marching Cubes* et génération du maillage tridimensionnel par une méthode frontale. Les méthodes frontales consistent à construire le maillage élément par élément en créant de nouveaux points dans la partie du domaine qui n'est pas encore maillée. Les méthodes frontales se déroulent de la manière suivante<sup>(5)</sup> :

1. Initialisation du front aux segments de la périphérie du domaine.
2. Sélection d'un segment du front, calcul de la position idéale d'un point qui, connecté avec ce segment, formerait un triangle répondant aux critères de taille et de qualité préalablement établis.
3. Recherche d'un nœud pouvant remplacer le point idéal. Si ce nœud existe, un nouvel élément triangulaire est créé en connectant ce nœud avec les extrémités du segment sélectionné. Sinon, un nouveau nœud est créé au point idéal et un élément est construit avec le nouveau nœud et le segment sélectionné.
4. Mise à jour du front, et si le front est non vide, retour au deuxième point.
5. Possibilité d'optimisation du maillage résultant (optimisation à connectivités fixes, à positions fixes ...).

Certaines techniques conventionnelles tirent directement profit de la description numérique de l'image sous forme de voxels. La méthode voxel/élément est encore très utilisée (Maire *et al.*, 1999; Garboczi et Day, 1995). Elle est basée sur le maillage direct de l'image. Chaque voxel est alors assimilé à un élément cubique. C'est pourquoi tous les éléments du maillage ont la même

---

<sup>(5)</sup>Il s'agit ici d'une description générale, l'algorithme est donné de manière plus détaillée pour le cas du logiciel Amira® au paragraphe III.2.2.3.

dimension (taille d'un voxel) et dépendent de la résolution de l'image initiale. Cette méthode peut au premier abord paraître intéressante, car elle est assez simple à mettre en œuvre. Toutefois elle comporte un inconvénient majeur, elle génère des maillages assez importants (grand nombre de ddl<sup>(6)</sup>) et donc est très coûteuse en temps de calculs. Certaines simplifications ont été envisagées comme celle de sous-résoudre l'image initiale afin de regrouper les voxels (Maire *et al.*, 2003).

D'autres solutions, assez semblables à la première, ont également été développées pour mailler des images 3D (Barbe *et al.*, 2001a; Suquet, 1997). La technique des éléments multiphasés, très largement utilisés pour diverses applications (Barbe *et al.*, 2001a,b; Kanit *et al.*, 2003; Madi *et al.*, 2007), repose sur une superposition d'un maillage régulier sur l'image de la microstructure. Les points d'intégration de chaque élément sont affectés du comportement mécanique de la phase dans laquelle ils se trouvent. L'ensemble de ces méthodes donnent des résultats tout à fait satisfaisants dans le cas de l'estimation des propriétés macroscopiques des matériaux. Cependant, l'inconvénient majeur réside dans la mauvaise description de l'interface entre les phases. En effet, ces méthodes induisent très souvent une interface en « escalier », ce qui peut conduire à des imprécisions à l'échelle locale comme cela est le cas dans la présente étude.

L'approche utilisée dans cette étude consiste à rajouter une étape supplémentaire relative à « l'extraction » de l'isosurface. Cette méthode consiste à construire un modèle surfacique respectant au mieux la géométrie des interfaces. L'espace des différentes phases est ensuite rempli par des tétraèdres. Cette approche a déjà été utilisée par Youssef *et al.* (2005) pour l'étude de mousse métalliques et Madi *et al.* (2007) pour l'analyse mécanique de réfractaires électrofondus. Le principe de la méthode, implémentée dans le logiciel Amira® (Amira, 1999), est décrit dans le prochain paragraphe. Cette technique permet de générer des maillages tétraédriques non structurés à partir de surfaces obtenues par triangulation.

### III.2.2 Méthode de maillage sous Amira®

Après l'étape de segmentation et de labélisation des images tridimensionnelles, il est possible de créer une surface polygonale correspondant à la frontière des matériaux labélisés. Beaucoup d'algorithmes susceptibles de construire une surface à partir d'une succession d'images existent dans la littérature. Cependant, ces algorithmes ne sont pas toujours très fiables surtout en présence de nombreuses phases. En effet, ceux-ci conduisent souvent à l'apparition de trous ou d'incohérences dans la surface.

Dans le logiciel Amira®, un algorithme de type *Marching Cubes* permet d'approcher localement une surface à partir de polygones<sup>(7)</sup> (Amira, 1999) tout en limitant la création d'ambiguïtés topologiques et/ou de surfaces non fermées. Ce type de méthodes est bien adapté aux cas de géométries complexes. La base de l'algorithme des *Marching Cubes* est très facile à comprendre. On divise le volume de données en petits cubes, on fixe un seuil de densité par lequel va passer la surface (isosurface) et, à l'aide des points d'intersections entre les cubes et la surface, on

---

<sup>(6)</sup>ddl : degrés de liberté

<sup>(7)</sup>Ici les polygones comptant plus de 3 sommets ont été subdivisés en triangles.

polygonise cette dernière (Lorensen et Cline, 1987).

Ensuite, à partir de la surface polygonisée, le volume est maillé en tétraèdres linéaires. Le maillage tridimensionnel est basé sur une méthode frontale décrite au paragraphe III.2.2.3. Cette méthode à l'avantage de pouvoir faire varier la taille des éléments dans le modèle sans créer de discontinuités. De plus, il est très facile de faire varier la taille des éléments afin de tendre vers un optimum entre bonne définition et faible nombre de ddl (Cf. III.2.2.2). Muller et Ruesegger (1995) ont été les premiers à réaliser un maillage tétraédrique d'os spongieux de radius. Ulrich *et al.* (1998) ont optimisé cet algorithme pour minimiser le nombre d'éléments. Ces derniers ont réalisé une étude comparative mettant en évidence le fait que le maillage tétraédrique est plus précis que la méthode voxel/élément.

### III.2.2.1 Algorithme des *Marching Cubes*

L'algorithme des *Marching Cubes* présenté par Lorensen et Cline (1987) se déroule en deux étapes :

1. localiser la surface et créer des triangles qui composent la surface,
2. assurer la qualité de la surface obtenue et calculer la normale des sommets de chaque triangle.

La méthode des *Marching Cubes* se base sur une subdivision de l'espace en cubes pour localiser la surface. Ces cubes sont créés à partir de huit voxels provenant de deux couches successives de l'image (Figure III.8 (a)). Pour trouver l'intersection de la surface dans un cube, chaque sommet du cube se voit attribuer une valeur :

- 0 si le sommet se trouve à l'extérieur de la surface,
- 1 si le sommet se trouve de l'autre côté de la surface.

Cette méthode permet de déterminer la topologie de la surface située à l'intérieur d'un cube (Figure III.9 (a)). Etant donné que chaque cube est composé de huit sommets et de deux états possibles (0 ou 1), le nombre de configurations d'intersections possibles de la surface avec le cube s'élève à  $2^8 = 256$  possibilités. Les différents cas de symétrie (rotation et réflexion) permettent de réduire le nombre de cas de 256 à 15 configurations (Figures III.8 (b) et III.9 (b)). Ces étapes ne permettent pas toujours de garantir la topologie de la surface. Plusieurs techniques permettent de remédier à ce problème (Nielson et Hamann, 1991), notamment avec l'ajout de configurations supplémentaires (Chernyaev, 1995).

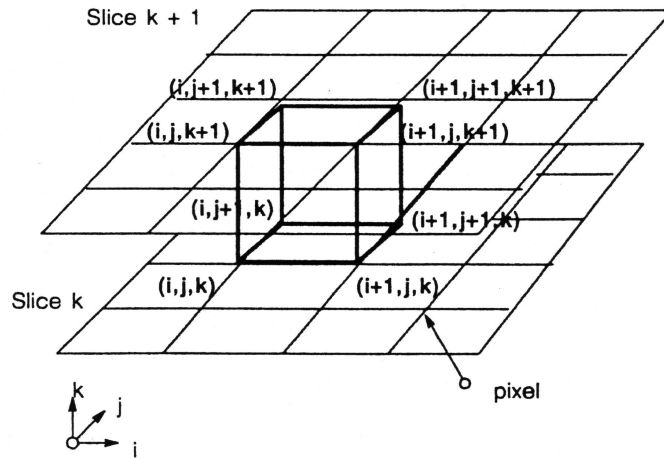
La dernière étape de l'algorithme consiste à calculer une normale pour chaque sommet des triangles. Cette étape est indispensable aux algorithmes de rendu graphique servant à afficher les surfaces.

En résumé, les algorithmes de type *Marching Cubes* procèdent de la manière suivante :

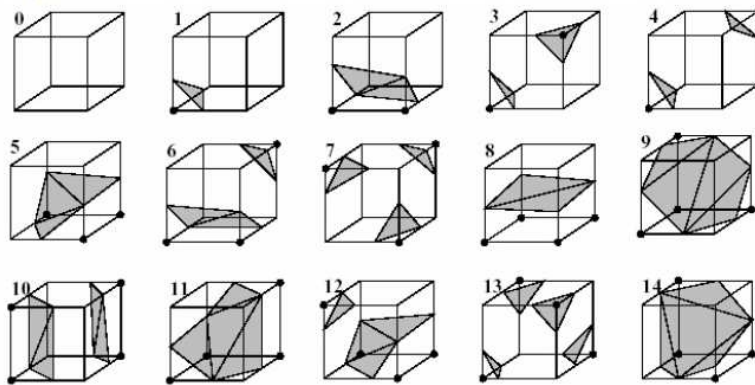
1. mise en mémoire de quatre couches de l'image,
2. analyse de deux couches successives et création de quatre cubes voisins sur chaque couche,



3. calcul d'un indice pour le cube à partir de l'état de chaque sommet,
4. retrouve une des configurations de référence à partir de l'indice calculé,
5. recherche de l'intersection surface - côté grâce à une interpolation linéaire,
6. calcul d'une normale pour chaque sommet du cube, interpoler ces normales au niveau des sommets des triangles,
7. récupère les sommets et les normales des triangles.



(a)

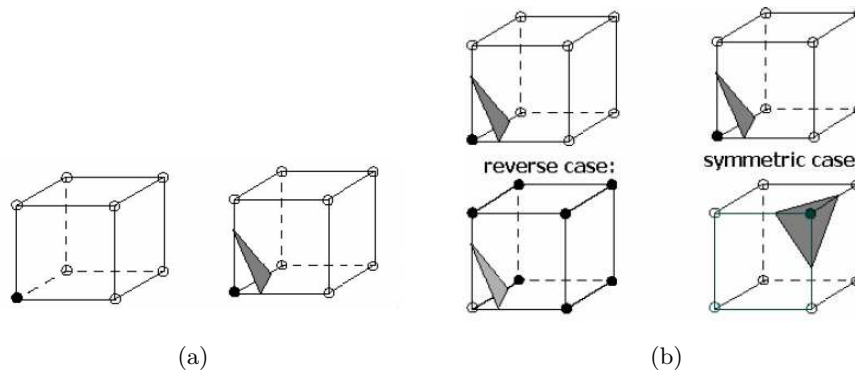


(b)

**Figure III.8:** (a) Description de l'algorithme des Marching Cubes (Lorensen et Cline, 1987); (b) intersection surface-cellule pour l'ensemble des 15 configurations utilisant les propriétés de symétrie et rotation permettant de préserver la topologie (Frey et George, 1999).

### III.2.2.2 Algorithme de simplification de surface

Les surfaces reconstruites après segmentation tridimensionnelle comportent généralement un nombre trop important de triangles. Pour une raison évidente de réduction du temps de calcul



**Figure III.9:** (a) Topologie de la surface à l'intérieur d'un cube et (b) les deux cas de symétrie.

des simulations éléments finis, le nombre de triangles des surfaces reconstruites doit être réduit. Autrement dit, la surface tridimensionnelle doit être simplifiée.

Dans Amira®, cette opération est réalisée à partir d'un algorithme basé sur la contraction d'arrête (Garland et Heckbert, 1997). L'algorithme développé par Garland et Heckbert permet de simplifier rapidement des modèles polygonaux en préservant l'information. La méthode est basée sur des contractions successives de paires de sommets. Il garantit la topologie de la surface grâce à un calcul d'erreurs quadratiques. En contractant des paires de sommets, l'algorithme permet de recoller des parties du modèle qui sont disjointes. Ce procédé est appelé agrégation.

Les algorithmes de simplification de surface existants peuvent se classer en trois grandes catégories :

- *Réduction de sommets* : Ce type de méthodes sélectionne successivement les sommets à éliminer, supprime les faces adjacentes et retriangule les parties supprimées (Schroeder *et al.*, 1992; Soucy et Laurendeau, 1996).
- *Regroupement de sommets* : Une boîte englobante est placée autour du modèle initial et découpée en petites cellules. Dans chaque cellule, les sommets sont regroupés ensemble pour n'en former qu'un seul et unique. Les faces du modèle sont alors mises à jour. Ce type d'algorithme s'avère très rapide mais peut engendrer de dramatiques erreurs au niveau de la topologie du modèle (Rossignac et Borrel, 1993).
- *Contraction itérative d'arêtes* : Beaucoup d'algorithmes de contraction itérative de côtés ont été publiés. La différence entre ces méthodes réside dans le choix du côté à éliminer. On peut citer les travaux de Hoppe *et al.* (1993); Hoppe (1996) et Guézic (1995). Cette catégorie d'algorithmes permet de fermer les trous mais n'est pas capable de reconnecter des régions disjointes.

Chacune des familles d'algorithmes présentées auparavant n'est pas suffisante pour garantir la qualité de la simplification. Les algorithmes de regroupement de sommets peuvent être très rapides mais ils ne permettent pas de maîtriser facilement les résultats. Les algorithmes de

contraction ne permettent pas d'agréger le modèle.

L'algorithme présenté ici est une généralisation de la contraction itérative d'arêtes. Une contraction par paire correspond à un déplacement de deux sommets  $v_1$  et  $v_2$  vers une nouvelle position notée  $\bar{v}$ . Cette contraction est notée :

$$(v_1, v_2) \rightarrow \bar{v} \quad (\text{III.5})$$

Certains triangles se trouvent alors dégénérés. Ils sont donc supprimés. Les effets de la contraction restent cependant faibles et très localisés. En effet, pour une arête  $(v_1, v_2)$  un ou plusieurs triangles peuvent être supprimés comme le montre la figure III.11 (a). De plus, si les deux sommets appartiennent à deux régions disjointes, celles-ci sont réunies vers la position  $\bar{v}$  (Figure III.11 (b)). Utiliser un algorithme de contraction d'arêtes possède l'avantage de pouvoir connecter des surfaces disjointes. L'étape de choix des sommets à contracter est un point crucial de la méthode développée par Garland et Heckbert. Une paire de sommets est supposée valide si :

1.  $(v_1, v_2)$  est une arête, ou
2.  $\|v_1 - v_2\| < t$  où  $t$  est paramètre seuil.

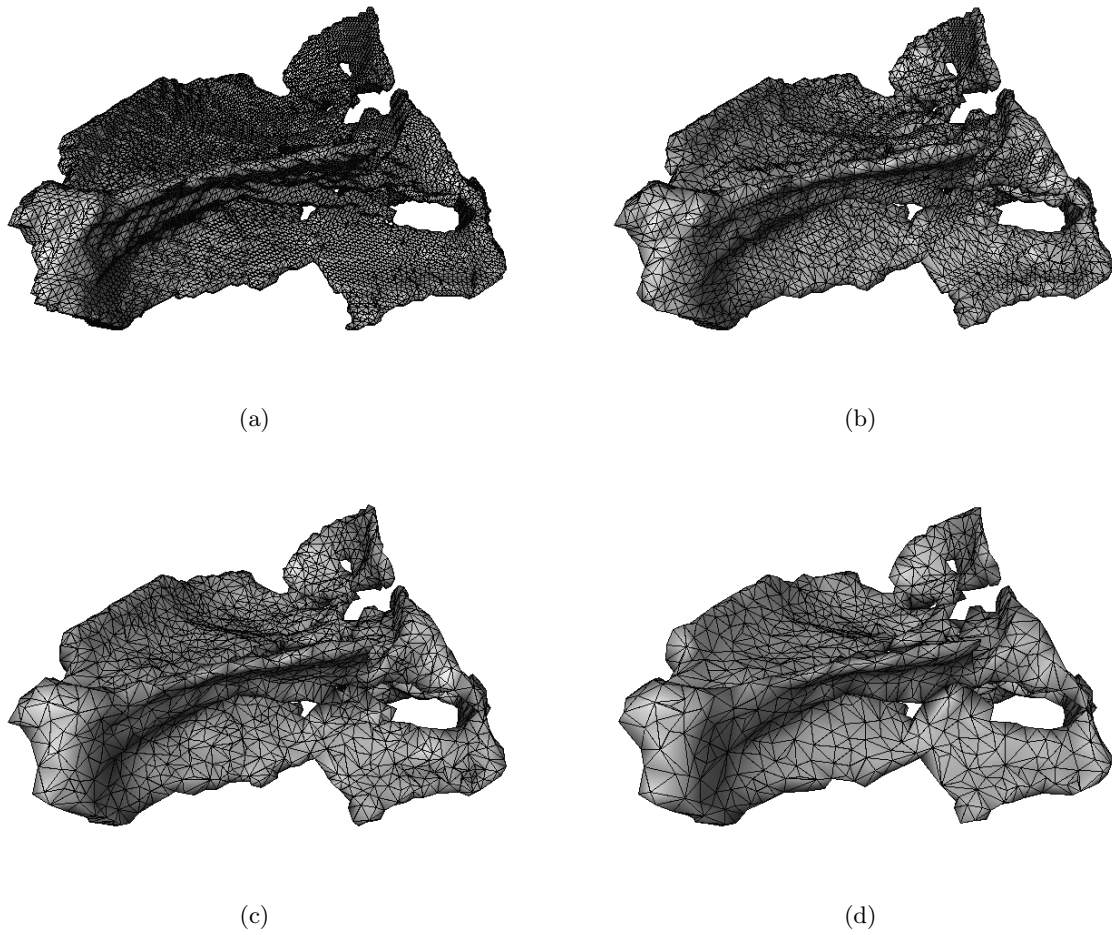
L'utilisation d'un paramètre  $t = 0$  correspond à un algorithme de contraction d'arête classique. Dans le but d'estimer la performance de chaque itération, on définit un coût relatif à chaque opération de contraction. Ce coût permet de caractériser l'erreur  $\Delta(v)$  produite au niveau de chaque sommet  $v$ . Une erreur quadratique est calculée au niveau de chaque sommet ; elle s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta(v) = v^T Q v \text{ avec } v = [v_x, v_y, v_z]^T \quad (\text{III.6})$$

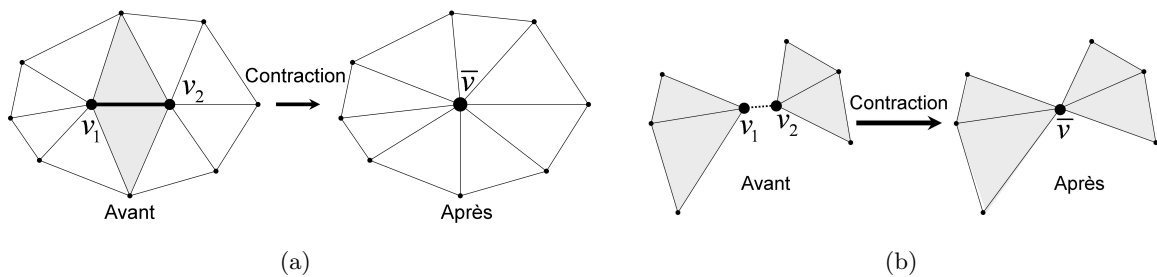
Pour une contraction  $(v_1, v_2) \rightarrow \bar{v}$  donnée, l'algorithme cherche à définir la nouvelle position  $\bar{v}$  qui minimise l'erreur  $\Delta(v)$ .

### III.2.2.3 Méthode de maillage frontale utilisée par Amira®

Après l'étape de simplification de surface, la génération du maillage volumique est réalisée à partir d'un algorithme frontal (Jin et Tanner, 1993; Löhner et Parikh, 1988; Frey et George, 1999). Le point de départ de l'algorithme est la surface triangulée. Les triangles de la frontière discrétisée forment le front initial. A partir de ce front, les tétraèdres sont ensuite générés un par un jusqu'à atteindre le centre du domaine considéré. Cette méthode est connue pour créer des tétraèdres de bonne qualité près des interfaces. En revanche, au centre du domaine la qualité est moins bonne à cause de la collision de fronts. La figure III.12 illustre un maillage volumique non structuré d'une matrice en alliage d'aluminium 5182 contenant une particule intermétallique de forme complexe. Ce maillage contient 109 405 nœuds. Les éléments sont des tétraèdres linéaires à quatre nœuds et un point d'intégration. Le temps de calcul pour générer ce maillage est de 7



**Figure III.10:** Maillage surfacique d'une particule intermétallique pour différents niveaux de simplification de la surface : (a) 96880 points et 193854 triangles, (b) 84357 points et 168776 triangles, (c) 29412 points et 58878 triangles, (d) 14824 points et 29696 triangles.



**Figure III.11:** (a) L'arête en surbrillance est contractée en un seul sommet; (b) connexion de deux parties disjointes du modèle.

minutes environ sur un PC de 1 Go de RAM avec un processeur Pentium 4 cadencé à 2,8 GHz.

Les principales étapes de la méthode frontale pour des éléments tétraédriques sont présentées ci-dessous :

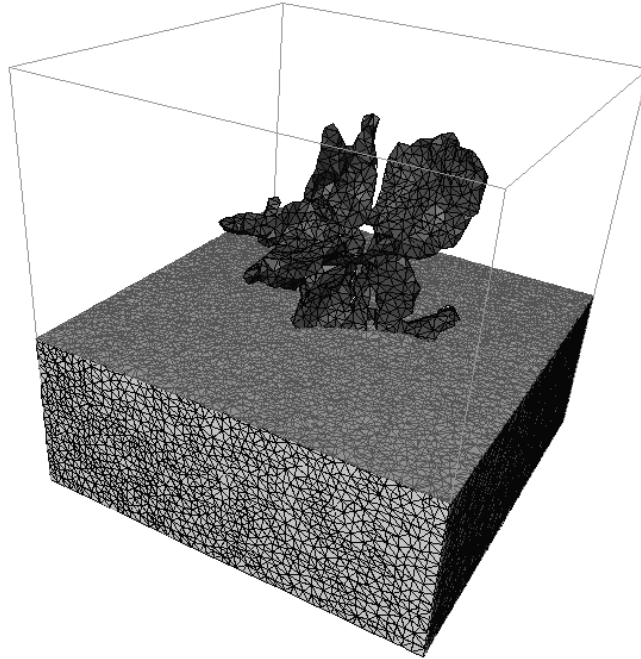
1. Discrétisation des lignes en segments. Cette étape réalise l'initialisation du front pour l'étape de discrétisation des surfaces.
2. La discrétisation des surfaces en triangles sert d'initialisation du front pour l'étape de discrétisation des surfaces.
3. Discrétisation des domaines en tétraèdres :
  - (a) Stockage des nœuds du front dans un octree<sup>(8)</sup> et création d'une liste de triangles connectés aux nœuds stockés. Les triangles qui ne sont pas sur le front ne sont pas inclus à la liste de connectivité.
  - (b) Sélection d'un des triangles du front et récupération de la taille de cet élément.
  - (c) Récupération des nœuds inclus dans le voisinage du triangle sélectionné et des triangles connectés aux nœuds collectés. (Remarque : seuls les nœuds et les triangles du front sont collectés)
  - (d) Sélection d'un nœud pour former un tétraèdre avec le triangle sélectionné.
  - (e) Vérification des tests de validité et des tests auxiliaires sur le tétraèdre créé.
  - (f) Si tous les tests sont respectés, aller à l'étape 3(h). Si ils ne sont pas tous respectés ou si ils y a d'autres nœuds à sélectionner, aller à l'étape 3(d). Sinon aller à l'étape suivante 3(g).
  - (g) Sélection d'un tétraèdre qui respecte le test de validité mais qui ne satisfait pas les tests auxiliaires.
  - (h) Mise à jour du front
  - (i) Si le front mis à jour n'est pas vide, retour à l'étape 3(b). Dans le cas contraire, la discrétisation tridimensionnelle est terminée.

### III.2.3 Procédures de transfert de maillage Amira® → ZeBuLoN et GMSH → ZeBuLoN.

Afin de réaliser un maillage Eléments-Finis fidèle à la morphologie des particules, une procédure de transfert de maillage a été mise en place. La procédure se base sur les résultats de la méthode de segmentation présentée au paragraphe III.2.2. Les images segmentées sont alors sauvegardées en fichiers au format *fichier.vtk*. Ce type de format s'apparente au format de fichier *fichier.raw* ; seule l'entête du fichier est différente.

---

<sup>(8)</sup>Un octree est une structure de données de type arbre dans laquelle chaque nœud peut compter jusqu'à huit enfants. Les octrees sont le plus souvent utilisés pour partitionner un espace tridimensionnel en le subdivisant récursivement en huit octants.



**Figure III.12:** Maillage volumique d'une particule intermétalliques avec la matrice d'aluminium englobante ( $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ). La particule est en gris foncé et la matrice en gris clair. Le maillage contient 109 405 nœuds et 603 055 tétraèdres linéaires.

Le fichier *fichier.vtk* est d'abord chargé sous Amira® de manière standard. L'image chargée étant segmentée, on peut procéder très facilement à une labellisation tridimensionnelle de l'image (figure III.13). L'identification de la surface entre la particule et la matrice peut être définie grâce à l'algorithme des *Marching Cubes* défini au paragraphe III.2.2.1. Enfin, après simplification de la surface, un maillage tridimensionnel de l'ensemble (basé sur la méthode frontale définie au paragraphe III.2.2.3) est réalisé. Cette première étape permet d'établir un maillage de l'ensemble « particule + matrice ». Evidemment, à ce stade il n'existe pas de différence entre la particule et la matrice. L'information « matériau », c'est à dire l'appartenance à la particule ou à la matrice est obtenue par création de deux groupes d'éléments (noté *elset* en vocabulaire ZeBuLoN). Ces groupes d'éléments permettent d'affecter différentes lois de comportement dans le code EF.

La deuxième et dernière étape de la procédure de transfert, consiste donc à intégrer l'information matériau contenu dans un second fichier (*fichier.am*) (figure III.13). Cette opération est réalisée grâce à un programme développé en langage C++.

Lors de la validation des procédures de calcul sur les particules, nous avons eu recours à des particules simplifiées, dites « modèles ». Un autre procédure de maillage a donc été mise en place. Celle-ci a fait l'objet d'un développement directement à l'intérieur du code ZeBuLoN. Elle permet de traduire directement le format de fichier du maillage GMSH en format de fichier de maillage ZeBuLoN.

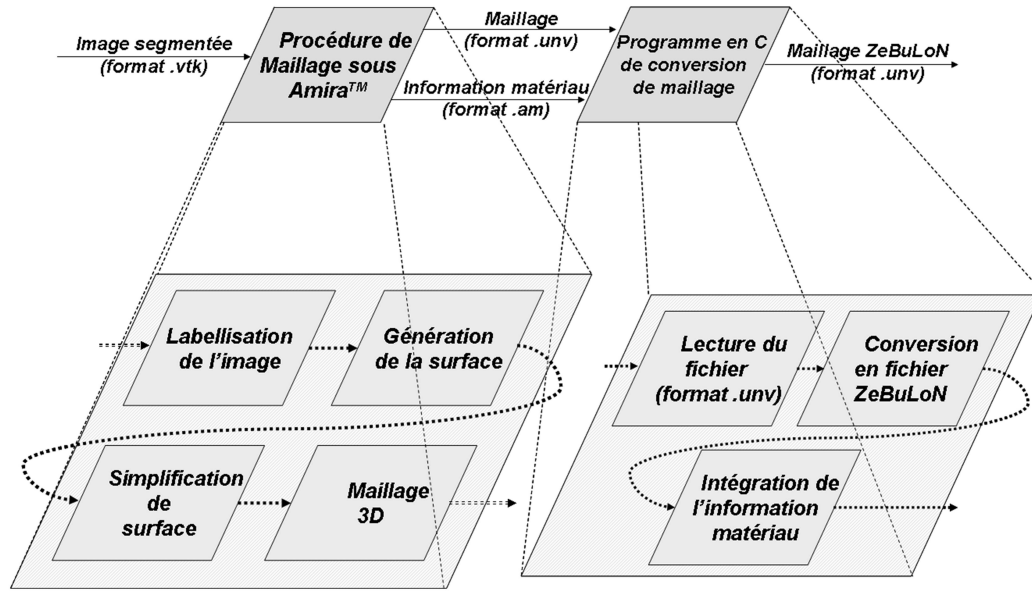


Figure III.13: Schématisation de la procédure de transfert de maillage Amira® → ZeBuLoN.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différentes techniques de traitement des données issues de microtomographie à rayons X. La méthode de segmentation mise au point au cours du projet a permis d'extraire les particules en se basant sur les connaissances à priori de l'image. Les compétences des différents partenaires du projet ont été mises à profit dans le but de mettre au point une procédure d'analyse d'image efficace pour la segmentation des particules intermétalliques. Cependant, cette technique présente des inconvénients :

- nécessité d'avoir des images de bonne qualité (par exemple, ne présentant pas d'anneaux),
- mais aussi un contraste entre les particules et la matrice suffisant,
- les paramètres des seuils sont fixés par l'utilisateur, en conséquence, le résultat dépend de sa sensibilité.

Passant outre ces inconvénients, il est alors possible de décrire la géométrie des particules dans leur matrice environnante par le biais de maillages volumiques. Ces maillages sont obtenus par triangulation de la surface particule-matrice puis maillage volumique par méthode frontale. Cependant, les maillages obtenus peuvent présenter une taille relativement importante. Dans ce cas une simplification est nécessaire. Bien entendu, un compromis entre description précise et taille du maillage doit être trouvé.

## Deuxième partie

# Modélisation et analyse de champs de contraintes locaux





# Nouvel algorithme d'analyse de concentrations de contraintes et déformations

## Introduction

LES problèmes mécaniques liés à la présence d'inclusions sont très nombreux dans la littérature. Cependant, peu de travaux sont confrontés à l'étude d'inclusions aussi complexes que les particules intermétalliques. Comme cela a déjà pu être mentionné dans les chapitres précédents, le fort contraste de propriétés mécaniques entre la matrice d'aluminium et les particules intermétalliques entraîne d'importants gradients de contraintes et de déformations au sein du matériau. Les fortes variations de courbures locales ne font qu'accroître ce phénomène.

La rupture des particules intermétalliques (durant le laminage à chaud) est contrôlée en grande partie par la contrainte principale maximale du fait de leur comportement fragile. La figure IV.1 montre la contrainte principale maximale au sein d'une particule intermétallique pour deux niveaux de déformation macroscopique (10% et 20%). Le nombre de concentrations de contraintes pouvant causer la rupture de la particule est élevé. Cependant, il est important de bien distinguer plusieurs types de concentrations de contraintes. Si le volume soumis à concentration est physiquement représentatif, le concentrateur de contrainte correspondant sera appelé concentrateur à « longue portée ». Dans le cas contraire, on parlera de concentrateur (ou concentration) à « courte portée ».

L'identification des différents types de concentrateurs de contraintes à « courte » et « longue » portée est réalisée à partir d'une comparaison entre un volume actif  $v_a$  et un volume critique  $v_c$ . Le critère mécanique mis en place ici, repose sur la comparaison ( $<$  ou  $>$ ) entre  $v_a$  et  $v_c$ . La définition du volume critique  $v_c$  dépend du problème physique particulier considéré. Dans le cas

d'une propagation de défaut en mode 1, le volume critique  $v_c$  s'écrit de la manière suivante :

$$v_c = \frac{\alpha}{\pi^3} \left( \frac{K_{1c}}{\sigma_{th}} \right)^6 \quad (\text{IV.1})$$

où  $\alpha$ ,  $v_c$ ,  $K_{1c}$  et  $\sigma_{th}$  sont respectivement un coefficient géométrique, le volume critique, la ténacité du matériau des particules et une contrainte seuil. Le volume  $v_c$  correspond (au facteur correctif  $\alpha$  près) à un cube de longueur  $a_c$ .  $a_c$  est la dimension critique d'une fissure dans un champ de contrainte  $\sigma_{th}$ .

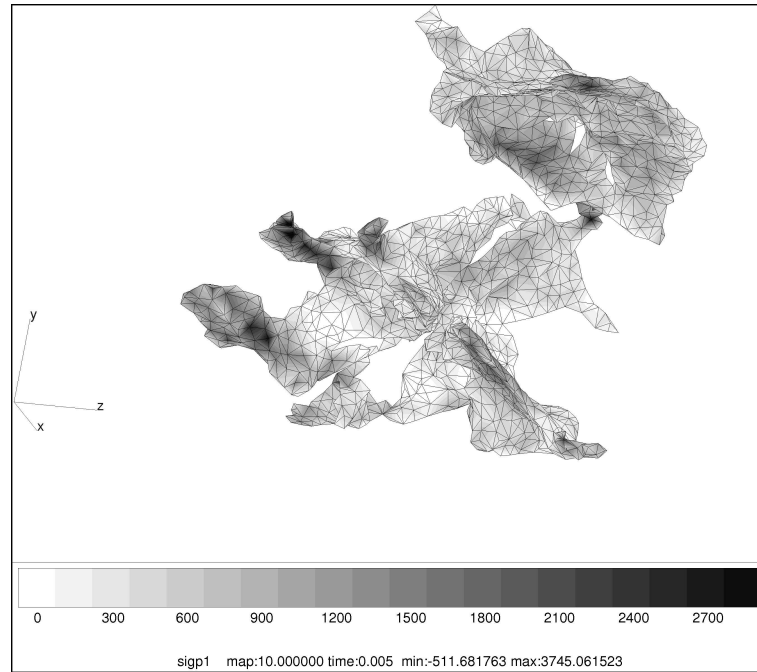
$$a_c = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_{1c}}{\sigma_{th}} \right) \quad (\text{IV.2})$$

Dans la suite, un concentrateur sera classé à « longue portée » si la contrainte principale maximale dépasse  $\sigma_{th}$  dans un volume  $v_a > v_c$ .

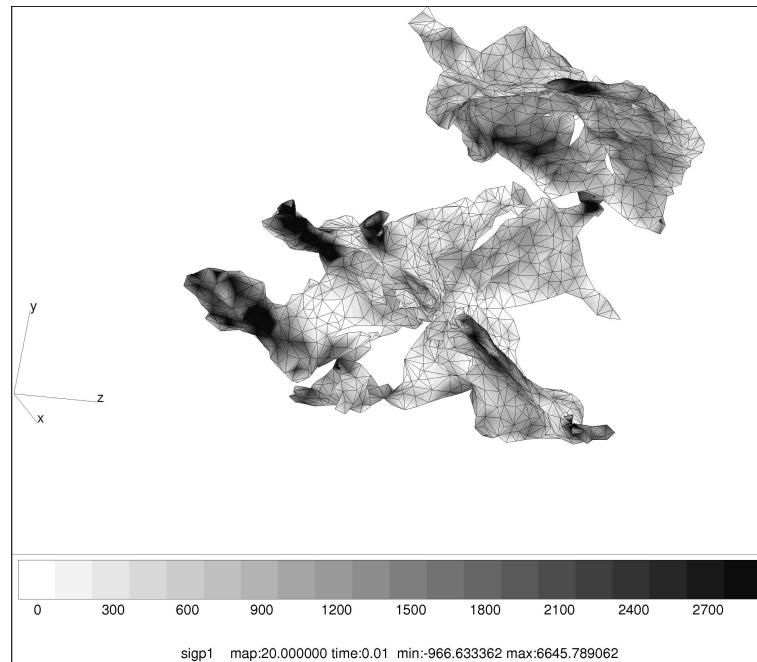
Le gradient de contrainte au sein de la particule étant très marqué, il est possible d'analyser par seuillages successifs cette distribution. Le volume actif  $v_a$  correspond donc au volume activé par une valeur seuil (*i.e.* une contrainte seuil  $\sigma_{th}$ ). L'analyse de la rupture des particules par propagation éventuelle d'un défaut est alors possible par « simple » comparaison de ces deux volumes caractéristiques.

La dispersion des valeurs du champ de contraintes, les déformations importantes de la matrice entraînant la rotation de la particule et le nombre important de particules (1  $mm^3$  d'aluminium d'AA5182 contient plus de 16000 particules) nécessitent une prise en compte automatique de ces processus. Dès lors, on comprend bien qu'il est impossible d'analyser indépendamment chaque concentration de contraintes. L'utilisation et l'exploitation de simulations EF nécessitent le développement d'un algorithme permettant de différencier automatiquement les concentrations de contraintes significatives (à « longue portée ») et non significatives (à « courte portée ») pour la rupture des particules.

Ce chapitre présente donc, dans un premier temps, un nouveau modèle mécanique basé sur la comparaison entre deux volumes caractéristiques ( $v_c$  et  $v_a$ ).  $v_c$  dépend de la ténacité du matériau et d'un seuil fixé arbitrairement.  $v_a$  dépend du chargement à grande distance (*i.e.* ici la déformation de laminage), de la forme de la particule et du seuil « arbitraire »  $\sigma_{th}$ . Ce modèle permet de différencier des concentrateurs à « courte portée » des concentrateurs à « longue portée » physiquement significatif pour l'étude de la rupture des particules intermétalliques. Dans un second temps, l'algorithme permettant la distinction automatique des volumes significatifs est décrit de manière précise. Enfin, cet algorithme peut s'appliquer à d'autres problèmes faisant intervenir des champs de variables scalaires (déformation, température, potentiel chimique ou électrique ...).



(a)



(b)

**Figure IV.1:** Champ de contrainte dans une particule intermétallique élastique incluse dans une matrice élasto-viscoplastique. La cellule est soumise à un chargement s'apparentant à de la déformation plane. (a) Contrainte principale maximale (en MPa) pour une déformation macroscopique de 0,1 et (b) de 0,2. Le volume de la particule représentée est de 34847 voxels, soit  $11952 \mu\text{m}^3$ .

## Sommaire

---

<b>IV.1 Concept de concentrateurs à « courte ou longue portée » . . .</b>	<b>67</b>
IV.1.1 Définition d'un concentrateur de contrainte . . . . .	67
IV.1.2 Concept de concentration de contrainte à « courte ou longue portée » . . . . .	67
IV.1.3 Exemple de volume critique $v_c$ dans le cas des particules intermétalliques . . . . .	68
<b>IV.2 Algorithme de détection des concentrateurs de contraintes à « courte ou longue portée » . . . . .</b>	<b>70</b>
IV.2.1 Présentation générale de l'algorithme . . . . .	70
IV.2.2 Algorithme d'extraction : détermination de zones connexes d'éléments actifs . . . . .	72
IV.2.3 Arborescence des zones pour un pas de temps donné et historique d'évolution des zones . . . . .	73
<b>IV.3 Application de ce nouvel algorithme . . . . .</b>	<b>78</b>
IV.3.1 Application au problème de la rupture de particules intermétalliques	79
IV.3.2 Application à d'autres problèmes physiques . . . . .	82
<b>IV.4 Discussion sur l'efficacité de l'algorithme . . . . .</b>	<b>86</b>
IV.4.1 Effet du maillage sur l'algorithme et donc sur les volumes des zones	86
IV.4.2 Evaluation du temps de calcul utilisé par l'algorithme . . . . .	88

---

## IV.1 Concept de concentrateurs à « courte ou longue portée »

### IV.1.1 Définition d'un concentrateur de contrainte

Ce paragraphe est destiné à mettre en évidence la différence entre concentrateurs de contraintes physiquement représentatifs ou non. Les concentrations de contraintes n'affectant pas la rupture des particules sont considérées comme des concentrateurs à « courte portée », physiquement non représentatifs. En revanche, celles permettant d'obtenir la rupture de la particule pour au moins une valeur du chargement macroscopique, sont considérées comme physiquement représentatives. L'ensemble des concentrations de contraintes (à « courte ou longue portée ») satisfait la condition scalaire suivante pour un volume  $\Omega$  et un chargement macroscopique  $\mathbf{E}_\infty$  donnés :

$$\|\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \quad \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th}) \quad (\text{IV.3})$$

où  $\|\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})\|_k$  représente une norme ou un invariant du tenseur  $\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})$ .  $\sigma_{th}$  est une valeur seuil et  $\mathbf{E}_\infty$ , un paramètre scalaire décrivant le chargement macroscopique (par exemple la déformation équivalente macroscopique).

### IV.1.2 Concept de concentration de contrainte à « courte ou longue portée »

Une concentration de contrainte (ou de déformation), de volume  $\Omega$ , est considérée comme physiquement significative si elle est suffisamment grande pour affecter la structure. En conséquence, les concentrateurs à « longue portée » satisfont deux conditions supplémentaires :

1. pour une valeur donnée du chargement macroscopique  $\mathbf{E}_\infty$ , le volume actif  $\Omega$  satisfaisant la condition scalaire (IV.3) est plus grand qu'un volume critique  $v_c$  dépendant de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  :

$$\Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th}) \geq v_c(\sigma_{th}) \quad (\text{IV.4})$$

2. pour une valeur seuil  $\sigma_{th}$  donnée, le volume actif  $\Omega$  satisfaisant la condition scalaire IV.3 augmente avec l'augmentation du chargement macroscopique :

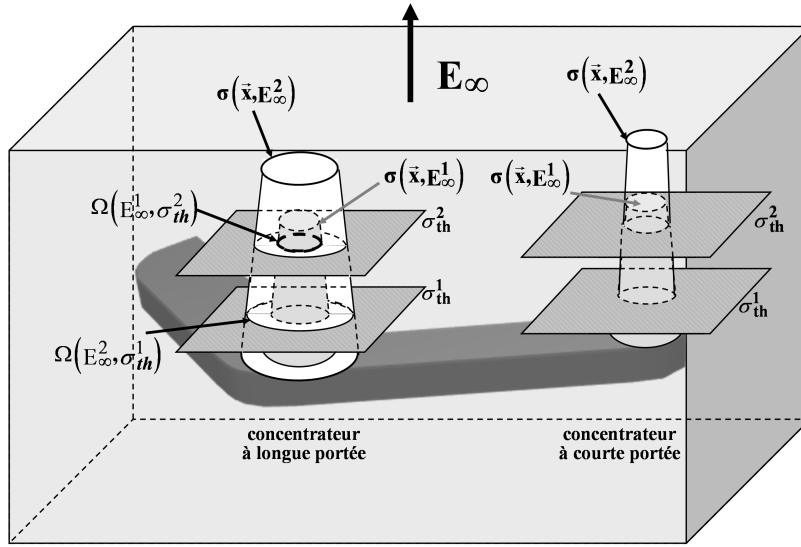
$$\mathbf{E}_\infty^1 \prec \mathbf{E}_\infty^2 \Leftrightarrow \Omega(\mathbf{E}_\infty^1, \sigma_{th}) < \Omega(\mathbf{E}_\infty^2, \sigma_{th}) \quad (\text{IV.5})$$

Dans le cas d'un chargement radial,  $\mathbf{E}_\infty^1 \prec \mathbf{E}_\infty^2$  signifie  $\mathbf{E}_\infty^1 < \mathbf{E}_\infty^2$ . Pour des chargements plus complexes,  $\mathbf{E}_\infty^1 \prec \mathbf{E}_\infty^2$  signifie que «  $\mathbf{E}_\infty^1$  est moins critique que  $\mathbf{E}_\infty^2$  ».

La figure IV.2 montre la distribution de contraintes à l'intérieur d'une particule intermétallique incluse dans une matrice homogène soumise à un chargement homogène. Dans le but d'analyser la rupture des particules,  $\|\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})\|_k$  est pris égal à la contrainte principale maximale. La figure IV.3 montre la distribution locale de contraintes suivant des directions particulières dans les parties de la particule soumises à concentrations de contraintes à « longue portée » (physiquement significatif) et à « courte portée » (non représentatif). Le concentrateur à « longue portée » satisfait les conditions IV.3, IV.4 et IV.5. Le volume soumis à concentrations de contraintes à « courte portée » n'augmente pas avec la diminution de la valeur de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ )

ou l'augmentation du chargement à grande distance ( $\mathbf{E}_\infty$ ). Avec cette définition, une fissure constitue un concentrateur de contrainte à longue portée.

La figure IV.3 illustre la distribution des contraintes selon deux directions caractéristiques. Le concentrateur à « longue portée » satisfait les conditions IV.3, IV.4 et IV.5 alors que celui à « courte portée » ne satisfait pas les deux dernières conditions IV.4 et IV.5.



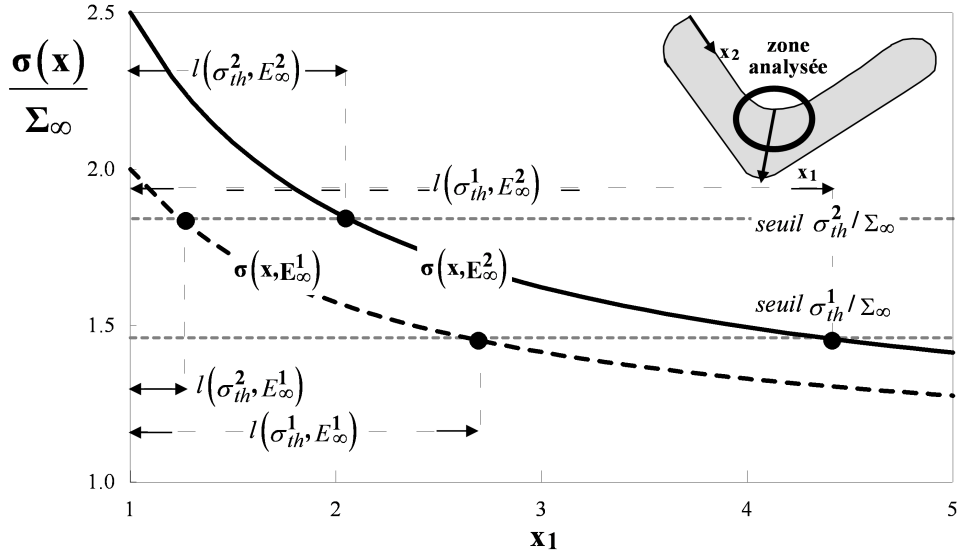
**Figure IV.2:** Représentation schématique de concentrations de contraintes à l'intérieur d'une particule de seconde phase incluse dans une matrice chargée de manière homogène ( $\mathbf{E}_\infty$ ). La distribution locale de contrainte ( $\sigma(\bar{x})$ ) est représentée pour deux valeurs de la déformation macroscopique (i.e.  $\mathbf{E}_\infty^1$  et  $\mathbf{E}_\infty^2$ ).

### IV.1.3 Exemple de volume critique $v_c$ dans le cas des particules intermétalliques

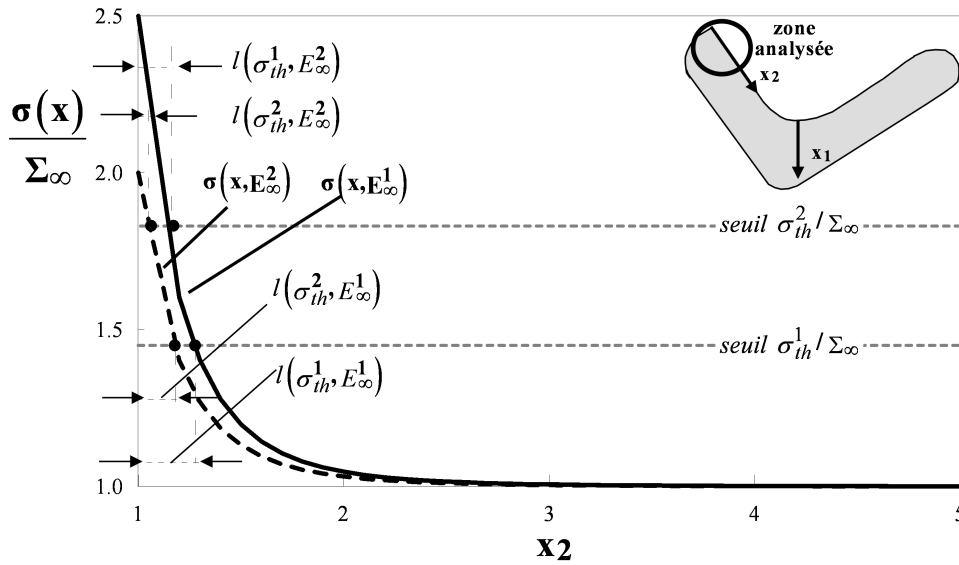
Dans le cas des particules intermétalliques, si la contrainte macroscopique augmente, le niveau de contrainte d'un concentrateur à « longue portée » et le volume actif ( $l = \sqrt[3]{\Omega}$  sur la figure IV.3) augmentent. Dans ce cas, la propagation d'un défaut (fissure de taille  $a_c$ ) est possible si une valeur critique est atteinte. Autrement dit, si le volume soumis à concentration ( $v_a$ ) dépasse une valeur critique ( $v_c$ ), alors la condition précédente est respectée. Comme cela a déjà pu être mentionné en introduction, le volume critique  $v_c$  peut s'écrire de la manière suivante :

$$v_c = \frac{\alpha}{\pi^3} \left( \frac{K_{1c}}{\sigma_{th}} \right)^6 \quad (\text{IV.6})$$

Dorénavant, le facteur correctif  $\alpha$  sera pris égal à l'unité. Au contraire, la contrainte dans un concentrateur à « courte portée » ne permet pas d'atteindre cette valeur critique. Autrement dit, le volume actif considéré est, dans ce cas, beaucoup trop faible pour pouvoir entraîner la propagation d'un défaut et donc la rupture de la particule.



(a)



(b)

**Figure IV.3:** Distribution locale de contrainte ( $\sigma(\vec{x})$ ) dans une particule pour deux valeurs de la déformation macroscopique (i.e.  $\mathbf{E}_\infty^1$  et  $\mathbf{E}_\infty^2$ ) (a) dans un concentrateur à longue portée ( $x_1$ ) et (b) dans un concentrateur à courte portée ( $x_2$ ). La contrainte locale est comparée aux valeurs seuils  $\sigma_{th}^1$  et  $\sigma_{th}^2$ . Si le chargement augmente, la zone soumise à concentrations augmente fortement dans un concentrateur à longue portée (a) et augmente très faiblement dans le cas d'un concentrateur à courte portée.



## IV.2 Algorithme de détection des concentrateurs de contraintes à « courte et longue portée »

### IV.2.1 Présentation générale de l'algorithme

L'algorithme principal permettant la détection de concentrateurs à « longue portée » est représenté schématiquement sur la figure IV.4. Cet algorithme peut être utilisé comme post-traitement d'une analyse EF. L'utilisateur doit seulement renseigner en plus des données de l'analyse :

- le nombre de pas de temps ( $N_t$ ) sur lequel doit porter le post traitement,
- le nombre ( $N_{th}$ ) et les valeurs des différents seuils,
- un critère ( $<$  ou  $>$ ) pour l'analyse (ici  $>$ ),
- la variable scalaire sur laquelle porte l'analyse ( $\|\sigma(\vec{x})\|_k$ ) (ici  $\sigma_{pmax}$ ).

Dans la partie « critère », l'algorithme détermine tous les éléments respectant la condition IV.3 pour au moins un point de Gauss du maillage EF. Cela est réalisé pour l'ensemble des pas de temps et des valeurs seuil renseignés par l'utilisateur. Le résultat de l'application de ce critère est écrit dans une liste temporaire d'éléments ( $L_{ae}$ ) contenant l'ensemble des numéros des éléments activés par le critère. Dans le même temps, une liste de booléens ( $L_b$ ) de taille semblable à la précédente est créée et initialisée (*false*). Ces différentes listes seront mise à jour pour chaque pas de temps du post-traitement et chaque valeur de la contrainte seuil.

Dans la partie « extraction », l'algorithme réparti les éléments actifs (satisfaisant le critère :  $\|\sigma(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th})$ ) en zones connexes. Cet algorithme crée une liste de zones ( $L_{zones}$ ) contenant les numéros des éléments qui les constituent, les volumes de chaque zone et le nombre de zones pour un pas de temps donné.

L'algorithme précédent est utilisé pour chaque valeur seuil. Si l'ensemble des seuils du pas de temps considéré est analysé, la troisième partie de l'algorithme construit une arborescence des différentes zones. Cette arborescence est incluse dans la liste  $L_{zones}$ .

Après cette étape, l'ensemble des pas de temps a été analysé. Les éléments actifs pour chaque seuil et chaque pas de temps ont été déterminés et regroupés en zones connexes. L'arborescence des zones pour tous les pas de temps et valeurs seuils est disponible. Le dernier sous-algorithme (« Historique ») permet de déterminer un historique des différentes zones connexes pour un seuil donné lors d'une évolution du chargement macroscopique. Par exemple, les zones connexes peuvent se diviser en plusieurs zones ou se regrouper si l'on considère plusieurs valeurs de ce chargement (à différents pas de temps). Cet historique est alors écrit sous forme d'un fichier texte.

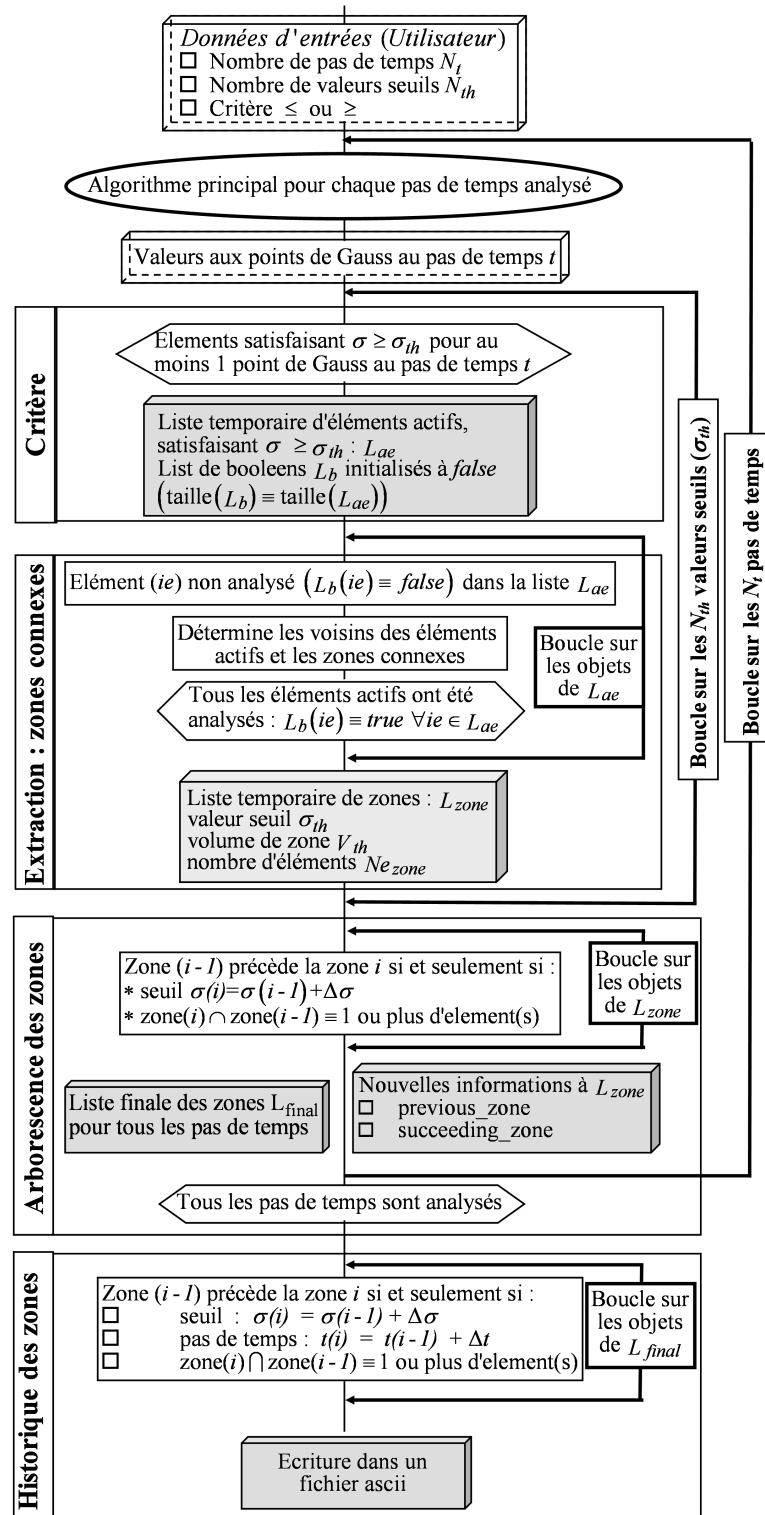


Figure IV.4: Algorithme général d'analyse des concentrations de contraintes. L'algorithme principal est composé de quatre sous algorithmes exécutés pour chaque pas de temps de l'analyse.

## IV.2.2 Algorithme d'extraction : détermination de zones connexes d'éléments actifs

### a) *Principe*

L'algorithme d'extraction (Figure IV.5) détermine tous les éléments actifs (satisfaisant la condition scalaire :  $\|\sigma(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th})$ ). Les éléments actifs respectant cette condition scalaire sont regroupés en liste d'éléments notée  $L_{ae}$ . Cette liste d'éléments actifs  $L_{ae}$  est utilisée comme donnée d'entrée pour l'ensemble des sous-algorithmes suivants. L'algorithme d'extraction regroupe les éléments actifs de la liste  $L_{ae}$  en zones connexes pour un seuil et un pas de temps donnés. L'algorithme est considéré comme achevé pour une valeur seuil donnée, si tous les éléments de liste  $L_{ae}$  sont associés à une zone connexe (notée  $Z_i$ ). Une zone connexe est formée de plusieurs éléments actifs (éléments de  $L_{ae}$ ) ayant un nœud en commun. Cela passe par la détermination des voisins de chaque élément de la zone. Cette liste temporaire d'éléments voisins est notée  $L_{vois}$ .

La détermination d'une zone connexe peut débuter par un élément quelconque  $ie$  de la liste  $L_{ae}$  n'ayant pas encore été analysé ( $L_b(ie) = false$ ). Une nouvelle zone  $Z_i$  ainsi qu'une liste d'éléments voisins  $L_{vois}$  vont alors être créées. L'élément  $ie$  est alors ajouté à cette liste. De plus, tous les éléments actifs ( $ae$ ) connectés à un nœud de l'élément ( $ie$ ) sont également ajouté à  $L_{vois}$ . Si tous les nœuds de l'élément ( $ie$ ) sont testés, alors l'élément  $ae$  est considéré comme analysé ( $L_b(ie) = true$ ). Cette procédure permet de déterminer tous les voisins des éléments actifs et de les stocker dans  $L_{vois}$ . Si tous les voisins d'un élément  $ae$  sont déterminés :  $L_b(ae) = true$ . Enfin, si toute la liste de voisins est analysée ( $L_b(ae) = true \forall ae \in L_{vois}$ ), une nouvelle zone  $Z_{i+1}$  et une nouvelle liste  $L_{vois}$  de voisins sont créées. L'algorithme s'arrête si tous les éléments de la liste  $L_{ae}$  sont analysés ( $L_b(ae) = true \forall ae \in L_{ae}$ ). Les informations complémentaires concernant le code sont données en annexe C.

### b) *Illustration sur un exemple simple*

La figure IV.6 montre une particule bidimensionnelle de forme très simple contenant trois concentrateurs de contrainte. Supposons que le sous-algorithme présenté ci-dessus débute avec l'élément 11. L'élément 11 est alors ajouté à la nouvelle zone ( $Z_i$ ) (dans ce cas la première) et à la nouvelle liste de voisins  $L_{vois}$ . La figure IV.7 détaille les différentes opérations réalisées par l'algorithme pour détecter tous les éléments de la zone  $Z_1$ .

Dans un premier temps, les voisins de l'élément 11, *i.e.* les éléments actifs ayant un nœud en commun avec l'élément 11, sont ajoutés à  $Z_1$  et  $L_{vois}$ . Le nœud ( $a$ ) (nœud commun) contribue les éléments 12 à 16 à  $Z_1$  et  $L_{vois}$  (Figure IV.6 (b)). Les nœuds ( $b$ ) et ( $c$ ) ajoutent les éléments 17, 18 et 20 à la zone  $Z_1$  et  $L_{vois}$  (Figure IV.6 (c)). A ce moment,  $L_{vois}$  contient 10 éléments  $\{11, \dots, 20\}$ . Cependant, seulement  $L_b(11) = true$ .

Dans un second temps, il faut déterminer les voisins des autres éléments  $\{12, \dots, 20\}$ . Seulement, les éléments actifs connectés à  $\{11, 13, \dots, 16, 18, 19\}$  font déjà partie de  $Z_1$  et de  $L_{vois}$ . C'est pourquoi, l'élément 12 n'ajoute pas de nouveaux éléments à la zone en cours de construction et à la liste de voisins. Enfin, l'analyse des éléments 14, 15 et 20 permet d'ajouter les nouveaux éléments voisins  $\{21, \dots, 24\}$ . A ce niveau de l'analyse, la zone  $Z_1$  contient les éléments de  $\{11, \dots, 24\}$ .

Dans un troisième temps, le voisinage de tous les éléments de la liste  $L_{vois}$  (ou  $Z_1$ ) a été analysé ( $L_b(ie) = true, \forall ie \in L_{vois} = \{11, \dots, 24\}$ ). La liste de voisins a été entièrement analysée mais ce n'est pas le cas pour la liste de tous les éléments actifs de  $L_{ae}$ . Un nouvel élément ( $ie = 1$ ) est choisi dans la liste  $L_{ae}$  et une nouvelle zone  $Z_2$  ainsi qu'une nouvelle liste de voisinage  $L_{vois}$  sont créées. Cela correspond aux premières étapes de construction d'une seconde zone connexe  $Z_2$ . L'algorithme se terminera quand l'ensemble des éléments de  $L_{ae}$  aura été ajouté à une zone (*i.e.* ici les zones  $Z_1, Z_2$  et  $Z_3$ ).

A cette occasion, une nouvelle classe objet nommée ZONE\_DATA est créée (Annexe C). Le résultat de l'algorithme d'extraction est ajouté à une liste  $L_{zone}$  contenant des objets de type ZONE\_DATA pour chaque pas de temps et chaque seuil.

### IV.2.3 Arborescence des zones pour un pas de temps donné et historique d'évolution des zones

La figure IV.8 illustre de manière schématique plusieurs concentrations de contraintes dans une particule bidimensionnelle. Si la valeur seuil augmente ( $\sigma_{th}^1 > \sigma_{th}^2$ ) pour un cas de charge donné, le volume des concentrateurs à « courte portée » ( $Z_7$ ) n'est que très faiblement affecté. En revanche, le volume correspondant aux concentrateurs à « longue portée » diminue de manière significative ( $Z_1, Z_2$  et  $Z_3$ ). La zone  $Z_1$  se trouve scindée en deux zones de tailles inférieures ( $Z_4, Z_5$ ) (Figure IV.8 (b)). Mais si le chargement macroscopique augmente ( $\mathbf{E}_\infty^2 > \mathbf{E}_\infty^1$ ), le volume des concentrations de contrainte à « longue portée » augmente significativement. Le volume des zones  $Z_4, Z_5$  de la figure IV.8 augmente jusqu'à ne former qu'une seule zone  $Z_1$ . C'est pourquoi, seule les zones  $Z_1, Z_2$  et  $Z_3$  ont une chance d'occuper un volume  $\Omega$  important pour des valeurs seuils élevées.

Donc, pour déterminer les concentrateurs à « longue ou courte portée », il est nécessaire de connaître à la fois l'arborescence des zones (c'est à dire l'évolution des zones pour différentes valeurs seuils et un niveau de chargement donné) et l'historique d'évolution de ces zones.

#### IV.2.3.1 Arborescence des zones pour un pas de temps donné

**Définitions** Dans le paragraphe précédent (Figure IV.8), on a pu voir que les zones peuvent se scinder en deux lors d'une variation de la valeur seuil ( $\sigma_{th}$ ). Les zones obtenues, pour une augmentation de la valeur seuil ( $\sigma_{th}^1 < \sigma_{th}^2$ ) sont, par définition, les enfants de la zones initiales

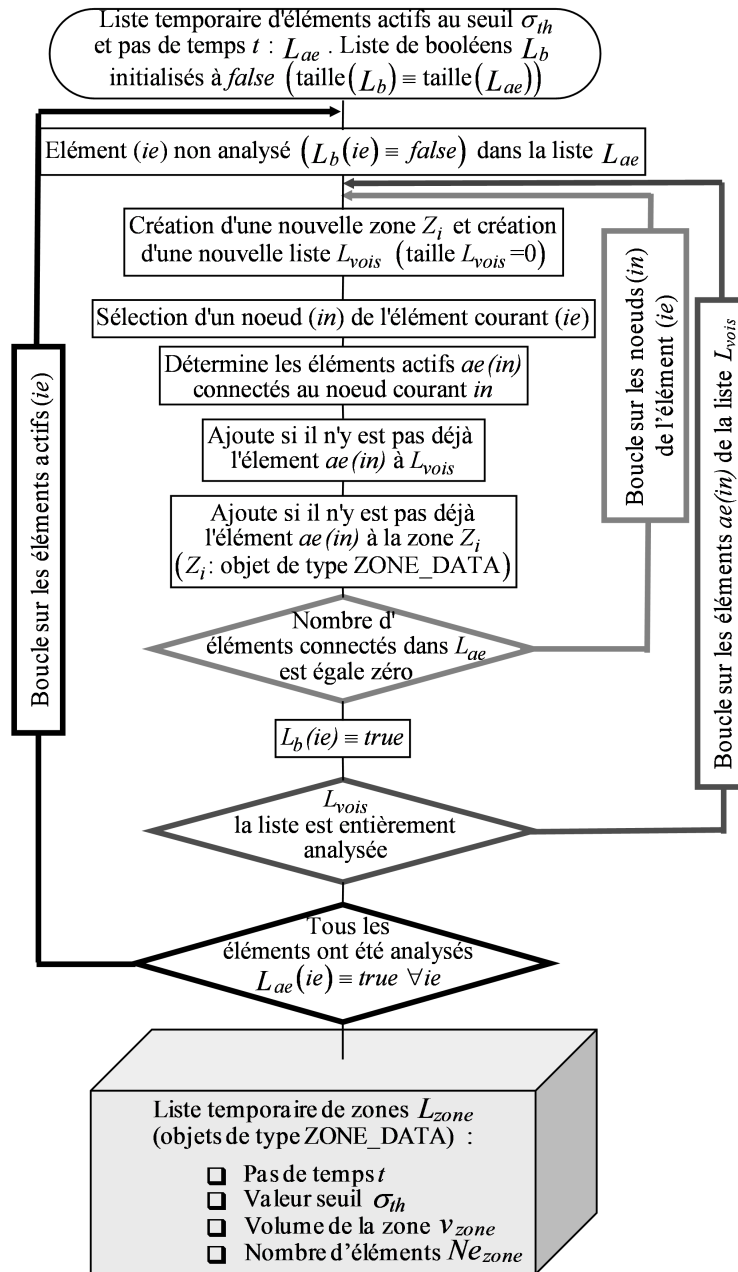
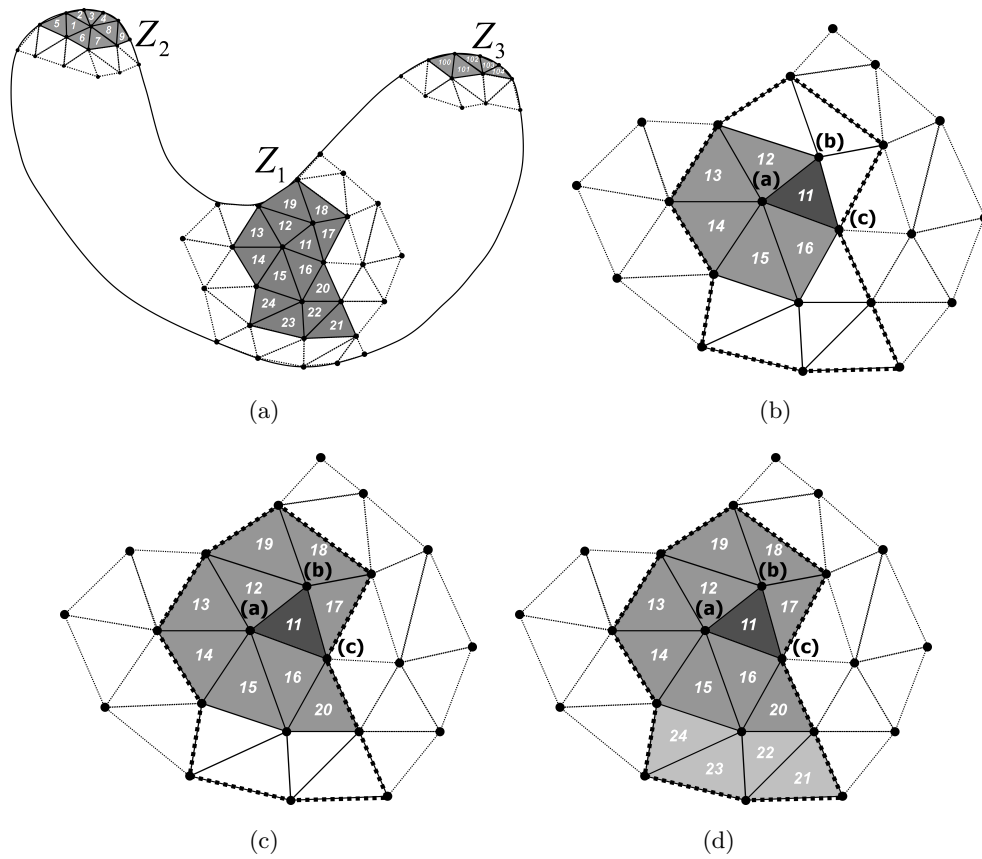


Figure IV.5: Algorithme d'extraction de zones connexes d'éléments actifs.

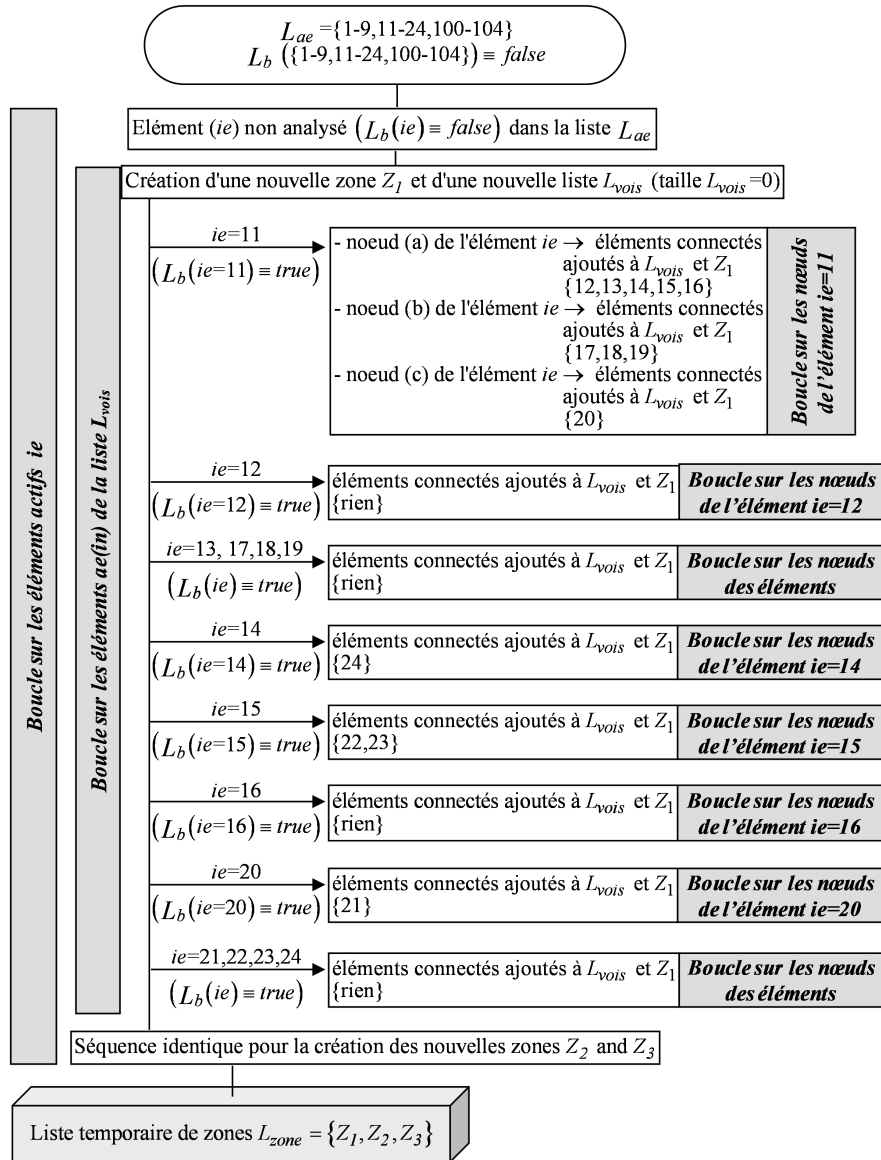
(i.e.  $Z_4$  et  $Z_5$  sont les enfants de la zones  $Z_1$ ). Cette arborescence est stockée sous la forme d'un tableau ( $A_{arbre}$ ) contenant  $N_{th}$  lignes et  $N_{z.s.enf}$  colonnes. Où,  $N_{z.s.enf}$  correspond au nombre de zones sans enfants pour le niveau de chargement considéré.

**Algorithme** L'ensemble des zones détectées pour un pas de temps donné est stocké dans la liste de zones  $L_{zone}$ . L'algorithme associe une valeur (`previous_zone` : initialisée à  $0 \equiv$  « rien »)



**Figure IV.6:** Détection de zones connexes d'éléments actifs sur une structure bidimensionnelle simple. (a) La structure comporte trois zones indépendantes d'éléments actifs. (b,c,d) L'élément 11 est choisi dans la liste d'éléments actifs. (b, c) Les éléments ayant un nœuds commun avec l'élément 11 sont sélectionnés. (d) Enfin, les éléments 21 à 24 sont sélectionnés. L'algorithme détermine alors automatiquement une nouvelle zone.

à chaque membre des éléments de  $L_{zone}$ . L'algorithme analyse tous les éléments de la liste  $L_{zone}$  en commençant par les valeurs de seuil les plus faibles et en terminant avec les valeurs élevées. Pour chaque seuil, on détermine la zone précédente à la zone considérée. Pour qu'une zone soit déclarée précédente d'une autre, il faut qu'elles aient toutes deux au moins un élément en commun. Le tableau  $A_{arbre}$  peut alors être rempli en débutant par les plus grandes valeurs seuils (boucle sur la figure IV.9). Ce tableau permet l'écriture des résultats de l'arborescence dans un fichier de type *ascii* exploitable pour l'utilisateur. Au delà, l'ensemble des zones sont stockées dans une liste notée  $L_{final}$ . Elle est constituée de l'ensemble des zones déterminées à chaque pas de temps et à chaque seuil. Elle sert de donnée d'entrée à l'algorithme de constitution de l'historique d'évolution des zones.

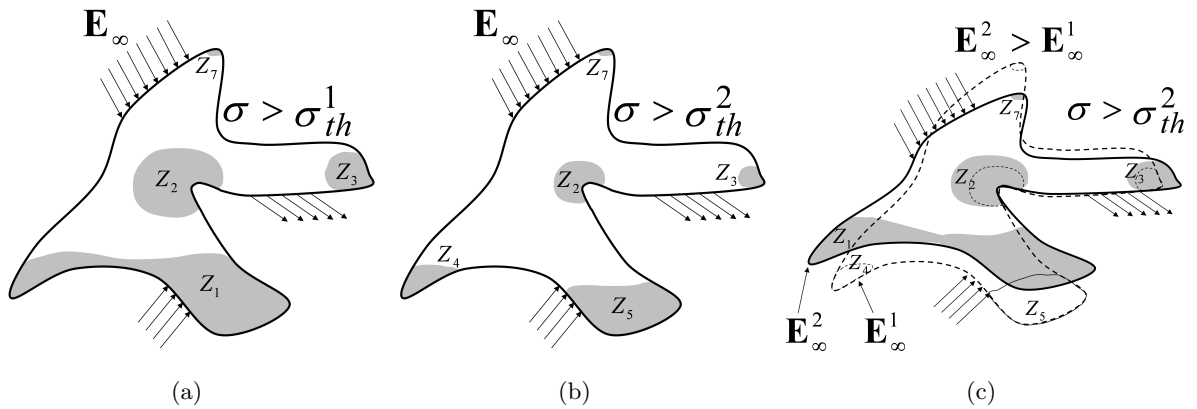


**Figure IV.7:** Détection de zones connexes d'éléments actifs sur la structure bidimensionnelle montrée sur la figure IV.6. La détection de tous les éléments de la zones  $Z_1$  est détaillée. La procédure est similaire pour les zones  $Z_2$  et  $Z_3$ .

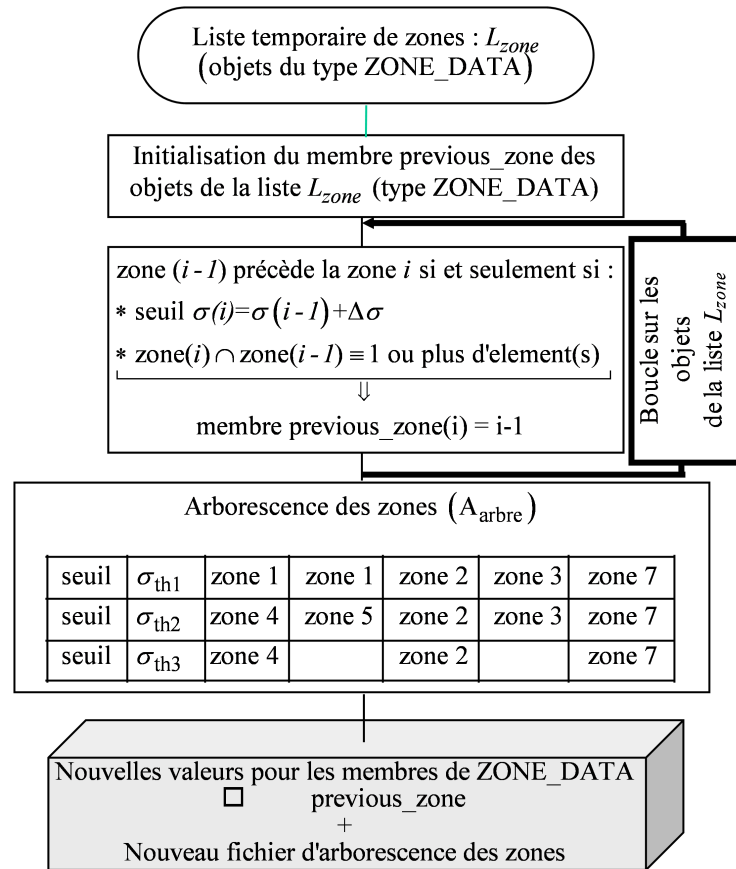
#### IV.2.3.2 Historique d'évolution des zones pour un seuil donné

La figure IV.10 détaille les différentes étapes de l'algorithme permettant de déterminer l'historique d'évolution des zones pour un seuil donné. Une zone possède des enfants si elle se divise en plusieurs zones lorsque le chargement macroscopique diminue. L'évolution des zones est stockée dans un tableau ( $AA_{temps}$ ) comportant  $N_t$  lignes et  $N_{z.s.enf}$  colonnes.  $N_{z.s.enf}$  représente le nombre de zones sans enfant pour le seuil considéré.

L'algorithme associe une valeur à chaque membre `previous_zone_time` (initialisée à 0  $\equiv$



**Figure IV.8:** Zones connexes satisfaisant la condition scalaire :  $\|\sigma(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th})$  pour deux valeurs distinctes ( $\sigma_{th}^1$  et  $\sigma_{th}^2$ ) et deux valeurs du chargement ( $\mathbf{E}_\infty^2$  et  $\mathbf{E}_\infty^1$ ).



**Figure IV.9:** Algorithme d'arborescence des zones pour un pas de temps donné. Cet algorithme est utilisé à chaque pas de temps.

« rien ») des éléments de  $L_{final}$  suivant le critère donné dans l'algorithme de la figure IV.10. L'algorithme analyse tous les éléments de  $L_{final}$  en commençant par les fortes valeurs de chargement (grands pas de temps) et par les petites valeurs seuils. Pour chaque seuil, on détermine



la zone précédente (d'un point de vue de l'évolution temporelle) à la zone considérée (boucle sur la figure IV.10). Le tableau  $AA_{temps}$  peut alors être rempli (Figure IV.10). Les informations complémentaires concernant le code sont données en annexe C.

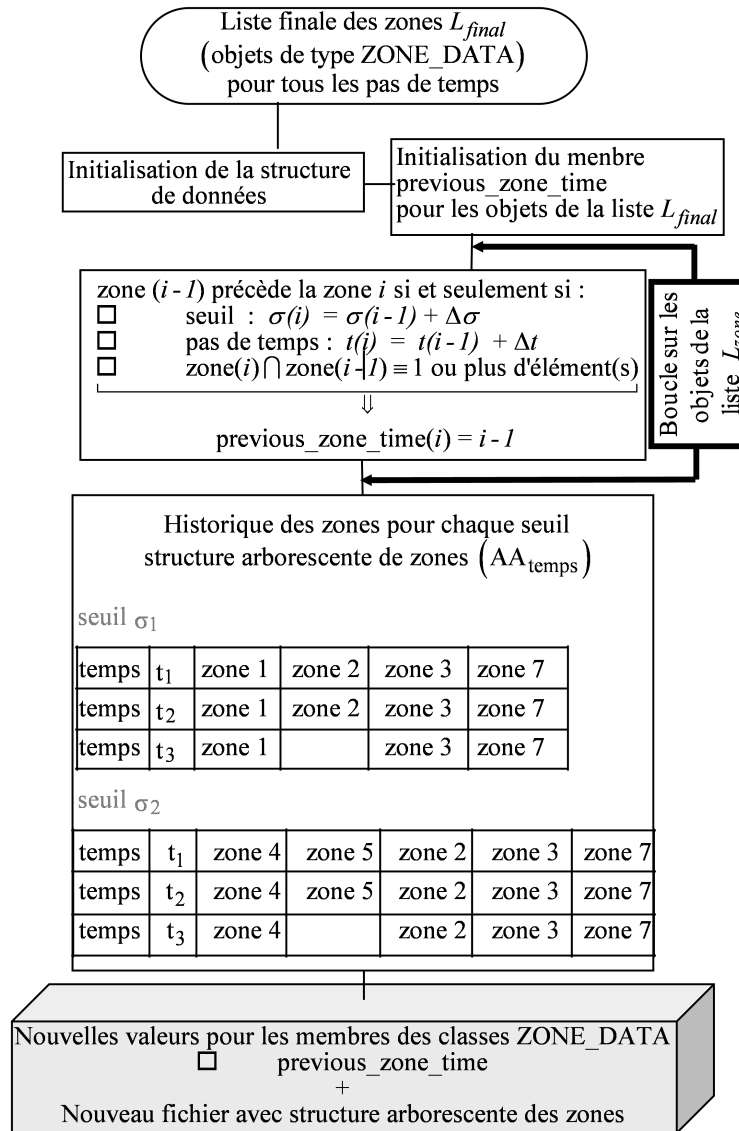


Figure IV.10: Historique d'évolution des zones pour un seuil donné.

### IV.3 Application de ce nouvel algorithme

Les applications possibles d'un tel algorithme sont assez vastes. La plupart des problèmes thermomécaniques et chimiques (diffusion) nécessitent l'étude de champs de contraintes, déformations, températures ou concentrations des différents constituants. Cette partie est destinée à présenter quelques exemples d'utilisation de cet algorithme. Le paragraphe IV.3.1 illustre

l'application de l'algorithme au problème de concentrations de contraintes dans les particules intermétalliques, dans le but d'en étudier la rupture. Les particules intermétalliques seront étudiées en détails dans les prochains chapitres (particules « modèles », « réelles », interfaces ...). Ensuite, la partie IV.3.2 - *Application à d'autres problèmes physiques*, décrit d'autres applications possibles à des problèmes faisant intervenir de forts gradients de déformations dans les composites.

### IV.3.1 Application au problème de la rupture de particules intermétalliques

#### IV.3.1.1 Contrainte et volume critiques dans des matériaux fragiles

Lors du laminage, les particules intermétalliques de formes très complexes se rompent. Ces particules ont un comportement fragile avec des valeurs de ténacité faibles. Leur rupture est essentiellement contrôlée par la contrainte principale maximale au sein de la particule. Le critère décrit en introduction permet de comparer un volume actif  $v_a$  et un volume critique  $v_c$ . Dans le cas d'une rupture fragile, le critère mécanique mis en place pour déterminer  $v_a$  est donc le suivant :

$$\sigma_{pmax} \geq \sigma_{th} \quad (IV.7)$$

où  $\sigma_{pmax}$  représente la contrainte principale maximale et  $\sigma_{th}$  la contrainte seuil.

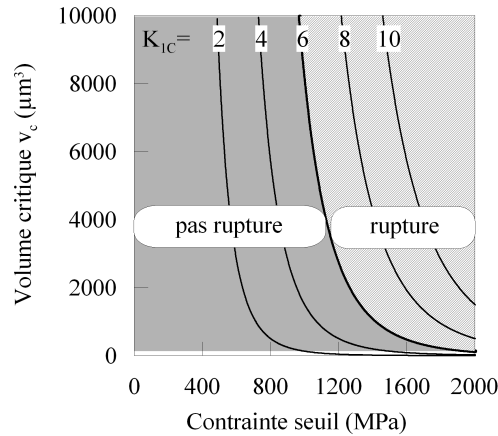
La rupture des particules s'effectue en mode I, elle se produit lorsque le facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  atteint la valeur critique  $K_{1c}$  ou si la contrainte dépasse une valeur seuil dans une section critique. Le critère présenté ici ne décrit que la possibilité d'avoir un défaut dans une zone suffisamment sollicitée pour entraîner la rupture de la particule. Bien entendu, et on va le voir dans la suite, il est uniquement possible de connaître les scénarios favorables ou défavorables à la rupture des particules. Il n'est pas possible avec une telle analyse d'obtenir une probabilité de rupture comme c'est le cas avec une analyse de type Weibull.

Dans les zones satisfaisant le critère IV.7, la longueur de fissure (défaut) nécessaire à la rupture est donnée par la relation suivante :

$$a_c = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_{1c}}{\sigma_{th}} \right)^2 \quad (IV.8)$$

où  $K_{1c}$  représente la ténacité de la particule. La rupture de la particule intervient dans le cas où le critère mécanique est respecté, autrement dit si la contrainte dépasse la valeur seuil  $\sigma_{th}$  dans un volume  $\Omega > v_c$ . Le volume  $v_c$  nécessaire est supposé égale à  $a_c^3$ .

La figure IV.11 décrit la variation du volume critique  $v_c$  en fonction de la valeur seuil  $\sigma_{th}$ . Pour une valeur de ténacité donnée ( $K_{1c} = 6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ ), deux zones peuvent être mises en évidence. La première autorise la rupture de la particule et la seconde ne permet pas de rassembler les conditions nécessaires à la rupture de la particule.



**Figure IV.11:** Représentation du volume critique en fonction de plusieurs valeurs de ténacité ( $K_{1C}$  en  $MPa\sqrt{m}$ ). Si  $\Omega$  est inférieur à  $v_c$ , la rupture est impossible (phénomène représenté sur la figure pour  $K_{1C} = 6MPa\sqrt{m}$ ).

#### IV.3.1.2 Simulation Eléments Finis de concentrations de contraintes dans des particules

L'objectif ici n'est pas de présenter précisément le problème de la rupture des particules intermétalliques. Le chapitre suivant (chapitre V) analyse en détails l'influence des différents paramètres (morphologiques, matériaux) sur des particules « modèles ». Le chapitre VII présente également une étude précise des formes « réelles » de particules intermétalliques. L'objectif de ce paragraphe est d'illustrer le principe de fonctionnement de l'algorithme présenté auparavant, pour le problème de la rupture des particules intermétalliques. Pour ces raisons, le modèle éléments finis cellulaire (géométrie, conditions de chargement ...) sera introduit brièvement ici mais fera l'objet d'un paragraphe détaillé dans le prochain chapitre. C'est aussi l'occasion de montrer les possibilités offertes par l'algorithme pour l'analyse de concentrations de contraintes. Enfin, l'intérêt est de bien cerner la méthode utilisée reprise fréquemment dans les prochains chapitres.

La figure IV.1 (Introduction de ce chapitre) présente une particule « modèle » incluse dans une matrice cubique (3D) ou carrée selon les cas (2D) de dimensions initiale  $L_x = L_y = L_z$ . La cellule est soumise à un chargement de déformations planes caractéristique des conditions de laminage. Les déformations macroscopiques sont données par :

$$E_{11} = \ln \left( \frac{L_X}{L_{X0}} \right) \quad E_{22} = \ln \left( \frac{L_Y}{L_{Y0}} \right) \quad E_{33} = 0 \quad (\text{IV.9})$$

La fraction volumique (rapport entre le volume de particule et le volume de la matrice) est fixée à 1%. Dans l'aluminium 5182 présenté dans la première partie, la fraction volumique de particules se situe autour de 1%. Les conditions d'interface entre la particule et la matrice sont supposées parfaites (conditions d'adhérence).

Le comportement mécanique de la matrice d'aluminium est décrit au moyen d'une loi de comportement élasto-viscoplastique. La contrainte d'écoulement du matériau ( $\sigma_M$ ) est donnée

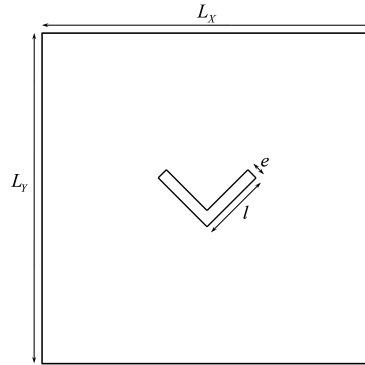
par (Koplik et Needleman, 1988) :

$$\sigma_M = g(\bar{\varepsilon}) \cdot \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \quad g(\bar{\varepsilon}) = \sigma_0 \cdot \left( 1 + \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \right)^n \quad \varepsilon_0 = \frac{\sigma_0}{E} \quad (\text{IV.10})$$

Ici  $\bar{\varepsilon} = \int (\dot{\varepsilon}) \cdot dt$  et  $g(\bar{\varepsilon})$  représente l'évolution de la contrainte effective en fonction de la déformation effective pour un essai de traction à vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}_0$ . Le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  sera fixé à  $m = 0,055$ . Cette valeur a été déterminée expérimentalement pour notre alliage (Baldacci *et al.*, 2002b). Pour notre étude, on a choisi un petit coefficient d'écroutissage,  $n = 0,01$ . Il faut signaler que le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  et le coefficient d'écroutissage  $n$  dépendent de la température. Le rapport entre la contrainte d'écoulement initiale  $\sigma_0$  et le module de Young  $E$  a été gardé constant  $E = 500 \cdot \sigma_0$ .

### IV.3.1.3 Particule modèle 2D avec concentrateurs de contraintes connus

L'algorithme a été utilisé sur une géométrie « modèle » simple, *i.e.* en forme de « L ». Le volume moyen de la particule est égal à  $900 \mu m^3$ . Cette valeur correspond au volume moyen de certaines classes de particules observées dans l'alliage brut de coulée (Baldacci, 2003; Parra-Denis, 2007). La taille de la cellule est adaptée à la taille de la particule dans le but de respecter une fraction volumique constante de 1%. La figure IV.12 présente la géométrie de la cellule utilisée ici. Les caractéristiques des maillages utilisés ici sont résumées en annexe F.



**Figure IV.12:** Géométrie de la cellule d'une particule « modèle » bidimensionnelle utilisée pour tester l'algorithme.

Dans cette configuration, les concentrations de contraintes dans la particule en « L » (figure IV.13) sont dues aux contraintes de flexion au centre de la particule mais aussi aux angles « vifs » jouant le rôle de concentrateurs de contraintes. L'algorithme permet d'extraire toutes ces concentrations de contraintes. Les figures IV.13 (a) et (b) montrent la contrainte principale maximale dans la particule pour plusieurs niveaux de déformation macroscopique. Sur la figure IV.14, les zones sombres correspondent aux régions où la contrainte principale maximale est supérieure ou égale à la valeur seuil (0, 500 et 800 MPa). On distingue très bien sur ces deux figures les « petites » zones situées dans les angles de la particule et la zone principale localisée au centre de la particule.

Le volume des différentes zones respecte le critère IV.7. La figure IV.15 (a) montre l'évolution du volume de chacune des zones de concentrations de contraintes normé par le volume de la particule ( $V_p$ ) en fonction de la valeur seuil ( $\sigma_{th}$ ). Le volume de la zone centrale (sur la figure IV.14) est significatif pour toutes les valeurs seuil (pour l'intervalle représenté). Les volumes des autres zones activées par les « angles » (courbes en pointillées sur la figure IV.15) (a) est très faible pour toutes les valeurs seuils. De plus, quel que soit la valeur de la déformation homogène, le volume de la zone centrale (figure IV.15) (b)) est bien plus important. Les « petites » (courbes pointillées) ne sont donc pas physiquement significatives pour le problème mécanique de la rupture des intermétalliques.

La figure IV.16 montre l'évolution du volume total des zones actives ( $\sigma_{pmax} \geq \sigma_{th}$ ) en fonction de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  pour plusieurs valeurs du rapport d'allongement ( $e/l$ )<sup>(9)</sup> et plusieurs orientations ( $\theta$ ).

Si le volume actif ( $\sigma_{max} \geq \sigma_{th}$ ) est plus petit que  $v_c$ , la probabilité d'être en présence d'une fissure de longueur critique  $a_c$  est faible. L'évolution de  $v_c$  pour plusieurs valeurs de  $K_{1C}$  en fonction de la contrainte seuil est représentée sur la figure IV.16. Plusieurs valeurs de ténacité sont considérées car la composition des intermétalliques est variable. De plus, il est difficile expérimentalement de quantifier la valeur de ténacité des intermétalliques (comportement fragile). La rupture des particules se produit si le volume actif est plus grand que le volume  $v_c$ .

Augmenter le rapport  $e/l$  entraîne une diminution des zones actives pour toutes les directions testées représentées sur la figure IV.16. Par exemple, pour des valeurs de  $e/l$  élevées et une valeur de ténacité égale à  $3 MPa\sqrt{m}$ , aucune particule ne casse. En revanche, si  $\theta = 45^\circ$  et  $e/l = 0,1$  et  $0,2$  la particule a de fortes chances de se rompre.

### IV.3.2 Application à d'autres problèmes physiques

On verra dans l'étude bibliographique présentée dans le prochain chapitre (Chapitre V) que beaucoup d'études portent sur les effets produits par la présence d'inclusions au sein d'une matrice. Bien qu'il ne s'agisse plus tout à fait de problèmes aussi locaux que l'étude de concentrations de contraintes à l'intérieur des particules, il est possible de traiter ce type de problème avec l'algorithme développé ici.

L'objectif n'est pas de réaliser une étude détaillée de l'effet des inclusions sur les matrices environnantes mais plutôt d'illustrer quelques pistes d'exploitation de l'algorithme sur des problèmes très différents. La figure IV.17 montre un exemple de microstructure simulée d'un composite fibré. L'objectif ici est d'utiliser l'algorithme pour montrer comment analyser les concentrations de déformation plastique dans ce type de composite. Les conditions de chargement appliquées à la matrice sont similaires à celles données précédemment pour les intermétalliques.

Dans ce type de composite, l'analyse des localisations de déformation est intéressante pour

---

<sup>(9)</sup>Le rapport d'allongement correspond au rapport entre l'épaisseur des branches ( $e$ ) de la particule et la longueur moyenne des branches ( $l$ ).

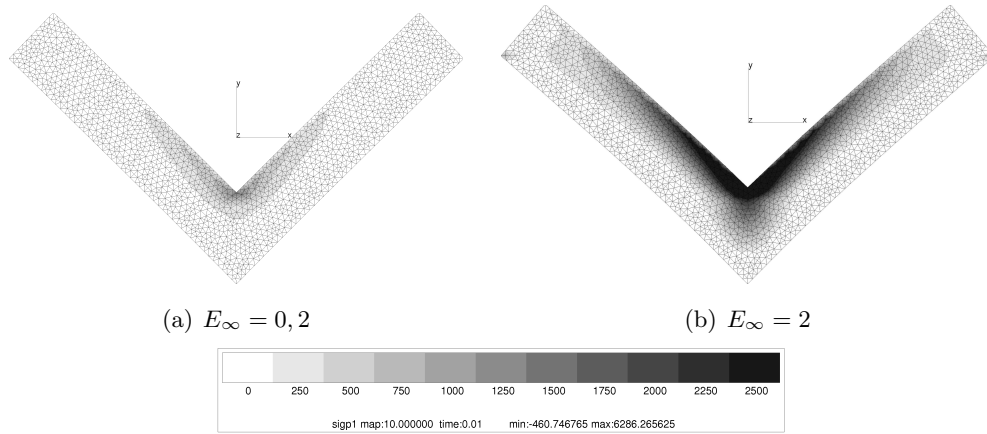


Figure IV.13: Cartographie de  $\sigma_{pmax}$  pour deux niveaux de déformation.

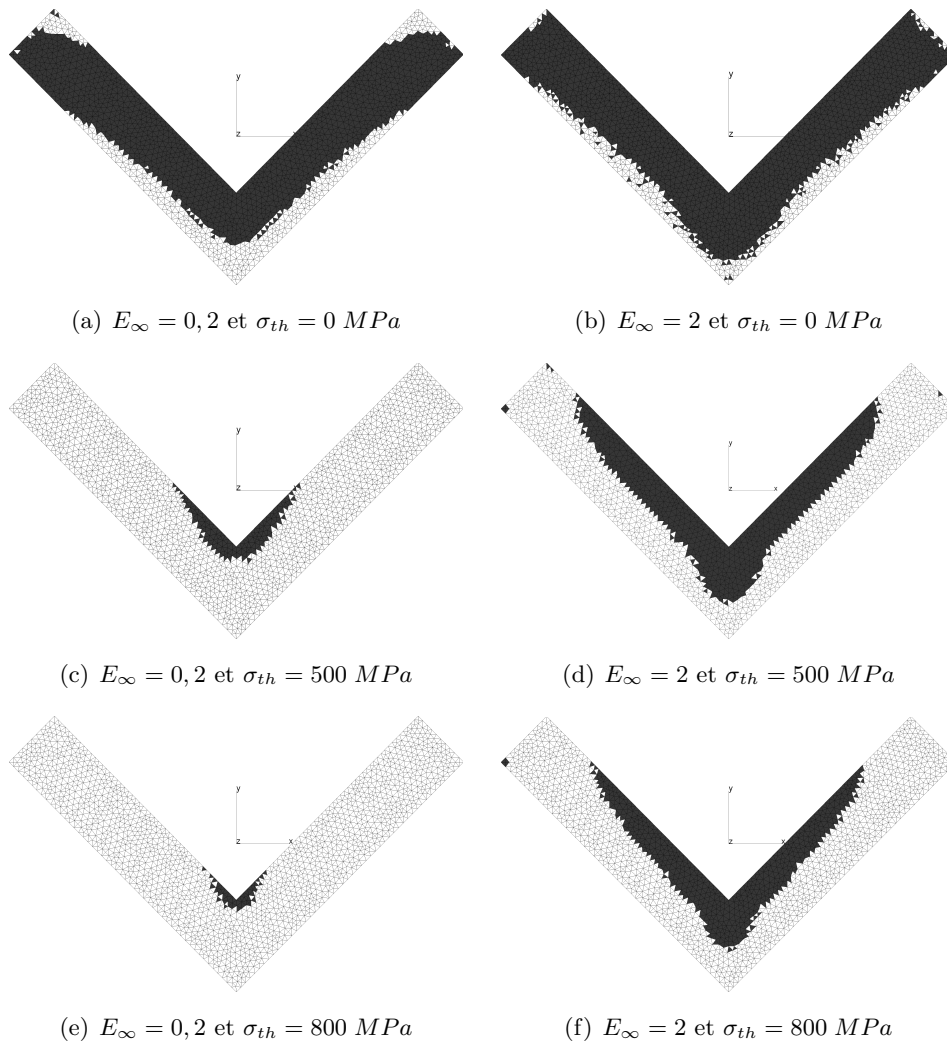
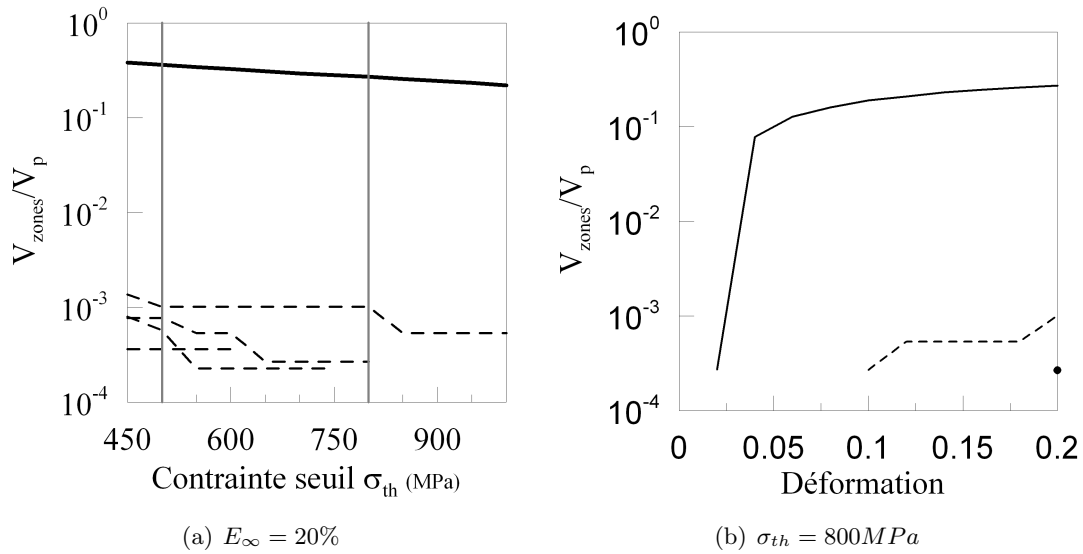
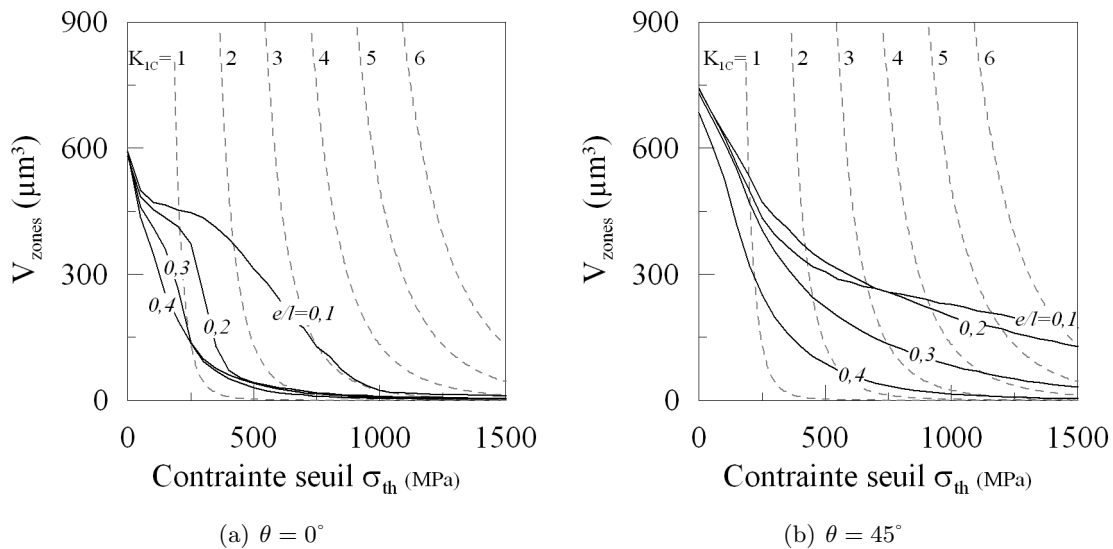


Figure IV.14: Evolution des zones activées en fonction de la contrainte seuil et de la déformation macroscopique.



**Figure IV.15:** (a) Evolution du volume des zones pour la particule en forme de « L » (a) en fonction de la contrainte seuil et (b) en fonction de la déformation homogène. Le rapport des volumes est représenté en échelle logarithmique (en base 10) pour permettre de représenter les écarts importants entre les volumes des différentes zones.



**Figure IV.16:** Evolution du volume total des zones activées en fonction de la contrainte seuil pour plusieurs valeurs du rapport d'allongement ( $\frac{e}{l} = 0, 1; 0, 2; 0, 3; 0, 4$ ). L'angle  $\theta$  correspond à l'orientation de la branche inférieure de la particule en « L » par rapport à la direction de sollicitation DN (DN correspond ici à la verticale ascendante).

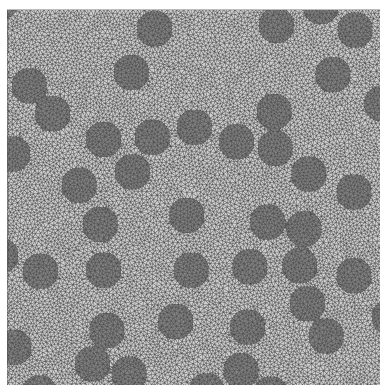


Figure IV.17: Maillage initial d'une microstructure simulée d'un composite fibré.

étudier le durcissement de la matrice. Celui-ci augmente avec la fraction volumique de particule dans la matrice. La figure IV.18 (a) montre les localisations de déformation plastique à l'intérieur de la matrice. Il est facile de montrer grâce à l'algorithme développé, l'influence du niveau de sollicitation macroscopique sur les concentrations de déformation plastiques (Figure IV.18 (b)).

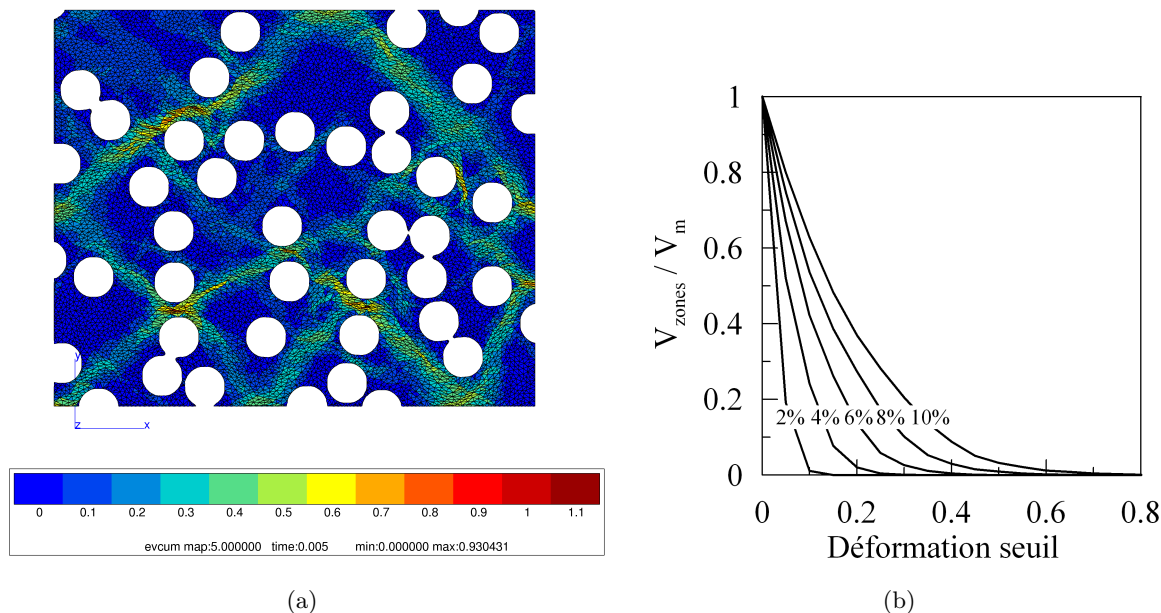


Figure IV.18: (a) Déformation plastique cumulée dans la matrice. *Remarque* : Le maillage des particules a volontairement été supprimé pour plus de lisibilité. (b) Représentation du volume total des zones activées normalisé par le volume de la matrice en fonction de la déformation seuil pour différents niveaux de la déformation macroscopique.



## IV.4 Discussion sur l'efficacité de l'algorithme

### IV.4.1 Effet du maillage sur l'algorithme et donc sur les volumes des zones

L'objectif de ce paragraphe est de quantifier l'influence du raffinement du maillage sur la qualité de l'analyse mise en place précédemment. On prendra l'exemple des champs de contraintes à l'intérieur de particules « modèles ». On considère plusieurs niveaux de raffinement des maillages des particules, afin d'évaluer l'influence de ce dernier sur l'algorithme d'extraction de zones. Cette étude est réalisée sur deux configurations d'une particule « modèle » présentées dans le tableau IV.1. La figure IV.19 présente les différents maillages de la configuration 1 utilisés dans l'analyse. Le nombre d'éléments au sein de la matrice augmente de manière significative. Il en est de même pour le nombre d'éléments dans la particule (Figure IV.20). L'ensemble des caractéristiques (nœuds et éléments) relatives aux différents maillages des deux configurations est donné dans le tableau IV.2.

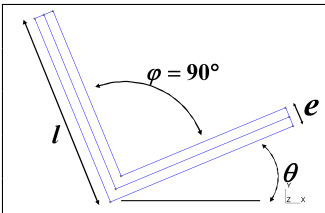
Géométries	Paramètres	Config. 1	Config. 2
	$\theta$  $\frac{e}{L}$	$45^\circ$  0,2	$0^\circ$  0,1

Tableau IV.1: Géométrie de la particule.

Configurations	1		2	
Maillages n°1	Nœuds	1139	Nœuds	1574
	Éléments	2244	Éléments	3114
Maillages n°2	Nœuds	2243	Nœuds	3427
	Éléments	4444	Éléments	6812
Maillages n°3	Nœuds	7143	Nœuds	11675
	Éléments	14228	Éléments	23292
Maillages n°4	Nœuds	16252	Nœuds	22158
	Éléments	34422	Éléments	44234

Tableau IV.2: Récapitulatif des caractéristiques des différents maillages.

La figure IV.21 montre l'évolution du rapport entre le volume des zones activées et le volume de la particule en fonction de la contrainte seuil pour la configuration 1 (cas (a)) et la configuration 2 (cas (b)). Le niveau de raffinement de maillage a une influence significative sur l'algorithme de recherche des zones lorsque les maillages sont assez « grossiers ». Le volume des éléments étant très proche dans la particule, il est possible de calculer un volume moyen (ou surface en 2D) d'élément dans la particule, noté  $V_{moy}$ . Le tableau IV.3 montre les valeurs

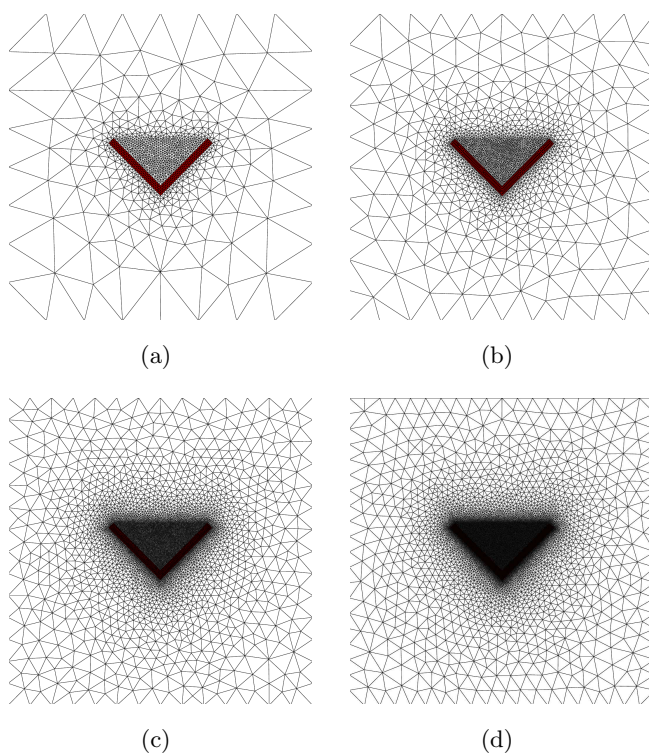


Figure IV.19: Exemples de 4 niveaux de raffinements du maillage pour la configuration n°1.

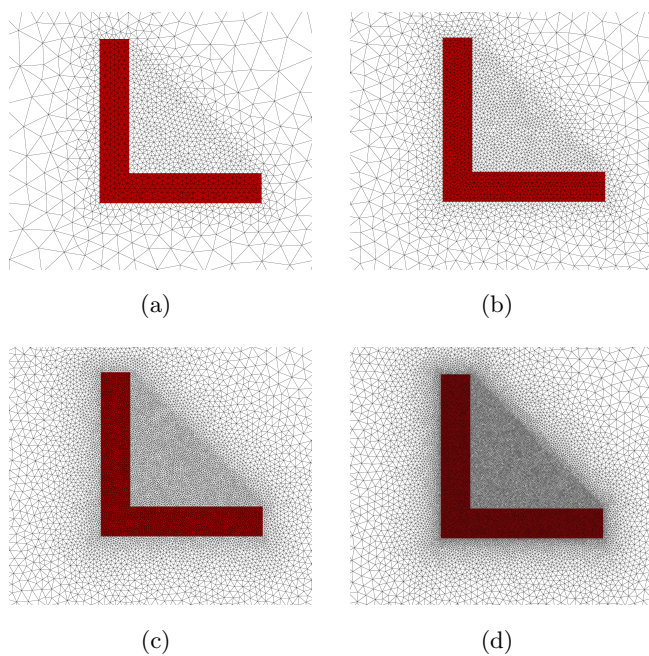


Figure IV.20: Exemple de 4 niveaux de raffinements du maillage vu au niveau de la particule pour la configuration n°2.

prises par ce volume moyen  $V_{moy}$  ainsi que l'écart-type des volumes d'éléments pour chacun des maillages présentés auparavant. On peut donc déterminer le coefficient  $\alpha = \frac{V_{moy}}{V_p}$  caractéristique de chacun des maillages <sup>(10)</sup>. La figure IV.22 montre l'influence du coefficient  $\alpha$ . Pour une valeur  $\alpha$  environ égale à  $5.10^{-4}$  (de l'ordre de 7000 éléments dans ce cas), l'influence du raffinement du maillage devient très faible.

Maillage	Configuration 1			
	n°1	n°2	n°3	n°4
Nb éléments particule	464	773	2412	6952
$V_{moy}$	1,72E-05	1,033E-05	3,31E-06	1,15E-06
Ecart type	1,25E-06	1,42E-06	7,37E-07	2,417E-07
$\alpha$	2,27E-03	1,36E-03	4,36E-04	1,51E-04
Maillage	Configuration 2			
	n°1	n°2	n°3	n°4
Nb éléments particule	852	1756	5900	14396
$V_{moy}$	1,87E-05	9,111E-06	2,70E-06	1,11E-06
Ecart type	3,59E-06	2,12E-06	5,81E-07	2,50E-07
$\alpha$	1,30E-03	6,33E-04	1,88E-04	7,72E-05

**Tableau IV.3:** Volumes moyens et écart types des éléments de la particule.

Cependant, l'influence du raffinement n'est pas la même suivant le niveau du seuil. Le volume (ou surface en 2D) étant plus important pour des seuils de contraintes faibles (200 MPa), l'influence du maillage sur les zones est logiquement plus importante. La figure IV.23 illustre cet effet dans le cas des deux configurations testées. L'influence est d'autant plus faible que le niveau de contrainte est élevé. La figure IV.24 présente l'évolution du volume total activé en fonction de  $\alpha$ . Les évolutions sont très différentes pour les deux configurations et les différents seuils testés.

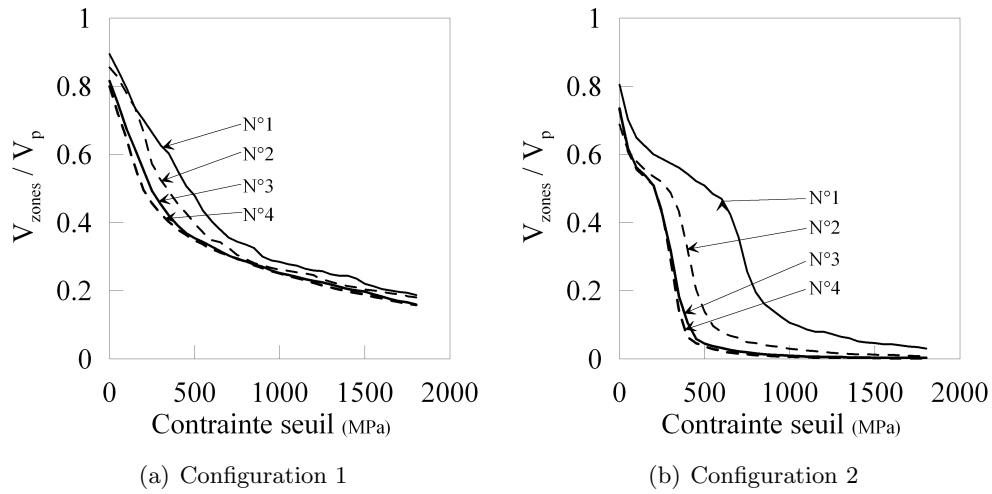
#### IV.4.2 Evaluation du temps de calcul utilisé par l'algorithme

L'évaluation du temps de calcul (temps cpu) de l'algorithme est une étape importante dans l'évaluation de son efficacité. Cette étude est menée sur les deux configurations testées auparavant. Différents points sont analysés ici :

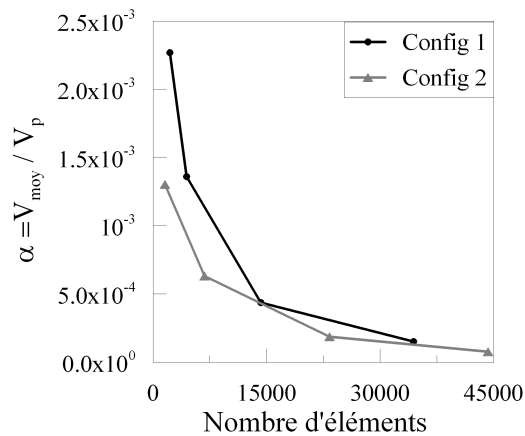
- influence du raffinement de maillage sur les temps de calcul,
- influence du nombre de seuil d'analyse sur l'efficacité de l'algorithme,
- influence du nombre de pas de temps analysés.

Ces différents points correspondent aux principaux paramètres (réglables par l'utilisateur) pouvant modifier considérablement le temps de calcul. Les temps cpu mentionnés ci-dessous sont donnés en seconde et réalisés sur un PC doté d'un processeur INTEL CORE 2 DUO T5600 ca-

<sup>(10)</sup> $V_p$  correspond au volume de la particule.



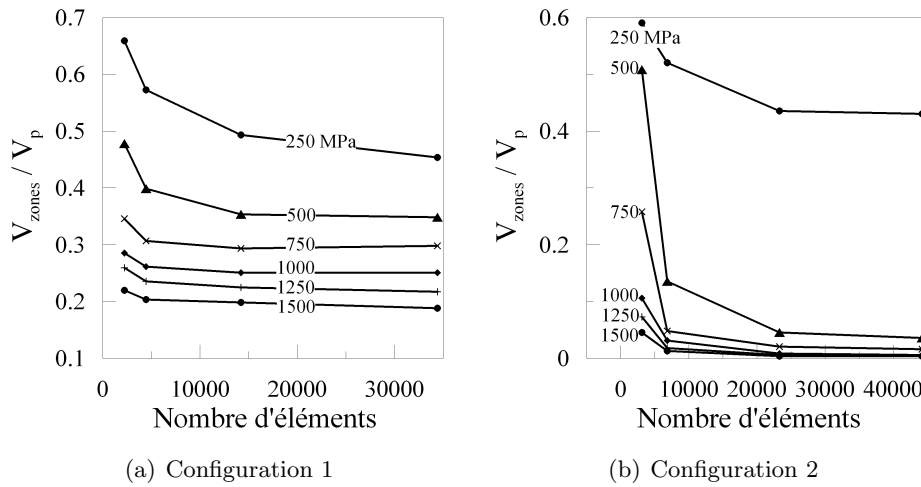
**Figure IV.21:** Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de la cellule pour les maillages (a) de la configuration n°1, (b) de la configuration n°2.



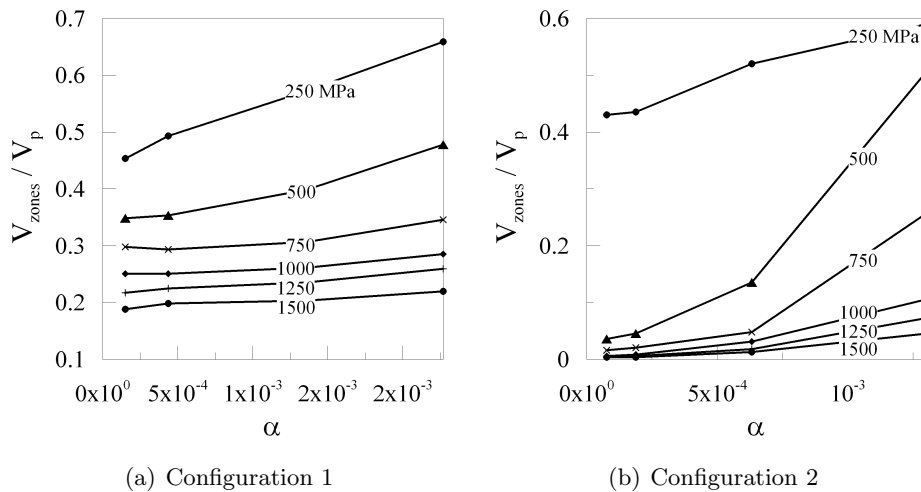
**Figure IV.22:** Evolution du coefficient  $\alpha$  en fonction du nombre d'éléments du maillage (a) pour la configuration n°1, (b) pour la configuration n°2.

dencé à 1,83 GHz et 2.0 Go RAM.

La figure IV.25 montre l'influence du temps de calcul en fonction des trois paramètres présentés auparavant. Bien qu'une augmentation des paramètres entraîne dans les trois cas une augmentation du temps cpu, l'influence de chacun des paramètres sur le temps de calcul est très différente. Si l'augmentation du temps cpu est linéaire avec l'augmentation du nombre de seuil ou du nombre de pas de temps analysés (Figure IV.25 (b) et (c)), elle est quadratique avec l'augmentation du raffinement de maillage. Remarquons à ce titre que pour un bon nombre de problèmes à chargement radial, il suffit évidemment d'analyser seulement le dernier pas de temps. De façon similaire, une connaissance physique fine des paramètres mis en jeu permettra de limiter fortement le nombre de seuil de contraintes à analyser.



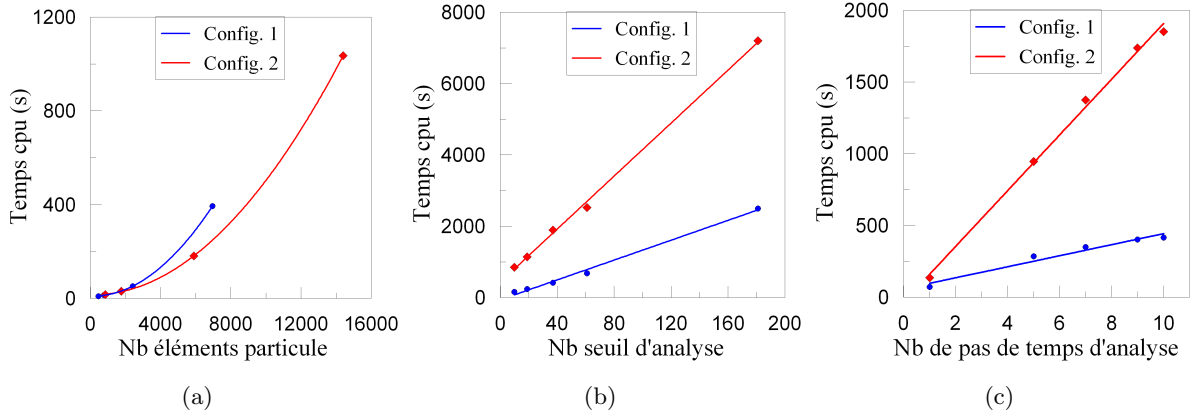
**Figure IV.23:** Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de particule pour différents seuils en fonction du nombre d'éléments (a) pour la configuration n°1 et (b) pour la configuration n°2.



**Figure IV.24:** Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de particule pour différents seuils en fonction du coefficient  $\alpha$  (a) pour la configuration n°1 et (b) pour la configuration n°2.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons essayé de proposer un nouvel algorithme permettant de traiter les problèmes de champs locaux. En effet, on retrouve peu de travaux dans la littérature traitant des problèmes de concentrations de contraintes dans les particules intermétalliques. Les concentrations de contraintes naissent, dans le cas des intermétalliques, du fort contraste de propriétés mécaniques et de leurs formes très complexes. Malheureusement, il est difficile d'analyser directement les résultats des simulations numériques par éléments-finis dans de tels cas. Il est donc important de traiter les résultats pour identifier la nature des concentrations de contraintes



**Figure IV.25:** Evolution du temps de calcul en fonction des trois paramètres principaux (a) le raffinement de maillage, (b) le nombre de seuils et (c) le nombre de pas de temps analysés.

ainsi que leur pertinence quand au problème de la rupture des particules intermétalliques (dans notre cas). De plus, dans le cas des particules réelles (formes très complexes), une recherche « en aveugle » est nécessaire. Discuter la signification des concentrations des contraintes n'est pas possible dans le cas des particules « réelles » sans outils d'analyse automatique de détection des zones.

Cet algorithme est basé sur la technique de seuillage plus généralement utilisée dans le domaine de l'analyse d'image. On a vu qu'il pouvait être tout à fait intéressant d'adapter cette technique dans le cas de champs mécaniques. L'originalité de ce travail est d'analyser l'évolution de zones connexes (zones correspondantes aux différents seuillages) en fonction de leur forme (variation du seuil) ou en fonction du chargement macroscopique (évolution du pas de temps analysé). L'algorithme d'extraction des zones s'appuyant sur le maillage éléments-finis, l'influence de celui-ci a dû être quantifié. On constate que :

- l'influence du raffinement de maillage est significative pour des maillages « grossier » ( $\alpha > 10^{-3}$ ),
- l'effet du maillage devient très faible pour des valeur de  $\alpha < 5.10^{-4}$ ,
- la précision augmente si la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  augmente. Or, ce sont effectivement des valeurs de  $\sigma_{th} > 500MPa$  qui nous intéressent pour la rupture des particules intermétalliques.

Après avoir décrit l'algorithme, nous avons montré que ce type d'algorithme peut tout à fait s'étendre à d'autres problèmes faisant intervenir des champs de quantités scalaires. L'illustration proposée sur un matériau composite met en évidence la capacité de l'algorithme à détecter les zones de concentration (dans ce cas la déformation plastique cumulée). Mais c'est aussi l'occasion de montrer les limites et les améliorations à apporter à cet algorithme. En effet, pour ce type de problèmes il serait très certainement intéressant d'évaluer les distances entre chacune des zones ou par rapport aux particules.

Cet algorithme a été appliqué de manière spécifique à la rupture des particules. A cette occasion, le critère de rupture (basé sur un volume critique  $v_c$ ) permet d'introduire une grandeur physique (longueur, volume) dépendant du chargement et d'une caractéristique matériau ( $K_{1C}$ ). Plusieurs valeurs raisonnables de  $K_{1C}$ , compte tenu du problème considéré, sont alors testées.

Enfin, concernant l'efficacité de l'algorithme, il a été montré que plusieurs paramètres influent sur le temps de calcul :

- le raffinement du maillage,
- le nombre de seuil d'analyse,
- et le nombre de pas de temps analysés.

Mais le niveau de raffinement du maillage constitue le facteur principal d'accroissement du temps de calcul. Si chacun des trois paramètres est suffisamment élevé, le temps de calcul peut devenir assez important. Cependant, il n'est sûrement pas nécessaire d'avoir une description précise de chacun des trois paramètres simultanément.

# Rupture de particules de forme modèle

## Introduction

**A**VANT d'analyser en détails les particules intermétalliques présentées dans la première partie de ce manuscrit, il convient d'étudier les phénomènes mécaniques mis en jeu lors de la déformation. Les objectifs de ce chapitre sont de :

- tester la robustesse et la pertinence de l'algorithme de seuillage dans le cas de la rupture de particules non convexes, de manière beaucoup plus approfondie que dans le chapitre IV,
- décrire, sur des formes simplifiées (formes « modèles »), les mécanismes fondamentaux pouvant engendrer la rupture des particules.

Dans le but d'étudier ces particules « modèles », plusieurs axes ont été développés :

- déterminer des formes représentatives des mécanismes de rupture,
- analyser les différents modes de déformations des particules non convexes en fonction des différents chargements, de la forme et de l'orientation des particules ; autrement dit en fonction de l'ensemble des paramètres morphologiques et matériaux choisis.
- étudier les niveaux et la forme des champs de contraintes au sein de la particule. Les mécanismes d'élévation de contrainte sont décisifs dans la rupture des particules.
- quantifier les niveaux de sollicitations pouvant entraîner la rupture, autrement dit, identifier les déformations à rupture de chacune des particules testées.

Dans un premier temps, une revue bibliographique est réalisée dans le but de présenter quelques résultats fondamentaux sur les problèmes d'inclusions. Mais c'est aussi l'occasion d'exposer les limites des approches actuelles pour des problèmes locaux tels que la rupture des particules. En effet, la majeure partie des travaux de la littérature font appel à des particules convexes dont les champs de contraintes sont très différents de ceux existants dans les particules complexes non convexes. La plupart du temps, les études présentant des particules plus



complexes analysent les effets de celles-ci sur la matrice environnante.

L'analyse décrite dans ce manuscrit s'appuie sur les études antérieures menées sur les particules intermétalliques dans l'AA5182. C'est l'occasion de synthétiser et d'utiliser les résultats provenant d'analyses statistiques, morphologiques ou mécaniques.

Dans un second temps, les outils et les concepts utilisés dans la rupture de particules fragiles seront présentés. Les notions de mécanique de la rupture (fragile) ainsi que certaines notations, nécessaires à la compréhension, seront introduites dans cette partie.

Ensuite, un modèle mécanique bidimensionnel permet de décrire le modèle cellulaire utilisé pour la rupture des particules « modèles ». Les grandes classes de formes « modèles » seront décrites par le biais des paramètres géométriques (paramètres globaux et paramètres de formes) et d'autres paramètres caractéristiques (comportement des matériaux, chargement).

Afin d'étudier l'influence des différents paramètres, une analyse qualitative des mécanismes de déformations est menée sur les particules modèles. Une attention particulière est portée sur la distinction et la nature des mécanismes ainsi que leurs effets sur la déformation à rupture.

L'influence des différents paramètres sur la rupture des particules représente la majeure partie du travail présenté dans ce chapitre. Il s'agit d'analyser l'effet de chacun des paramètres, décrits précédemment, du point de vue des volumes actifs, des volumes à rupture et de la déformation à rupture.

Enfin, après cette étude conséquente, il sera temps de conclure sur les différentes tendances de comportements, vis-à-vis de la déformation à rupture mais également des volumes activés par la nouvelle méthode d'analyse par seuillages et sur la pertinence des paramètres et des différents types de particules « modèles » choisis.

---

## Sommaire

---

<b>V.1 Etude bibliographique . . . . .</b>	<b>97</b>
V.1.1 Les particules convexes . . . . .	97
V.1.2 Les particules non convexes . . . . .	101
<b>V.2 Outils et concepts utilisés dans l'analyse de la rupture des particules fragiles . . . . .</b>	<b>106</b>
V.2.1 Les deux modes de rupture d'une particule fragile . . . . .	106
V.2.2 Outil pour l'analyse de la rupture par propagation d'un défaut . . .	107
<b>V.3 Modèle 2D de la rupture de particules types . . . . .</b>	<b>110</b>
V.3.1 Modèle mécanique 2D du laminage à chaud . . . . .	110
V.3.2 Les grandes classes de particules types simulées . . . . .	114
V.3.3 Les paramètres géométriques retenus pour l'analyse des particules .	118
V.3.4 Les autres paramètres caractéristiques pour l'analyse des particules	119
V.3.5 Mise en œuvre du modèle EF . . . . .	119
<b>V.4 Analyse qualitative des mécanismes de déformation . . . . .</b>	<b>121</b>
V.4.1 Mécanismes de déformation des particules . . . . .	123
V.4.2 Conclusions . . . . .	129
<b>V.5 Influence des différents paramètres sur la rupture des particules</b>	<b>133</b>
V.5.1 Les valeurs références des paramètres . . . . .	133
V.5.2 Influence du comportement des matériaux et de la vitesse de déformation . . . . .	133
V.5.3 Influence des paramètres globaux sur la rupture des particules « modèles » . . . . .	146
V.5.4 Influence des paramètres de forme communs à toutes les particules	154
V.5.5 Influence des paramètres de forme particuliers aux particules de forme sinusoïdale . . . . .	160
V.5.6 Paramètres liés au chargement . . . . .	164
V.5.7 Paramètres liés au matériau . . . . .	164
V.5.8 La forme des particules . . . . .	167
V.5.9 L'orientation des particules . . . . .	168

---



## V.1 Etude bibliographique

Les travaux relatifs au comportement global d'un matériau sont très nombreux dans la littérature. Mais la majeure partie de ces travaux fait appel à des méthodes d'homogénéisation dans le but d'encadrer ou d'estimer le comportement macroscopique d'un matériau hétérogène. L'encadrement du comportement global à l'aide de bornes (Voigt (1889), Reuss (1929) ou Hashin et Shtrikman (1963)) ou l'estimation de ce comportement par différentes méthodes (solutions diluées, schéma autocohérent et méthode différentielle (Mori et Tanaka (1973))) n'a pas de réel intérêt dans le cas de l'étude locale de la rupture des particules intermétalliques à cause de particules en fraction volumique très faible.

La détermination du comportement global trouve un intérêt dans le cas de problèmes d'endommagement. Il faut prendre en compte trois phases : la matrice, les particules constituantes et les cavités. Or dans le cadre du matériau de cette étude, la fraction volumique des particules intermétalliques est faible (de l'ordre de 1%). Les particules intermétalliques ne contribuent donc que de façon négligeable au durcissement de la matrice. Les cavités formées lors de la rupture de ces particules peuvent avoir un effet non négligeable sur le comportement global (grand contraste de phase). Mais pendant le laminage à chaud, ces cavités sont en majeure partie refermées. Ce point ne sera donc pas abordé dans ce manuscrit. Cependant, l'interaction des particules peut jouer un rôle dans la rupture.

### V.1.1 Les particules convexes

Lorsque l'on parle de particules convexes, il vient immédiatement à l'esprit le problème de l'inclusion ellipsoïdale (ou problème d'Eshelby). Et, avant d'aller plus loin dans l'explication du problème de l'inclusion, il semble important d'apporter une petite précision sur le vocabulaire employé ici. Dans le monde anglo-saxon, « inclusion » et « hétérogénéité » sont des notions différentes. La première correspond à une particule de forme quelconque composée du même matériau que la matrice environnante. Au contraire, le terme « heterogeneity » se traduit littéralement par hétérogénéité. Autrement dit, il s'agit d'une particule de seconde phase incluse dans une matrice de comportement différent. Dans le langage francophone, les notions d'inclusion et d'hétérogénéité sont similaires. On se propose donc d'adopter, dans ce manuscrit, la logique où l'inclusion correspond à une particule de seconde phase (comportement du matériau différent de celui de la matrice).

Le « problème de l'inclusion » fait depuis de nombreuses années l'objet de travaux de recherche importants. Les différents problèmes comme celui de l'inclusion ou de la cavité sont autant de théories mises en avant dans ces travaux. Le problème de l'inclusion hétérogène étudie la perturbation, *i.e.* champs de contraintes, créée par sa présence au sein d'une matrice environnante. Ceci est directement lié à l'étude de l'endommagement puisque l'inclusion est, *à fortiori*, un site privilégié de l'amorçage de l'endommagement (Gurland et Plateau, 1963).

Le problème de la cavité, très étudié dans le cas de la croissance de l'endommagement (évolution du volume et de la forme de la cavité) peut-être, quant à lui, considéré comme un cas particulier de l'inclusion si l'on considère un module de Young nul. Nous verrons qu'il n'en est pas de même en plasticité et viscoplasticité.

Le problème de dilatation de l'inclusion permet de déterminer les déformations induites par un changement de volume ou de forme de celle-ci. La rhéologie de l'inclusion peut alors tout à fait être différente de celle de la matrice environnante.

Le but de cette recherche bibliographique est de mentionner une bonne partie des thèmes liés au « problème de l'inclusion » dont les applications peuvent être très nombreuses. Mais c'est aussi l'opportunité de situer nos travaux sur des particules de formes complexes vis-à-vis de la littérature. En effet, le problème d'Eshelby est, en quelque sorte, un cas de « référence » (Eshelby, 1957, 1959). De plus, l'inclusion ellipsoïdale est très proche, d'un point de vue morphologique, de certaines population de particules intermétalliques (Cf. chapitres V et VII).

Une grande partie de ces études fait appel à des techniques analytiques, dont l'extension aux particules complexes est délicate. L'étude des particules intermétalliques nécessite la mise en place de techniques numériques adaptées aux problèmes de la rupture, *i.e.* algorithme présenté au chapitre précédent.

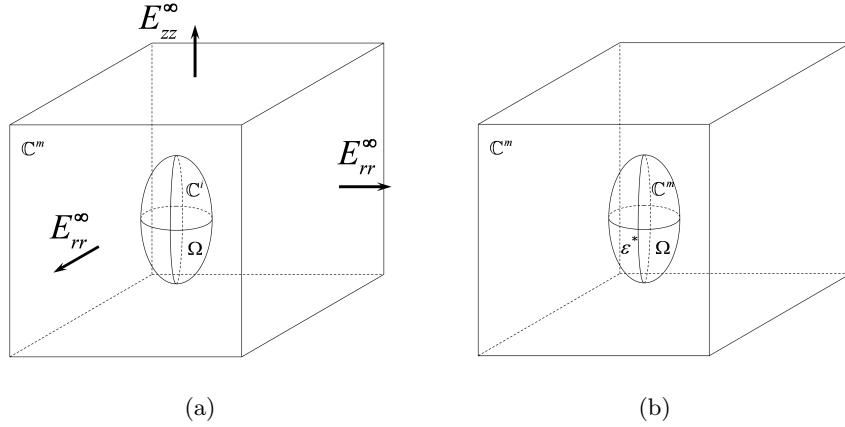
### V.1.1.1 L'élasticité

Le problème de l'inclusion noyée dans une matrice élastique a longtemps été le seul domaine étudié. Le caractère linéaire du problème permet de déterminer de manière analytique les champs de contraintes autour de cette perturbation. Les travaux de Kirsch (1898); Inglis (1913) sont parmi les premiers à mettre en évidence les concentrations de contraintes autour d'une cavité notamment avec le problème du trou circulaire dans une plaque en traction uniaxiale. Cependant, le cas de l'inclusion nécessite des calculs bien plus complexes engendrés par la présence de deux milieux contigus avec continuité des déplacements et du vecteur contrainte à leur interface. Il faut attendre 1933 pour que Goodier traite le problème de l'inclusion sphérique ou cylindrique. Edwards en 1951 étend le problème à l'inclusion ellipsoïdale de révolution et Robinson à toutes les inclusions ellipsoïdales.

Les travaux d'Eshelby (1957) montrent que les champs de contraintes et déformations dans une inclusion élastique ellipsoïdale noyée dans une matrice élastique de dimensions infinies sont homogènes dans l'inclusion. Dans ces travaux, Eshelby considère une matrice élastique linéaire infinie (de tenseur de Hooke  $\mathbb{C}^m$ ) contenant une hétérogénéité  $\Omega$  ellipsoïdale élastique linéaire (de tenseur de Hooke  $\mathbb{C}^i$ ) (Figure V.1 (a)). Afin de résoudre le problème de l'hétérogénéité, Eshelby considère d'abord une matrice élastique linéaire infinie soumise dans la région  $\Omega$  à une déformation virtuelle <sup>(11)</sup>  $\boldsymbol{\varepsilon}^*$  (Figure V.1 (b)).

---

<sup>(11)</sup> Précisons ici les notations utilisées. Les lettres minuscules telles que  $\boldsymbol{\varepsilon}$  et  $\boldsymbol{\sigma}$  sont les contraintes et déformation locales du matériau hétérogène. Les capitales  $\mathbf{E}$  et  $\boldsymbol{\Sigma}$  désignent les conditions limites.



**Figure V.1:** (a) Matrice de comportement  $\mathbb{C}^m$  contenant une inclusion de comportement  $\mathbb{C}^i$  (b) matrice de comportement  $\mathbb{C}^m$  soumise à un chargement virtuel  $\varepsilon^*$  dans une région  $\Omega$  de comportement  $\mathbb{C}^m$ .

La déformation et la contrainte homogène dans l'inclusion s'expriment alors de la manière suivante<sup>(12)</sup> :

$$\varepsilon^i = \left[ \mathbb{I} + \mathbb{S} : \left( (\mathbb{C}^m)^{-1} : \mathbb{C}^i - \mathbb{I} \right) \right]^{-1} : \mathbf{E}^\infty \quad (\text{V.1})$$

$$\sigma^i = \mathbb{L}^i : \left[ \mathbb{I} + \mathbb{S} : \left( (\mathbb{C}^m)^{-1} : \mathbb{C}^i - \mathbb{I} \right) \right]^{-1} : (\mathbb{C}^m)^{-1} : \Sigma^\infty \quad (\text{V.2})$$

avec  $\mathbb{S}$  un tenseur du 4<sup>e</sup> ordre appelé tenseur d'Eshelby.

Bien que l'extension des travaux d'Eshelby au cas de l'élasticité anisotrope soit tout a fait possible, l'absence d'expression analytique pour le tenseur de Green pour un milieu anisotrope conduit, dans la matrice, à des solutions exprimées sous forme de séries.

Dès 1961, Eshelby étend ses résultats aux chargements non uniformes à l'infini dans le cas isotrope. Ces travaux sont repris par Chen (1967) pour le cas anisotrope bidimensionnel et le cas tridimensionnel par Kunin et Sosnina (1972). Eshelby développe ensuite son modèle sur le problème de la dilatation non linéaire de l'inclusion ellipsoïdale sous une forme polynomiale. Différents auteurs ont repris ces travaux pour les développer : dans le cas anisotrope par Asaro et Barnett (1975), pour une dilatation périodique Mura *et al.* (1976) et enfin Mura et Cheng (1977) pour une dilation quelconque.

En revanche, l'étude d'une forme non ellipsoïdale complique les choses et donne des résultats relativement complexes sous forme de séries. Ces problèmes ont été, en autre, étudiés part : List et Silberstein (1966); Johnson *et al.* (1980); Kinoshita et Mura (1971). Dans le cas d'une inclusion non ellipsoïdale, la propriété d'homogénéité de la déformation dans l'inclusion est perdue. En effet, la déformation est homogène dans toute inclusion de forme conique, *i.e.* ellipsoïde.

<sup>(12)</sup>Les détails des calculs permettant d'obtenir les expressions ci-dessous sont données en annexes D.

L'interaction entre deux ou plusieurs inclusions est traitée en considérant une inclusion isolée dans une matrice de dimensions finies. Le cas de deux inclusions ellipsoïdales contenues dans une matrice se ramène à traiter par symétrie le cas d'une inclusion contenue dans une matrice finie avec des déplacements nuls imposés à la surface libre. Les cas d'inclusions contenues dans une matrice semi-infinie, ou finie, ont été étudiés principalement par Mindlin et Cheng (1950) sur la dilatation d'une région sphérique. Seo et Mura (1979) ont également étudié ce problème mais pour une région ellipsoïdale. Francis (1971) traite la perturbation des contraintes due à la présence d'une inclusion hémisphérique et enfin Masumura et Chou (1982) le cas d'un massif semi-infini anisotrope contenant une inclusion cylindrique de section elliptique. Theocaris et Ioakimidis (1977) résolvent de manière générale le problème de l'hétérogénéité de forme quelconque contenue dans une matrice de dimensions finies, en deux dimensions. Le cas de l'inclusion rigide contenue dans une matrice élastique a été traité par Selvadurai (1975) pour une forme sphérique, et encore Selvadurai (1976, 1978) pour une forme ellipsoïdale de révolution soumise à une force centrale.

L'analyse de tous ces travaux montre que l'interaction entre l'inclusion et l'élément perturbateur voisin s'atténue rapidement dès lors que la distance qui les sépare est de l'ordre de quelques rayons d'inclusion. Ceci est plutôt cohérent avec le problème de l'inclusion isolée qui met en évidence une rapide diminution de l'effet de l'inclusion avec la distance à celle-ci. Dans le cas de matériau où la fraction volumique en inclusions est de l'ordre de quelques pourcents, on peut négliger les interactions et considérer le problème de l'inclusion isolée. Nous reviendrons cependant sur l'interaction possible entre particules intermétalliques. Dans le cas de particules non convexes, la distance d'interaction est beaucoup plus difficilement quantifiable. On verra notamment que des particules sinusoidales peuvent interagir à des distances bien plus grandes.

### V.1.1.2 Elastoplasticité, viscoplasticité et plasticité

**Elastoplasticité** L'extension du problème de l'inclusion au domaine élastoplastique a été abordée de deux manières, d'une part avec l'étude du comportement élastoplastique d'un agrégat et d'autre part en étudiant les hétérogénéités de déformation autour d'une inclusion. Le calcul du comportement d'un agrégat à l'aide d'un modèle auto-cohérent suppose d'imposer une déformation plastique homogène dans le milieu englobant l'inclusion. Sous réserve de cette hypothèse forte, les travaux menés par Kröner (1961); Bui (1969); Berveiller et Zaoui (1979) montrent encore qu'une inclusion ellipsoïdale élastoplastique dans une matrice élastoplastique anisotrope chargée uniformément à l'infini se déforme de manière quasi homogène. Les calculs analytiques donnent une nouvelle généralisation des relations d'Eshelby :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^i = \left[ \mathbb{I} + \mathbb{S} : \left( (\mathbb{C}^m)^{-1} : \mathbb{C}^i - \mathbb{I} \right) \right]^{-1} : \left[ \mathbf{E}^\infty + \mathbb{S} : \left( (\mathbb{C}^m)^{-1} : \mathbb{C}^i : \boldsymbol{\varepsilon}_p^i - \mathbf{E}_p^\infty \right) \right] \quad (\text{V.3})$$

$$\boldsymbol{\sigma}^i = \mathbb{C}^i : \left[ \mathbb{I} + \mathbb{S} : \left( (\mathbb{C}^m)^{-1} : \mathbb{C}^i - \mathbb{I} \right) \right]^{-1} : (\mathbb{C}^m)^{-1} : \left[ \boldsymbol{\Sigma}^\infty + \mathbb{C}^m : (\mathbb{S} - \mathbb{I}) : (\boldsymbol{\varepsilon}_p^i - \mathbf{E}_p^\infty) \right] \quad (\text{V.4})$$

où  $\boldsymbol{\varepsilon}_p^i$  et  $\mathbf{E}_p^\infty$  désignent respectivement la déformation plastique homogène de l'inclusion et de la matrice. Lorsque  $\boldsymbol{\varepsilon}_p^i$  et  $\mathbf{E}_p^\infty$  sont nulles, on retrouve la relation d'Eshelby (1957).

**Viscoplasticité** Huang en 1972 propose une résolution par la méthode des différences finies du cas de l'inclusion circulaire contenue dans un fluide de coefficient de sensibilité à la vitesse égal à 0,14 en déformation plane. Perrot et Chenot (1980) proposent alors une résolution du problème de l'inclusion cylindrique par éléments finis de l'inclusion cylindrique. Depuis, le recours aux simulations numériques a été largement employé pour étudier les problèmes faisant appel à ces comportements plus complexes (Koplik et Needleman, 1988; Leblond *et al.*, 1994).

**Plasticité** La plasticité a été abordée par un nombre plus important d'auteurs. Le problème de l'inclusion rigide contenue dans une matrice plastique a été étudié par McClintock (1968), ainsi que par Argon *et al.* (1975) de manière approchée. Un calcul en élastoplasticité permet à Orr et Brown en 1974 d'approximer un champs de lignes de glissement. Un raisonnement analogique permet à Sundström en 1971 d'étudier l'évolution de la forme de l'inclusion. La méthode variationnelle est ensuite utilisée par Avitzur (1972) pour traiter le problème de l'inclusion élastique, par Roncin et Baque (1974) pour le cas d'une inclusion cylindrique ou sphérique et enfin par Tada *et al.* (1983) pour une inclusion ellipsoïdale.

L'étude bibliographique précédente permet de mettre en avant deux points importants sur l'étude des particules convexes. D'une part, dans le cas élastique, le gradient de contrainte dans une particule est nul, et, particulièrement faible dans le cas élasto-plastique. D'autre part, peu importe la forme des particules, le durcissement de la matrice augmente avec la fraction volumique de seconde phase. Dans notre étude, le durcissement dû aux particules est négligeable et ne nous intéresse pas. Nous nous intéresserons dans la suite, uniquement aux contraintes locales dans les particules.

## V.1.2 Les particules non convexes

### V.1.2.1 Exemples de particules non convexes dans les CMM

Beaucoup de travaux dédiés aux Composites à Matrice Métalliques (CMM) étudient la morphologie des particules. Dans ce cas la morphologie des renforts est analysée dans le but comprendre leur influence sur le comportement global du composite. La figure V.2 montre différentes géométries de particules étudiées dans le cas des CMM. Des simulations numériques montrent que la morphologie des renforts influence l'état de contrainte dans la matrice (Christman *et al.*, 1989). Il a été montré dans cette étude que les contraintes locales sont souvent plus élevées dans des particules « anguleuses » que dans des particules sphériques. Les angles vifs entraînent de fortes localisations de déformation plastique aboutissant à la formation de cavités dans la matrice. Depuis, d'autres simulations EF confirment ces phénomènes locaux ainsi que leur influence sur le comportement global (Chen et Chao, 2000; Qin *et al.*, 1999; Llorca *et al.*, 1991; Llorca et Gonzalez, 1998; Bao *et al.*, 1991; Watt *et al.*, 1996). Cependant, ces études n'ont pour objectif que d'étudier les effets de tels renforts sur le comportement global du composite. Les champs de contraintes à l'intérieur des renforts n'ont pas de réel intérêt pour ce type d'analyses.



Les études portant sur les particules donnent souvent lieu à la description de morphologies types (comme sur la figure V.2). Dans notre cas, il n'est pas nécessaire de décrire autant de morphologies. Si on prend l'exemple des morphologies décrites sur la figure V.2, il est possible de les rassembler en familles :

- des particules pseudo compactes dont le comportement est certainement très proches de celui des particules ellipsoïdales (spherical, tear drop, cubic, polygonal),
- des particules de type « branchées » dont la forme et le nombre de ramifications sont variables (irregular, flake, rounded),
- des particules plutôt planes (2D) ou filaires (1D) à morphologie ondulée (acicular, ligamental, fibrous, cylindrical).

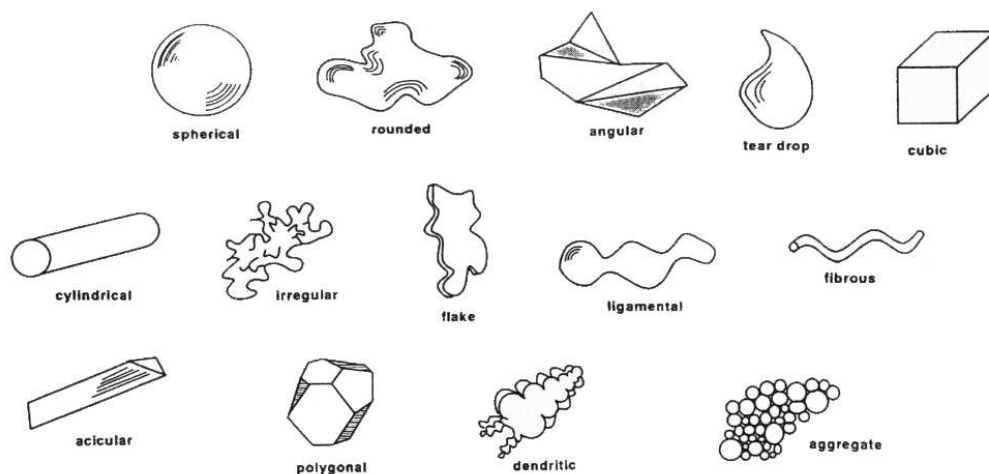


Figure V.2: Définition de morphologies de particules d'après Ishizaki et al. (1998).

### V.1.2.2 Approche morphologique et statistique de la rupture des particules non convexes pendant le laminage à chaud

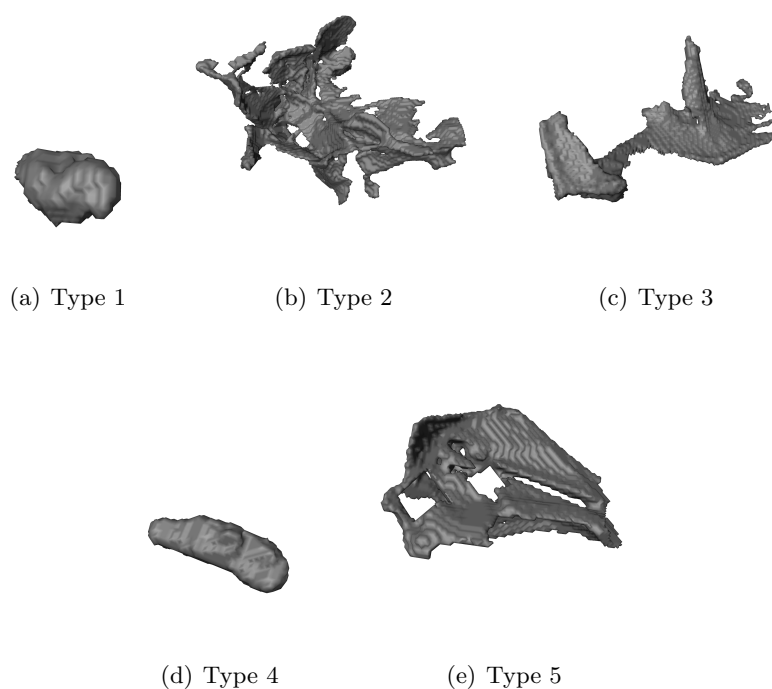
Les travaux d'E. Parra-Denis *et al.* (2005) sur l'analyse morphologique 3D de particules de formes complexes ont permis de mettre en évidence différentes morphologies et classes de particules dans l'AA5182. L'étude, la classification et l'évolution de ces populations de particules faisant l'objet d'un chapitre particulier (Chapitre VII), nous ne détaillerons pas l'ensemble des résultats relatifs aux particules complexes. Cependant, certains résultats indispensables ici, seront présentés de manière synthétique (volumes moyens et morphologie des différentes classes).

L'analyse statistique, présentée dans les travaux d'E. Parra-Denis, permet d'identifier cinq populations de particules à partir de leur morphologie. La classification obtenue dans ces travaux s'appuie uniquement sur des critères morphologiques (volumes, inerties ...). Les 5 familles de particules obtenues sont les suivantes (dénomination donnée par Parra-Denis (2007)) :

- les particules de type 1 sont compactes, peu allongées, et assez sphériques.
- les particules de type 2 sont complexes. Elles ont un volume important et sont assez allongées.
- les particules de type 3 sont caractérisées par un allongement important dans une direction de l'espace.
- les particules de type 4 ont une forme caractéristique en cigare.
- les particules de type 5 sont caractérisées par une surface présentant de grande portion d'interface plane.

La figure V.3 montre un exemple de particules pour chacune des 5 familles issues de la classification morphologique.

Les études statistiques sur ces familles de particules mettent en avant une augmentation du nombre de particules compactes (Types 1 et 4) au cours du laminage (Tableau V.1). Et, excepté le type 2 dont le pourcentage en nombre stagne, les populations des types 3 et 5 diminuent. Ce qui veut dire que les particules se rompent en particules compactes de faibles dimensions. Cela signifie aussi que les particules de formes compactes ne peuvent pas se rompre.



**Figure V.3:** Particules extraites des cinq familles types de particules  $Al_x(Fe, Mn)$  contenues dans l'AA5182 déformé à 10%.

Etudier cette classification morphologique permet de comprendre pourquoi il est indispensable de compléter cette étude par une analyse mécanique. En effet, le comportement mécanique

	10%	82%	123,5%	évolution
type 1	11,62 %	15,06 %	18,74 %	↗↗
type 2	10,87 %	2,12 %	2,72 %	↘→
type 3	26,17 %	24,54 %	20,65 %	↘↘
type 4	19,65 %	29,93 %	35,40 %	↗↗
type 5	31,6 %	28,36 %	22,45 %	↘↘

**Tableau V.1:** Evolution des pourcentages en nombre de particules dans chaque famille au cours du laminage pour 10% 82% et 123,5%, d'après E. Parra-Denis (2007).

des particules ne garantit pas d'obtenir la même classification que celle basée sur des critères morphologiques. D'ailleurs, il n'est pas nécessaire de faire des simulations pour comprendre que mécaniquement les deux familles de particules compactes auront un comportement très proches (difficile à rompre). Au regard des morphologies des particules de types 2, 3 et 5 (Figure V.3), on comprend bien tout l'intérêt de décrire les mécanismes fondamentaux de rupture de particules non convexes sur des formes « modèles ». Mais, dans le but de donner un sens physique aux travaux portants sur les particules modèles, une longueur caractéristique doit être introduite.

Le tableau V.2 présente les différents volumes moyens et écarts-types de chacun des cinq types de particules. Même si les écarts-types sont considérables pour la plupart des populations, il est possible d'extraire un volume moyen représentatif de chacune des différentes familles de particules. Le tableau V.3 présente les trois volumes retenus pour l'analyse mécanique. Les faibles volumes n'ont pas été retenus car ils ne présentent pas un réel intérêt. En effet, ces « petits » volumes correspondent à des populations de particules de forme compacte qui sont très difficiles à rompre.

Type	Volume moyen (voxels)	Volume moyen ( $\mu m^3$ )	Ecart type (voxels)	Ecart type ( $\mu m^3$ )
1	86,69	29,73	186,49	63,97
2	18855,89	6467,57	8519,54	2922,20
3	2611,28	895,67	4095,79	1404,86
4	137,49	47,16	281,64	96,60
5	3159,76	1083,80	4360,74	1495,73

**Tableau V.2:** Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé à 10% après classification.

Volume retenus ( $\mu m^3$ )		
200	900	6000

**Tableau V.3:** Volumes moyens de particule retenus pour l'analyse mécanique.

### V.1.2.3 Etude antérieures de la rupture de particules non convexes pendant le laminage à chaud

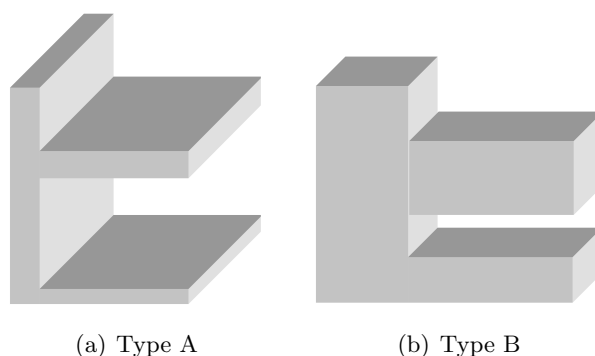
D'autres études, antérieures à celle-ci, ont déjà tentées de décrire le comportement de particules de formes complexes à partir de formes « modèles ». Dans les travaux de A. Baldacci (2003); Baldacci *et al.* (2003), des particules modèles de forme « dendritique » ont été utilisées. Sur la figure V.4 la particule de type A correspond à une particule dont les plans secondaires sont perpendiculaires au plan du tronc et la particule de type B à une particule dont les plans secondaires sont parallèles au tronc. Dans cette étude, des particules avec une, deux ou trois branches secondaires ont été considérées.

Les particules de forme « dendritique » sont contenues dans une matrice soumise à des cas de charge similaires au « laminage à chaud ». L'influence de la forme des particules, du type de chargement, du rapport des modules de Young entre la matrice et la particule, du coefficient de sensibilité à la vitesse de la matrice, et de la vitesse de déformation lors du laminage, sur les contraintes locales a été étudiée. Il a été conclu que pour :

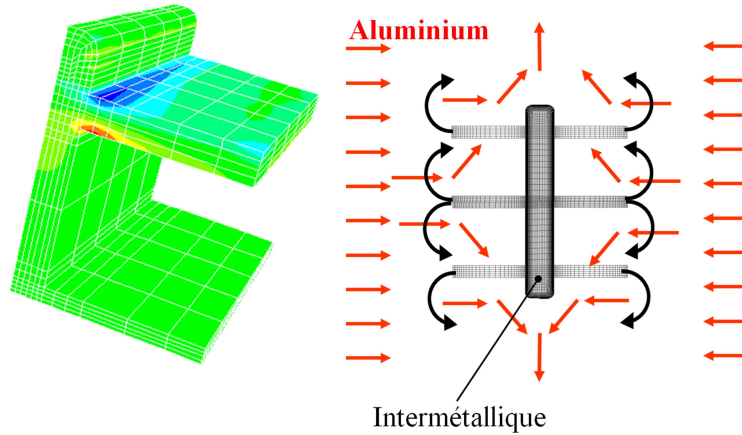
- casser des particules convexes, la charge externe doit être transmise par la matrice adhérente à la particule,
- casser des particules non convexes, l'adhérence entre matrice et particule n'est pas nécessaire.

Dans le cas des particules non convexes, le mode de transmission est complètement différent. L'effort est transmis quand le matériau de la matrice vient remplir les interstices de la particule (Figure V.5).

Les résultats présentés dans ces travaux se basent sur la connaissance, à *a priori*, du lieu où



**Figure V.4:** Deux particules types d'après Baldacci (2003) ( $\frac{1}{4}$  de la particule est représentée). (a) Type A : plans secondaires orthogonaux au plan principal et (b) type B : plans secondaires parallèles au plan principal.



**Figure V.5:** Mécanisme de rupture des particules, d'après Baldacci (2003).

la contrainte est maximale. Bien entendu, ce type de raisonnement ne peut être étendu aux cas des particules « réelles » (partie précédente). C'est pourquoi nous avons tenté de développer une nouvelle approche (Chapitre IV) pour analyser les concentrations de contraintes, dans un premier temps sur des particules « modèles » puis dans un second temps sur les particules « réelles ». L'approche développée permet une prise en compte plus fine des facteurs géométriques.

## V.2 Outils et concepts utilisés dans l'analyse de la rupture des particules fragiles

### V.2.1 Les deux modes de rupture d'une particule fragile

La rupture fragile résulte de l'initiation d'une micro-fissure sur un défaut et de la propagation de celle-ci, soit le long d'un joint de grains, conduisant à une rupture intergranulaire, soit à l'intérieur d'un grain, conduisant à une rupture transgranulaire ou de clivage. La rupture fragile dans les intermétalliques peut-être décrite de différentes manières.

Soit la contrainte maximale  $\sigma_{max}$  dépasse la contrainte à rupture en traction  $R_m$  sur une section donnée de la particule (Figure V.6 (a)). Et dans ce cas :

$$\begin{aligned} \sigma_{max}(\vec{x}) &> R_m \quad \forall \vec{x} \in \Omega(E_\infty, \sigma_{th}) \\ \text{avec } S/S_{tot} &> \psi \end{aligned} \quad (V.5)$$

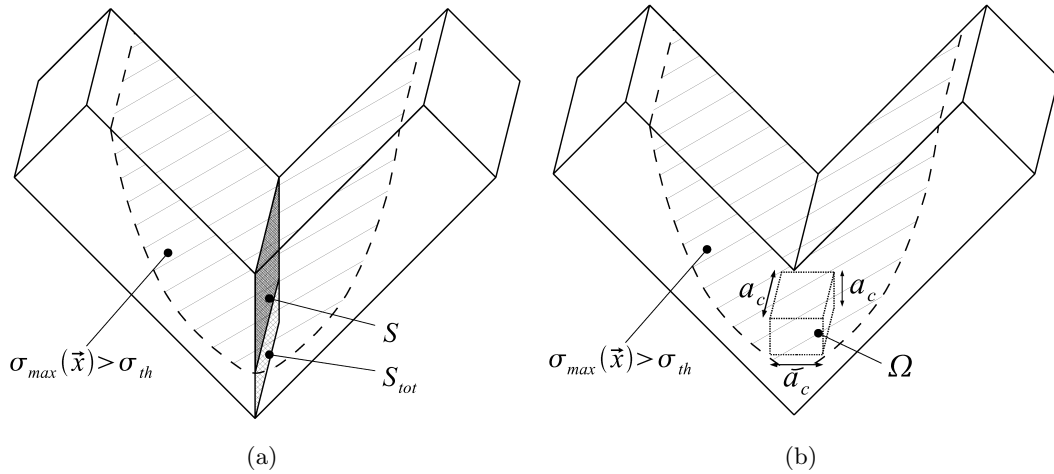
Pour les matériaux fragiles comme les intermétalliques, il y a peu de déformation plastique. Dans ce cas, on ne peut plus parler de contrainte d'écoulement et la contrainte à rupture peut-être très élevée.

Soit  $\sigma_{max}$  est supérieure à une contrainte seuil  $\sigma_{th}$  dans un volume critique  $v_c$ , auquel cas on étudie la probabilité d'avoir un défaut de taille critique  $a_c$  entraînant la rupture de la particule

(Figure V.6 (b)). Autrement dit :

$$\begin{aligned} \sigma_{\max}(\vec{x}) &\geq \sigma_{th} \quad \forall \vec{x} \in \Omega(E_{\infty}, \sigma_{th}) \\ \text{avec } \Omega &> v_c = \frac{1}{\pi^3} \left( \frac{K_{IC}}{\sigma_{th}} \right)^6 \end{aligned} \quad (\text{V.6})$$

Dans la suite de l'étude il faudra donc bien garder à l'esprit que lorsqu'une particule a peu de chance de se rompre par propagation d'un défaut, une rupture par traction est aussi possible. Mais on verra que dans bien des cas, ce phénomène de rupture en traction est peu probable.



**Figure V.6:** Description des conditions de rupture possibles pour la particule : (a) rupture en traction si la condition V.5 est respectée et (b) propagation d'un défaut de taille critique  $a_c$  si la condition V.6 est respectée.

## V.2.2 Outil pour l'analyse de la rupture par propagation d'un défaut

L'objectif de cette partie est d'introduire les notations spécifiques à l'étude des volumes soumis à concentrations de contraintes et de la déformation à rupture. Certaines de ces notations ont déjà été mentionnées dans le chapitre précédent. Le but est de rappeler de manière précise leur rôle ainsi que l'utilisation qui en est faite tout au long des prochains chapitres.

### V.2.2.1 Volume soumis à concentration de contraintes

Le critère mécanique décrit dans le chapitre précédent (Chapitre IV) est basé sur la comparaison entre un volume actif ( $v_a$ ) et un volume critique ( $v_c$ ). Le volume actif est déterminé à partir de la condition scalaire suivante :

$$\|\sigma(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \quad \forall \vec{x} \in v_a(\mathbf{E}_{\infty}, \sigma_{th}) \quad (\text{V.7})$$

où  $\|\sigma(\vec{x})\|_k$  représente une norme ou un invariant du tenseur  $\sigma(\vec{x})$ .  $\sigma_{th}$  est une valeur seuil et  $\mathbf{E}_{\infty}$ , un paramètre scalaire décrivant le chargement macroscopique (par exemple la déformation équivalente macroscopique). L'ensemble des concentrations de contraintes (à « courte ou

longue portée » ) satisfait la condition scalaire précédente pour un volume  $v_a$  et un chargement macroscopique  $\mathbf{E}_\infty$  donnés.

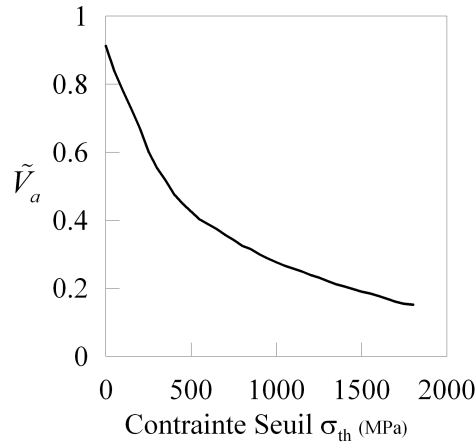
On suppose que la propagation d'un défaut (fissure de taille  $a_c$ ) est possible si une valeur critique est atteinte. Autrement dit, si le volume soumis à concentration ( $v_a$ ) dépasse une valeur critique ( $v_c$ ). Le volume critique  $v_c$  peut s'écrire de la manière suivante :

$$v_c = \frac{1}{\pi^3} \left( \frac{K_{Ic}}{\sigma_{th}} \right)^6 \quad (\text{V.8})$$

L'objectif étant de comparer différents paramètres géométriques (fraction volumique, rapport d'allongement ...), les résultats relatifs à l'évolution du volume actif ( $v_a$ ) sont normés par le volume de la particule, noté  $V_p$ . Un volume relatif, noté  $\tilde{V}_a$ , est introduit. Il correspond au rapport entre le volume actif ( $v_a$ ) et le volume de la particule ( $V_p$ ) :

$$\tilde{V}_a = \frac{v_a}{V_p} \quad (\text{V.9})$$

La figure V.7 donne un exemple d'évolution de  $\tilde{V}_a$  en fonction de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$ .



**Figure V.7:** Evolution de  $\tilde{V}_a$  en fonction de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  dans une particule « modèle » .

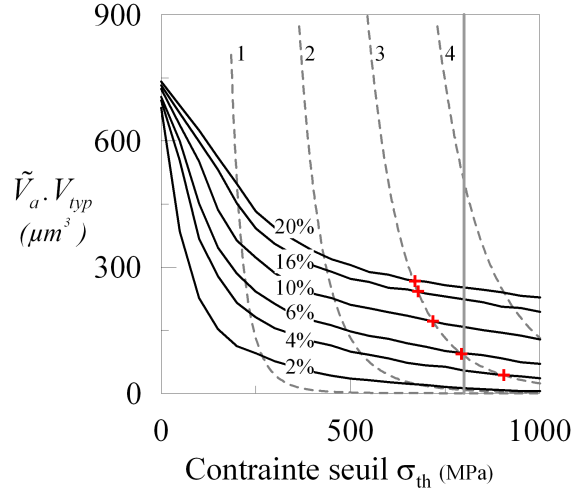
Si l'on considère les volumes relatifs aux différents types de particules décrits précédemment, on peut déterminer un volume, noté  $V_{phy}$ , physiquement représentatif. Ce volume minimum  $V_{phy}$  est introduit comme suit :

$$V_{phy} = \tilde{V}_a \cdot V_{typ} \quad (\text{V.10})$$

où  $\tilde{V}_a$  représente le volume relatif décrit précédemment et  $V_{typ}$  le volume moyen des différentes types de particules réelles, vues dans l'étude bibliographique précédente.

La figure V.8 présente l'évolution de ce volume physique en fonction de la contrainte seuil. Plusieurs niveaux de chargement macroscopique et valeurs de ténacité sont considérés. Pour une ténacité donnée, il est possible de déterminer un volume minimum, noté  $V_r$ , nécessaire pour la rupture de la particule. Ce volume minimum  $V_r$  correspond à l'intersection des courbes d'évolution de volumes avec les courbes de ténacité (Figure V.8). Compte tenu de l'état de contrainte,

cela correspond au volume actif minimum dans lequel la probabilité d'avoir un défaut de taille critique est non nulle. Evidemment, la taille du volume critique est directement liée à la ténacité. Il est cependant important de signaler que des ténacités de l'ordre de  $1 \text{ MPa}\cdot\sqrt{m}$  sont peu réalistes dans le cas des particules intermétalliques. Les valeurs de ténacité plus élevées (supérieure  $10 \text{ MPa}\cdot\sqrt{m}$ ) imposent des niveaux de contraintes tels, qu'ils ne peuvent raisonnablement pas être pris en compte.



**Figure V.8:** Evolution du volume physique  $V_{phy}$  en fonction de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  dans une particule modèle pour différents niveaux de chargement et plusieurs valeurs de ténacité (ici  $V_{typ} = 900\mu\text{m}^3$ ).

### V.2.2.2 Déformation à rupture $\varepsilon_r$

Dans le but de prendre en compte les deux comportements mentionnés ci-dessus, une étude des volumes, à différents stades de déformation avec prise en compte de la limite à rupture, est nécessaire. Si l'on considère le cas présenté sur la figure V.8, la rupture de la particule, pour  $K_{1C} = 3\text{MPa}\sqrt{m}$  et  $R_m = 800\text{MPa}$  (droite verticale), n'est possible que pour  $E_\infty \geq 4\%$ . Or dans le cas où  $K_{1C} = 4\text{MPa}\sqrt{m}$ , la rupture n'est pas possible pour des taux de déformation inférieurs à 20%. Plus exactement, la rupture par propagation d'un défaut est peu probable pour de tels taux de déformation. En revanche, la rupture pourra se produire en traction si la section de la particule la plus sollicitée atteint  $R_m$ . Ou bien, si le volume actif atteint le volume critique pour des taux de déformation plus grands, la rupture par propagation d'un défaut pourra alors se produire. Cependant, il est difficile de conclure dans ce cas sur la rupture de la particule puisque, à taux de déformation élevés, les réorientations de particules et les redistributions de contraintes sont importantes.

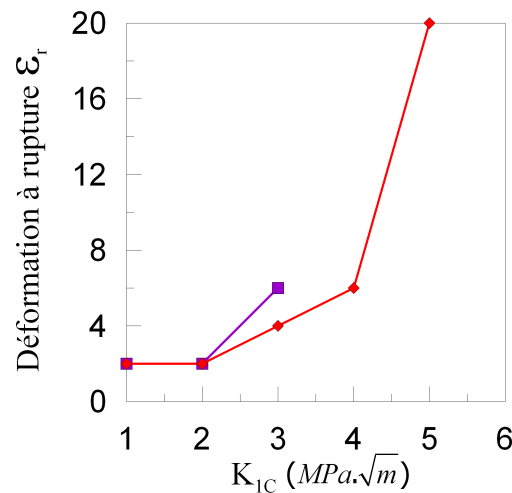
La figure V.9 représente l'évolution de la déformation à rupture dans une particule « modèle », c'est à dire la déformation macroscopique minimale pour rompre la particule. La courbe présentée sur cette figure, est obtenue pour des simulations allant de 0% à 20% de déformation globale (cette remarque est valable pour l'ensemble des courbes de déformations à rupture



présentées dans la suite de ce manuscrit). Au delà, des problèmes numériques interviennent (distorsion de maillage, problèmes de convergence ...). Mais, de fait, les particules se rompent essentiellement pendant les premiers stades du laminage.

Plus les valeurs de ténacité augmentent, plus les valeurs de déformation à rupture augmentent de manière importante. En effet, plus les valeurs de ténacité sont élevées, plus le volume  $V_{phy}$  doit être important pour intersecter les courbes de ténacité. Les valeurs de  $V_{phy}$  sont grandes si le niveau de chargement macroscopique est élevé ou la contrainte seuil basse ( $\tilde{V}_a$  grand).

Ce qui est également remarquable sur les courbes de la figure V.9 c'est le fait que les courbes tendent vers une asymptote verticale. La position de cette asymptote dépend d'un ensemble de paramètres (ténacité, volumes relatifs, chargement, forme de la particule ...). Cela signifie que si la particule ne rompt pas pendant les premiers stades de laminage, elle aura peu de chance de se rompre pour des niveaux de déformations plus élevés.



**Figure V.9:** Evolution de la déformation à rupture en fonction de la ténacité pour une particule « modèle ». Deux particules d'épaisseur différente sont représentées sur ce graphique.

## V.3 Modèle 2D de la rupture de particules types

### V.3.1 Modèle mécanique 2D du laminage à chaud

L'approche cellulaire consiste à assimiler le comportement macroscopique d'un matériau à celui d'un volume élémentaire hétérogène représentatif. De nombreux auteurs ont utilisés des modèles cellulaires numériques, principalement pour des problèmes d'homogénéisation (Needleman, 1972; Koplik et Needleman, 1988). La plupart des travaux utilisant des calculs éléments finis considèrent une cellule axisymétrique. La complexité des particules intermétalliques (géométries, champs de contraintes locaux ...) et l'utilisation de conditions de compression plane (laminage) ne permettent pas de réaliser de telles hypothèses.

Cette partie est consacrée au modèle cellulaire mis en place lors de l'étude des particules

« modèles ». Tout d'abord, la géométrie de la cellule et la fraction volumique de particules seront introduites. En plus des données géométriques, le modèle cellulaire intègre les diverses données expérimentales collectées sur l'alliage AA5182 (la microstructure caractérisée au MEB et en tomographie à rayons X et, la loi de comportement obtenue par compression plane). La cellule est soumise à un chargement assimilable au laminage des tôles. Ce chargement ainsi que ses conditions d'applications seront également explicités dans ce paragraphe.

### V.3.1.1 Remarques sur le laminage

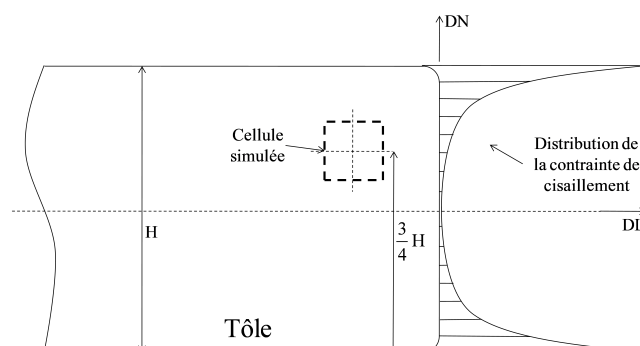
Le modèle cellulaire correspond à un volume de matière pris au  $3/4$  de la hauteur de la tôle. Cette hypothèse permet de garantir l'homogénéité de la déformation au sein de la cellule. En effet, plus on se rapproche des extrémités de la tôle, plus les contraintes de cisaillement sont importantes (Figure V.10). De plus, le centre de la tôle est soumis à des phénomènes de ségrégation (mesurable à l'échelle macroscopique) correspondant à une concentration en éléments d'addition localement très élevée (Magnésium, Silicium ...). Dans notre cas, la cellule analysée contient une particule intermétallique :

- de forme relativement simple dans le cas des particules modèles,
- de forme plus complexe dans la cas de particules réelles (chapitreVII).

La figure V.11 présente la géométrie du modèle ainsi que les dimensions de la cellule. Ici, on considère une cellule prismatique de largeur initiale  $L_{XO}$  et de hauteur initiale  $L_{YO}$ . L'état de déformation plane représentatif du procédé de laminage suppose une profondeur de cellule infinie. Dans l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre, la cellule contenant la particule est supposée initialement carrée, d'où  $L_{XO} = L_{YO}$ . La fraction volumique  $f_0$  dans le cas d'un état de déformation plane, est notée de la manière suivante :

$$f_0 = \frac{V_p}{V_c} \quad \text{avec} \quad V_c = L_{XO} \cdot L_{YO} \cdot 1 \quad (\text{V.11})$$

où  $V_p$  et  $V_c$  sont respectivement le volume de la particule et le volume de la cellule.



**Figure V.10:** Schéma d'une tôle laminée comportant la position du modèle cellulaire ( $H$  représente l'épaisseur totale de la tôle laminée).

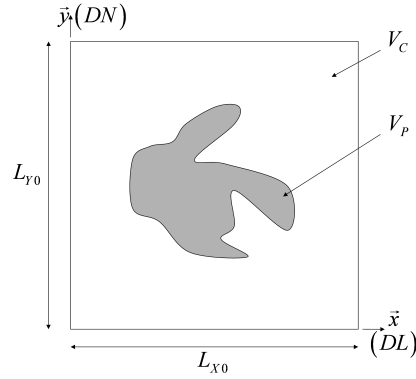


Figure V.11: Géométrie du modèle cellulaire bidimensionnel.

### V.3.1.2 Application du chargement

On suppose que la cellule décrite précédemment est sollicitée en compression plane. Il s'agit d'un chargement simple permettant d'étudier la rupture des particules lors des conditions de laminage. Dans la description du chargement qui va suivre,  $f$  est assez faible pour que l'on retrouve le champ de déformation macroscopique ( $\mathbf{E}^\infty$ ) localement au niveau d'une particule ( $\varepsilon^{local}$ ). La sollicitation s'effectue suivant la direction  $DN$ . On supposera également qu'il y a continuité des déplacements à l'interface, autrement dit l'interface particule / matrice est parfaite. Ce point fera l'objet d'une étude à part entière dans le chapitre VI.

Un chargement en déformation plane suppose que localement la matière entourant la particule est soumise à des sollicitations proches de la déformation homogène en laminage. Cette hypothèse forte reste adaptée au cas du laminage car elle a l'avantage de modéliser correctement le comportement du matériau dans l'épaisseur de la tôle. Comme on a pu le voir précédemment, on suppose que les contraintes de cisaillement sont nulles pour une position de la cellule située au  $3/4$  de la hauteur de la tôle. La sollicitation est imposée au moyen d'un déplacement homogène  $u_y^{imposé}$  à l'ensemble des nœuds des faces orientées par  $DN$ . Les conditions aux limites imposées s'écrivent de la manière suivante :

$$\mathbf{E} = \varepsilon \begin{array}{ccc|c} DL & DT & DN & \\ \hline \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} & DL & DT & DN \end{array} \quad (\text{V.12})$$

Autrement dit, les déformations de l'élément de matière contenant la particule sont définies comme suit :

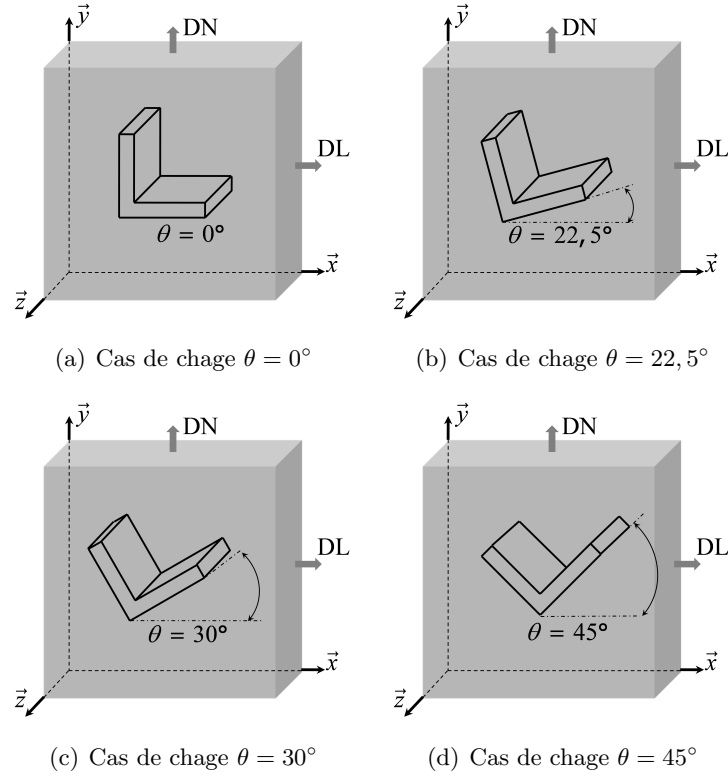
$$E_{11} = \ln\left(\frac{L_X}{L_{X0}}\right) \quad E_{22} = \ln\left(\frac{L_Y}{L_{Y0}}\right) \quad E_{33} = 0 \quad (\text{V.13})$$

La vitesse de déformation étant par hypothèse constante ( $\dot{\varepsilon} = \text{cste} = 10s^{-1}$ ), le déplacement imposé aux nœuds des faces supérieures et inférieures (suivant  $DN$ ) s'écrit :

$$u_y^{imposé} = L_Y - L_{Y0} = L_{Y0} \cdot (\exp(\dot{\varepsilon} \cdot t) - 1) \quad (\text{V.14})$$

Enfin, une relation linéaire impose aux degrés de liberté ( $u_x$ ) des nœuds des faces orientées par  $DL$  de conserver la même valeur. Ceci permet de garantir la planéité des faces latérales ( $DL$ ) pendant la déformation.

Les différents cas de charges rencontrés ici découlent des différentes orientations possibles des particules au sein de la matrice. La figure V.12 présente différents cas de chargement correspondant à plusieurs valeurs d'orientation ( $\theta$ ) dans le cas d'une particule en « L ».



**Figure V.12:** Différents types de chargement pour plusieurs valeurs de l'angle d'orientation ( $\theta$ ) pour le cas de la particule en « L ». Sur les schémas, les axes de compression ( $DN$ ), d'allongement ( $DL$ ) ont été représentés. La direction transverse ( $DT$ ) perpendiculaire au plan ( $DN, DL$ ) n'a pas été représentée, la déformation suivant cette direction est nulle.

### V.3.1.3 Loi de comportement

Nous considérons un matériau élasto-viscoplastique, homogène, soumis à un chargement en déformation plane pour la matrice. La loi de comportement est donnée par la formule suivante (Koplik et Needleman, 1988) :

$$\sigma_M = g(\bar{\varepsilon}) \cdot \left( \frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\bar{\varepsilon}}_0} \right)^m \quad g(\bar{\varepsilon}) = \sigma_0 \cdot \left( 1 + \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \right)^n \quad \varepsilon_0 = \frac{\sigma_0}{E} \quad (\text{V.15})$$

$\sigma_M$  est la contrainte d'écoulement du matériau. Ici  $\bar{\varepsilon} = \int (\dot{\bar{\varepsilon}}) \cdot dt$  et  $g(\bar{\varepsilon})$  représente l'évolution de la contrainte effective en fonction de la déformation effective pour un essai de traction à vitesse

de déformation  $\dot{\epsilon}_0$ .

Il s'agit d'une loi de comportement couramment utilisée pour la déformation à chaud. Le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  sera fixé à  $m = 0,055$ . Cette valeur a été déterminée expérimentalement pour notre alliage (Baldacci *et al.*, 2002b). Dans notre étude, on a choisi un petit coefficient d'écroûissage,  $n = 0,01$ . Il faut signaler que le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  et le coefficient d'écroûissage  $n$  dépendent de la température. Les valeurs choisies ici correspondent à une température de 500°C. Le rapport entre la contrainte d'écoulement initiale  $\sigma_0$  et le module de Young  $E$  a été gardé constant  $E = 500.\sigma_0$ . Le matériau de la particule est décrit par un comportement élastique linéaire isotrope dont les paramètres mécaniques ont été introduits dans le chapitre I. On considère un module de Young pour la particule ( $E_p$ ) supérieur au module de Young de la matrice ( $E_m$ ) tel que  $E_p = r.E_m$  avec  $r \approx 2,03$ . L'ensemble des détails relatifs à l'implémentation de cette loi de comportement au sein du code Eléments-Finis ZeBuLoN (1997) est donné dans l'annexe E.

### V.3.2 Les grandes classes de particules types simulées

Comme on a pu le voir dans le premier chapitre, les particules intermétalliques se forment à la coulée, lors de la solidification de liquide de composition eutectique, c'est à dire en fin de solidification. Ce phénomène confère aux particules des formes tridimensionnelles très complexes. Le choix de particules « modèles » bidimensionnelles est alors plutôt difficile à réaliser. L'intervention d'Annabelle Bigot, spécialiste en analyse des alliages d'aluminium, a été indispensable pour garantir la représentativité des morphologies choisies. Son intervention s'appuie beaucoup sur l'ensemble des caractérisations décrites dans la première partie « *Caractérisation de morphologies complexes* » (Dissolution sélective, MEB-FEG, tomographie...). De plus, l'expérience acquise dans ce cadre de la thèse d'A. Baldacci (2003) et la classification morphologique faite par E. Parra-Denis (2007) nous ont guidées dans notre choix.

La figure V.13 présente plusieurs formes modèles. On constate que les particules peuvent s'arranger de manière très différentes vis à vis des grains d'aluminium primaire. Les particules se forment :

- soit autour de plusieurs grains comme celà est schématisé sur la figure V.13 (a).
- soit au niveau des joints de grains et dans ce cas, elles prennent des formes particulières comme celles présentes sur les figures V.13 (b), (c) et (d).
- au joints de grains avec des formes compactes (Figure V.13 (e)).

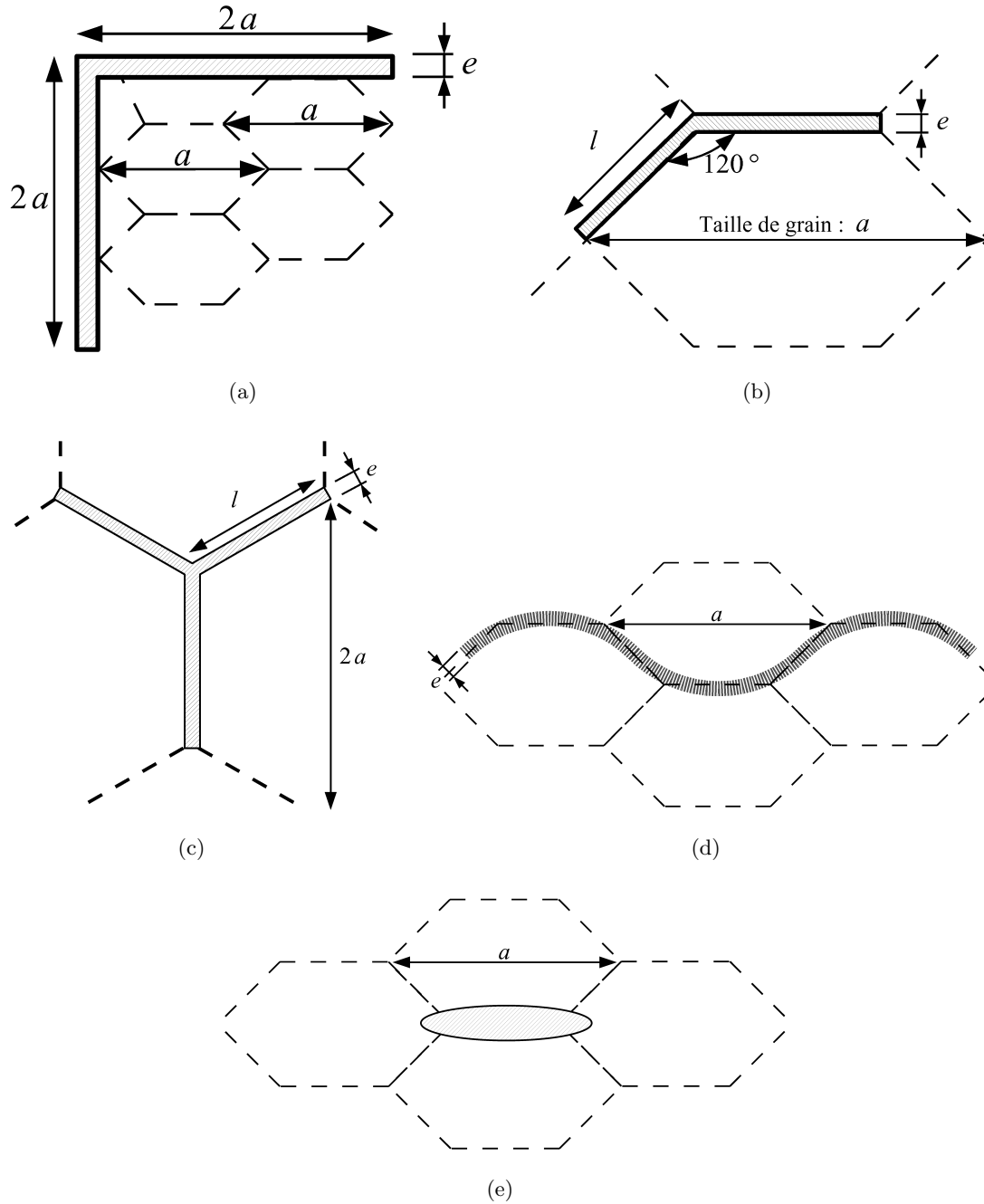
L'ensemble de ces géométries « types » ne représente que des tendances de formes. Compte tenu de la diversité et de la complexité des particules réelles, il est délicat, mais néanmoins indispensable, de définir des formes simples. Evidemment, un certain nombre de paramètres géométriques (épaisseur, élongation, orientation...) doit être défini pour prendre en compte les fluctuations de tailles, d'orientation, d'arrangement des grains. En effet, l'épaisseur des intermétalliques (notée  $e$  sur les schémas de la figure V.13) est un paramètre contrôlé par la proportion d'aluminium et

d'éléments d'addition rejeté lors de la solidification de liquide de composition eutectique. L'ensemble des paramètres géométriques relatifs aux particules modèles est défini et représenté dans le tableau récapitulatif présenté dans le prochain paragraphe.

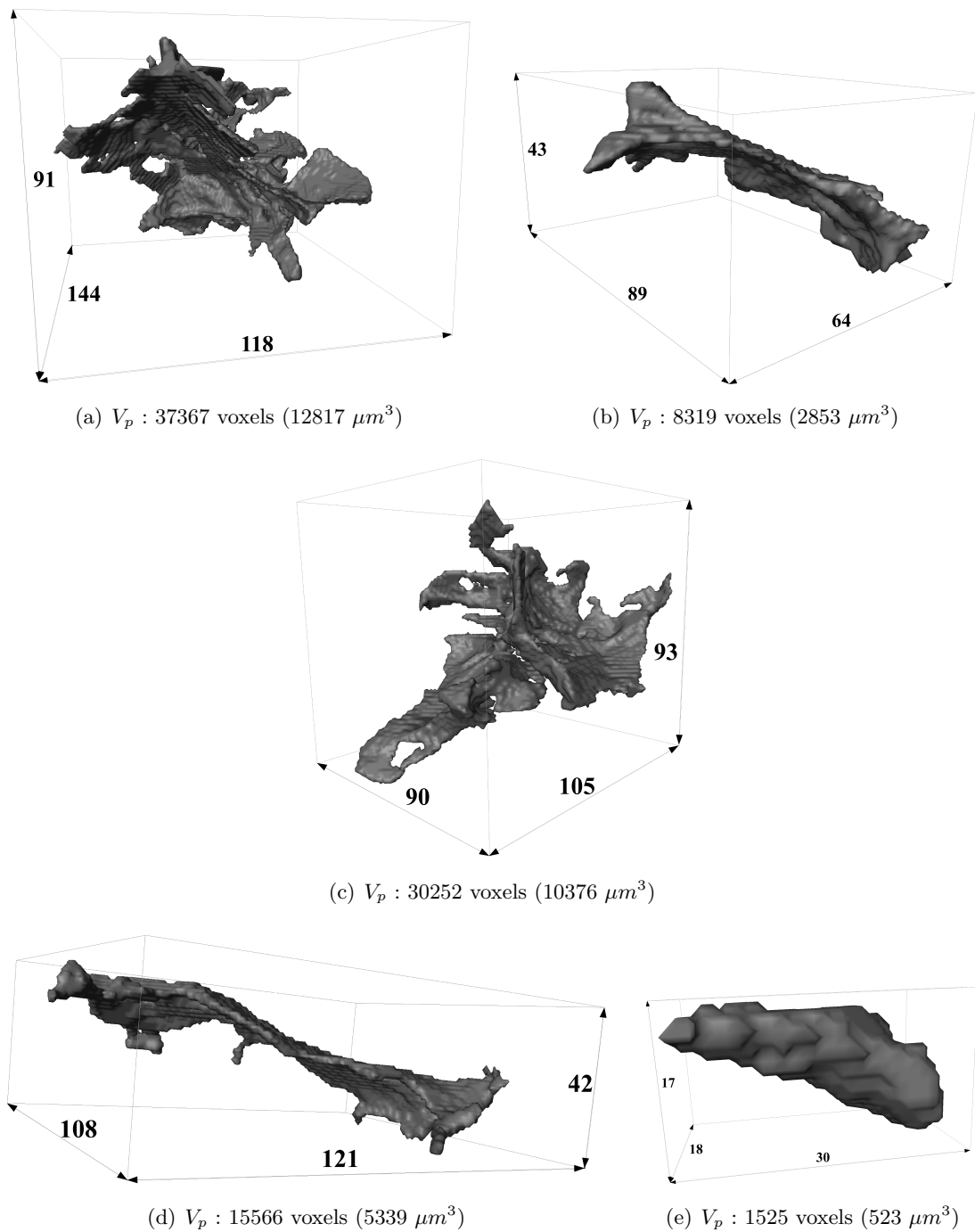
La figure V.14 donne plusieurs exemples de particules « réelles » extraites à partir des méthodes de segmentation présentées dans le chapitre III. Ces images de particules « réelles » ont pour objectif d'illustrer les choix précédemment exposés sur les schémas. A la fin de ce chapitre, nous reviendrons sur le choix des particules modèles à la lumière des mécanismes de concentrations de contraintes présentés. Par exemple, la figure V.14 (a) présente une particule de forme complexe entourant plusieurs grains. Le schéma de la figure V.13 (a) représente une partie de cette particule complexe. Ce type de particule permettra d'étudier le comportement des branches de particules. La figure V.14 (c) illustre une particule intermétallique de phase au fer se situant à la jonction de plusieurs grains suivant un arrangement particulier en forme de « point triple ». C'est cet agencement particulier des grains primaires et de la particule que l'on a cherché à décrire au moyen de la géométrie « type » présentée sur la figure V.13 (c). Les figures V.14 (b) et (d) représentent toutes deux des particules qui enveloppent une partie d'un ou plusieurs grains. Evidemment leur forme est très dépendante de la taille de grain produite lors du procédé d'élaboration. Enfin l'image de la figure V.14 (e) représente une particule de forme compacte. C'est un type de particule que l'on retrouve de manière abondante dans le matériau. Cependant les particules de cette population ont un volume très faible. D'ailleurs, c'est un type de particule sur lequel l'analyse mécanique n'a pas de réel intérêt. D'ores et déjà, il est assez facile de dire qu'il sera quasi impossible de rompre ce type de particule.

Particules	dimensions (en voxels)	dimensions (en $\mu m$ )
(a)	$144 \times 91 \times 118$	$101 \times 64 \times 83$
(b)	$89 \times 64 \times 43$	$62 \times 45 \times 30$
(c)	$90 \times 105 \times 93$	$63 \times 73 \times 65$
(d)	$121 \times 108 \times 42$	$85 \times 75 \times 29$
(e)	$18 \times 30 \times 17$	$13 \times 21 \times 12$

**Tableau V.4:** *Caractéristiques dimensionnelles des particules « réelles » de la figure V.14.*



**Figure V.13:** Représentation schématique des formes modèles. Les grains d'aluminium primaire de la matrice sont représentés en pointillé et les particules intermétalliques correspondent aux formes grisées. (a) Particule englobant plusieurs grains, (b) particule en forme de « L » autour d'un grain, (c) particule en forme de « point triple », (d) particule en forme de « nappe sinusoïdale » et (e) particule compacte.



**Figure V.14:** Formes tridimensionnelles de particules « réelles » représentatives des formes modèles. (a) Particule englobant plusieurs grains, (b) particule en forme de « L » autour d'un grain, (c) particule en forme de « point triple » située à l'intersection de plusieurs grains, (d) particule en forme de « nappe sinusoïdale » et (e) particule compacte. Sur cette figure,  $V_p$  représente le volume de la particule. Les caractéristiques dimensionnelles sont données sur le tableau V.4.



### V.3.3 Les paramètres géométriques retenus pour l'analyse des particules

La géométrie des particules influant de manière importante sur la nature des champs de contraintes locaux, les paramètres géométriques font l'objet d'une étude approfondie dans ce chapitre. On distinguera deux types de paramètres, les paramètres globaux (fraction volumique, orientation ...) et les paramètres de forme (nombre de branches, angle d'ouverture, facteur d'élancement ...). Le nombre de paramètres géométriques à étudier étant relativement important, le nombre et la nature des paramètres a donc été limité. Les informations concernant le modèle cellulaire (dimensions de la cellule, chargement, loi de comportement) ayant été décrites précédemment, seules des caractéristiques dimensionnelles seront considérées ici.

La figure V.15 présente les différentes particules types utilisées dans l'analyse mécanique. Certains des paramètres géométriques sont spécifiés sur les schémas de la figure V.15.

#### V.3.3.1 Les paramètres globaux

Les paramètres globaux sont des paramètres géométriques qui ne sont pas directement liés à la morphologie de la particule. Ils décrivent et positionnent la particule dans son environnement (matrice). On distingue trois paramètres globaux :

- la fraction volumique de particule, notée  $f_0$ ,
- le volume des particules, noté  $V_p$ ,
- l'orientation des particules par rapport à la direction normale  $DN$  (correspondant à la direction de sollicitation) paramétrée grâce à l'angle d'orientation initiale  $\theta$  de la particule.

Sur la figure V.15 seul le paramètre global  $\theta$  est représenté.

#### V.3.3.2 Les paramètres de forme

Les paramètres de formes présentés sur la figure V.15 peuvent se classer en deux catégories :

- les paramètres communs à toutes les particules,
- les paramètres spécifiques aux particules sinusoïdales.

**Paramètres communs à toutes les particules** On peut dénombrer trois paramètres communs :

- le nombre de branches, noté  $N_b$ ,
- l'angle d'ouverture, noté  $\phi$ ,
- le facteur d'élancement, noté  $\frac{e}{l}$  (ou  $\frac{e}{a}$  dans le cas des particules « sinusoïdales »).

**Paramètres spécifiques aux particules sinusoïdales** La description de ce type de particules nécessite l'introduction de paramètres supplémentaires spécifiques. Toutes ces particules sont construites à partir d'une fonction sinusoïdale :  $g(x) = a \cdot \sin(\lambda \cdot x)$  (avec  $\lambda \in [0; \frac{2\pi}{\lambda} T]$ ). On dénombre trois paramètres spécifiques :

- le nombre de périodes, noté  $T$ ,
- un deuxième facteur d'élancement, noté  $\frac{\lambda}{a}$ .

### V.3.3.3 Récapitulatifs des paramètres géométriques

L'ensemble des valeurs prises par ces différents paramètres géométriques sont récapitulées dans les tableaux ci-dessous. Le tableau V.5 récapitule l'ensemble des paramètres globaux. Les deux tableaux suivants résument respectivement l'ensemble des paramètres de forme communs à toutes les particules (Tableau V.6) et l'ensemble des paramètres spécifiques aux particules sinusoïdales (Tableau V.7). Les caractéristiques, données dans les tableaux sont sans dimensions. En effet, c'est le rapport de volume particule - matrice, autrement dit la fraction volumique qui importe dans l'analyse mécanique.

Particules <sup>(a)</sup>	$f_0$ (%)	$\theta$
(a)	0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10	0°; 22,5°; 30°; 45°
(b)	0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10	0°; 15°; 30°
(c)	0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10	0°; 20°, 40°
(d)	0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10	0°; 22,5°; 30°; 45°
(e)	0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10	0°; 22,5°; 30°; 45°

<sup>(a)</sup> : Les particules mentionnées ici se réfèrent aux différents cas de la figure V.15.

**Tableau V.5:** Valeurs numériques prises par les paramètres globaux.

### V.3.4 Les autres paramètres caractéristiques pour l'analyse des particules

L'analyse des particules passe aussi par la prise en compte d'autres paramètres caractéristiques comme la ténacité ou le module de Young. Dans le but de limiter le nombre de couples de paramètres à étudier, le module de Young, comme les autres caractéristiques matériaux (vitesse de déformation), feront l'objet d'une étude à part entière dans la suite du chapitre. La ténacité étant une variable clé du modèle mécanique décrit au préalable, pour chaque paramètre étudié, une plage de variation de la ténacité sera considérée ( $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ ). Cependant, les valeurs très faibles de ténacité sont discutables ( $K_{1C} = 1MPa\sqrt{m}$ ) puisqu'elles sont peu représentatives pour la rupture des particules. Enfin, les valeurs de ténacité élevées ( $K_{1C} = 10MPa\sqrt{m}$ ) imposent des niveaux de contraintes trop élevés pour que la rupture soit possible.

### V.3.5 Mise en œuvre du modèle EF

Les calculs éléments finis sont largement utilisés pour étudier le comportement de matériaux contenant des particules. L'originalité de cette étude est de s'intéresser à des particules de formes complexes. Du fait de la relative complexité des formes géométriques (particules « modèles »), des maillages non structurés ont été utilisés. Dans un premier temps, les formes sont maillées à l'aide du logiciel libre GMSH (1997). Dans un second temps, un programme de transfert de maillage permet d'exporter le maillage dans le logiciel ZeBuLoN (1997). Cette procédure de transfert présentée en Annexe B a été réalisée en collaboration avec B. Serre *et al.* (2007). L'analyse de l'effet du maillage, lors de l'utilisation de l'algorithme d'analyse des zones, a été réalisée

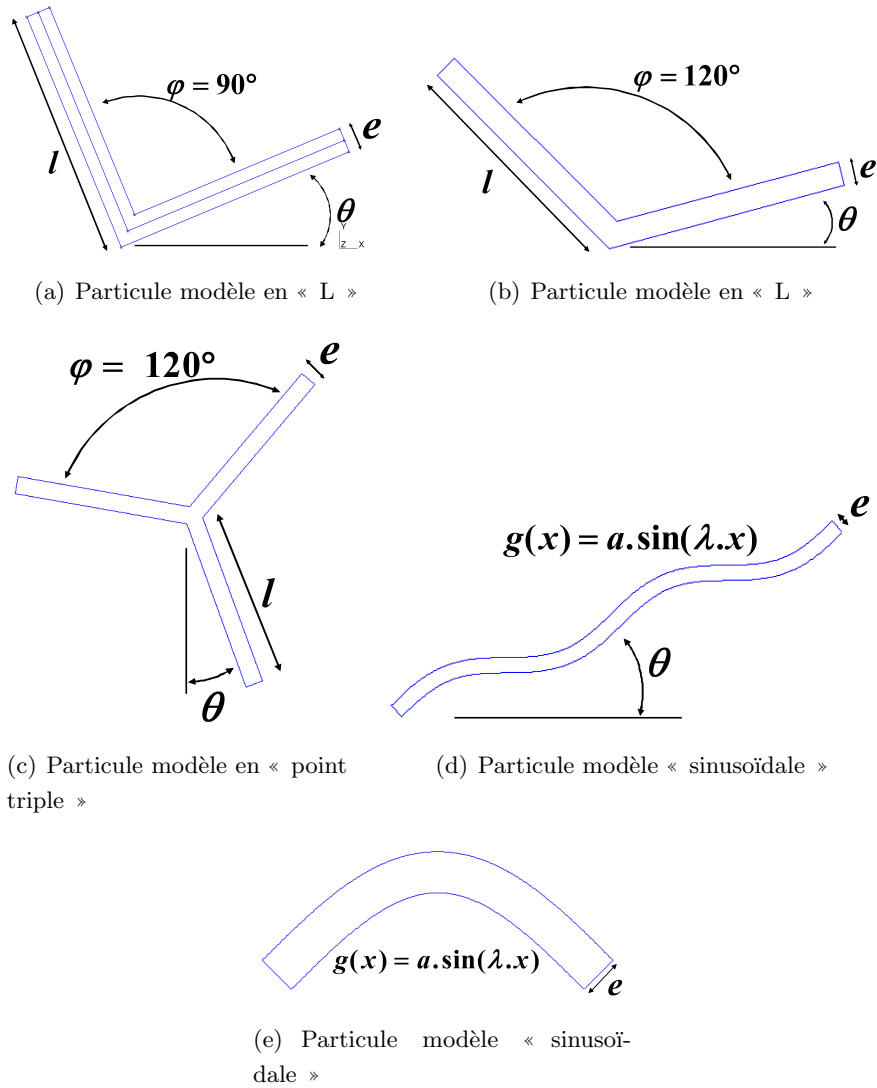


Figure V.15: Géométries et paramétrages des particules types.

Particules <sup>(a)</sup>	$\frac{e}{l}$	$N_b$	$\phi$
(a)	0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4	2	90°
(b)	0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4	2	120°
(c)	0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4	3	120°

<sup>(a)</sup> : Les particules mentionnées ici se réfèrent aux différents cas de la figure V.15.

Tableau V.6: Valeurs prises par les paramètres de forme communs.

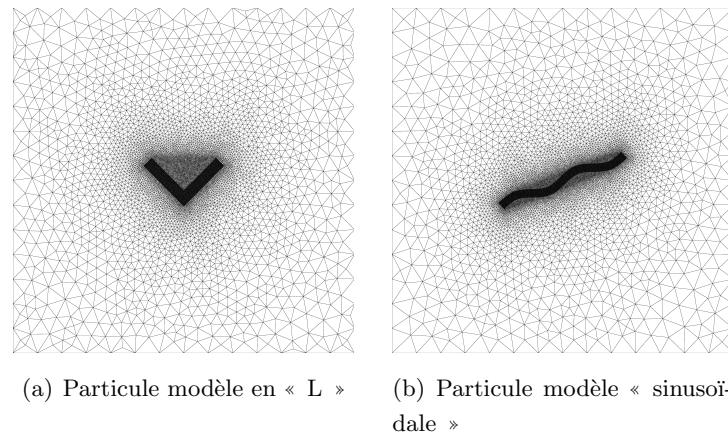
Particules <sup>(a)</sup>	$\frac{e}{a}$	$\frac{a}{\lambda}$	$T$
Cas (d)	0,4 ; 0,8 ; 1 ; 1,2 ; 1,6 ; 2 ; 3 ; 4	400 ; 1000	0,5 ; 2
Cas (e)	0,4 ; 0,7 ; 0,8 ; 1,2 ; 1,4 ; 1,6 ; 2,1 ; 2,8	400 ; 702 ; 1000	0,5 ; 2

<sup>(a)</sup> : Les particules mentionnées ici se réfèrent aux différents cas de la figure V.15.

**Tableau V.7:** Valeurs spécifiques aux particules sinusoïdales prises par les paramètres de forme.

dans le chapitre précédent (Chapitre IV).

La figure V.16 montre des exemples de maillages de particules intermétalliques incluses dans une matrice d'aluminium en 2D. La figure V.16 permet de mettre en évidence l'importance du raffinement du maillage à l'interface matrice/particule et à l'intérieur de la particule nécessaire pour garantir la qualité des résultats. L'ensemble des caractéristiques des maillages réalisés sur les particules « modèles » et « réelles » est résumé en annexe F. Cette annexe comprend le nombre de nœuds, le type et le nombre d'éléments de chacun des maillages utilisés dans les simulations. Les maillages utilisés ici étant non structurés, une variation de la valeur de l'orientation des particules modifie les caractéristiques des maillages de la matrice. Cependant, le raffinement de la matrice autour de la particule est tel, que les modifications apportées au maillage sont très faibles, de l'ordre d'une centaine d'éléments. Le tableau V.8 présente les caractéristiques des maillages d'une cellule comprenant une particule en forme de « L » pour plusieurs valeurs de l'angle d'orientation.



**Figure V.16:** Exemples de maillages de particules modèles réalisés avec GMSH (1997) : (a) 13984 éléments, 7021 nœuds et (b) 15720 éléments, 7889 nœuds.

## V.4 Analyse qualitative des mécanismes de déformation

La compréhension des phénomènes mis en jeu lors de la rupture des particules passe d'abord par une étude qualitative des mécanismes de déformations. Le nombre de paramètres à prendre

Particule	Nombre de nœuds		Nombre d'éléments	
	Total	Particule	Total	Particule
$\theta = 0^\circ$	7141	1763	14224	2930
$\theta = 22,5^\circ$	7085	1775	14112	2930
$\theta = 30^\circ$	7078	1775	14098	2928
$\theta = 45^\circ$	7021	1789	13984	2966

**Tableau V.8:** Caractéristiques des maillages d'une particule en forme de « L » (cas (a) sur la figure V.15) pour  $\frac{e}{l} = 0,2$  et plusieurs valeurs de l'angle d'orientation ( $\theta$ ).

en considération est alors relativement important. Cependant, deux aspects ressortent dans cette analyse. La rupture des intermétalliques est liée, d'une part aux paramètres géométriques propres aux particules (orientation, facteur de forme ...) et d'autre part à l'interaction de la matrice environnante avec les particules.

Les champs de contraintes (ou déformations) et les champs de vitesse dans la matrice et la particule ont alors été déterminés pour identifier les mécanismes de déformation des particules et caractériser l'écoulement de la matière autour des particules. Pour chaque incrément de chargement, entre  $t$  et  $t + \Delta t$ , le calcul éléments finis détermine l'incrément de déplacement solution correspondant (noté  $\mathbf{u}$ ). A partir du champ de déplacement solution du problème mécanique, on peut déterminer par dérivation numérique le champ de vitesse de la manière suivante :

$$\mathbf{v}[\mathbf{x}(t), t] = \frac{\mathbf{u}[\mathbf{x}(t), t + \Delta t] - \mathbf{u}[\mathbf{x}(t), t]}{\Delta t} \quad (\text{V.16})$$

Nous avons, dans notre cas, évalué le champ de vitesse à l'aide de l'approximation suivante :

$$\mathbf{v}_{\text{approche}}[\mathbf{x}(t), t] = \frac{\mathbf{u}[\mathbf{x}(t + \Delta t), t + \Delta t] - \mathbf{u}[\mathbf{x}(t), t]}{\Delta t} \quad (\text{V.17})$$

L'analyse des modes de déformation porte sur 3 types de particules dont le comportement et la géométrie permettent d'appréhender le comportement de l'ensemble des particules modèles :

- particule en forme de « L » avec un angle d'ouverture de  $90^\circ$  (Figure V.17 (a)),
- particule en forme de « Y » (Figure V.17 (b)),
- particule de forme « sinusoïdale » (Figure V.17 (c))

L'ensemble des caractéristiques géométriques de ces particules sont résumés dans les tableaux V.6 et V.7. Les maillages des particules présentés dans ce paragraphe ainsi que leurs caractéristiques sont décrits en annexe F. Les différentes valeurs prises par l'angle d'orientation ( $\theta$ ) dans cette études des mécanismes pour les trois particules modèles mentionnées ici sont récapitulées dans le tableau V.9.

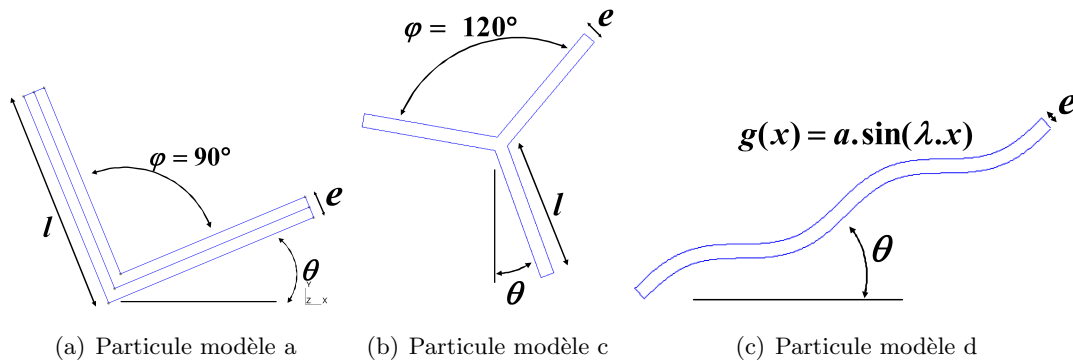


Figure V.17: Géométrie des particules modèles utilisées pour l'analyse des modes de déformations.

Particule <sup>(a)</sup>	Valeurs de $\theta$
Modèle a	$0^\circ$ ; $22,5^\circ$ ; $30^\circ$ ; $45^\circ$
Modèle c	$0^\circ$ ; $20^\circ$ ; $40^\circ$
Modèle d	$0^\circ$ ; $22,5^\circ$ ; $30^\circ$ ; $45^\circ$

<sup>(a)</sup> : Les particules mentionnées ici se réfèrent aux différents cas de la figure V.15.

Tableau V.9: Valeurs prises par l'angle d'orientation  $\theta$ .

## V.4.1 Mécanismes de déformation des particules

### V.4.1.1 Le champ de vitesse

L'étude des modes de déformation des particules « modèles » permet de mettre en évidence l'influence de :

- la nature de la particule (forme),
- l'orientation de la particule.

La figure V.18 représente les champs de vitesse calculés dans une particule selon la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Trois comportements sont identifiables. Sur le cas (a) de la figure V.18, la forme du champ de vitesse fait clairement apparaître une rotation de la particule. En effet, la forme du champ de vitesse est parfaitement symétrique dans chacune des deux branches. On peut d'ailleurs noter que la position du centre de rotation est facilement identifiable (champs de vitesse nul dans la particule). En ce qui concerne, les cas (b) et (c) de la figure V.18, deux phénomènes coexistent. On retrouve la rotation de la particule mais la dissymétrie du champ de vitesse présuppose la déformation de la particule. La même remarque peut être réalisée sur le cas (c). Enfin, le champ de vitesse sur le cas (d) est parfaitement symétrique par rapport à la direction de chargement. Ici, il n'y a pas de rotation de la particule mais un déplacement vertical de celle-ci. Le gradient de vitesse entre le centre de la particule et ses extrémités reflète également une déformation de la particule. Pour l'ensemble de ces chargements, il est intéressant de souligner que l'écoulement de matière autour de la particule n'est pas nul

à l'interface particule/matrice (champs de vitesse non nul). L'écoulement de matière s'effectue autour d'une frontière mobile.

Si l'on analyse désormais les autres particules modèles, on retrouve des comportements similaires à ceux décrits précédemment. Les champs de vitesse calculés pour les trois particules modèles sont représentés sur la figure G.1 de l'annexe F. Sur cette figure seul deux orientations ont été représentées. Deux phénomènes distincts coexistent :

- déformation et/ou rotation de corps solide,
- déformation uniquement.

Ces mécanismes sont très dépendants de l'orientation de la particule. Les valeurs des champs de vitesses données sur les figures G.1 (e) et (f) montrent bien à quel point le phénomène de réorientation de la particule peut-être différent suivant la position initiale. Les figures G.1 (c) et (d) montrent également que l'ajout d'une branche supplémentaire modifie de manière peu importante le mouvement de la particule. En effet, pour une orientation  $\theta = 0^\circ$  le champ de vitesse est identique à celui que l'on retrouve sur une particule en « L ». Et même pour une orientation  $\theta = 45^\circ$ , le champ de vitesse est parfaitement symétrique.

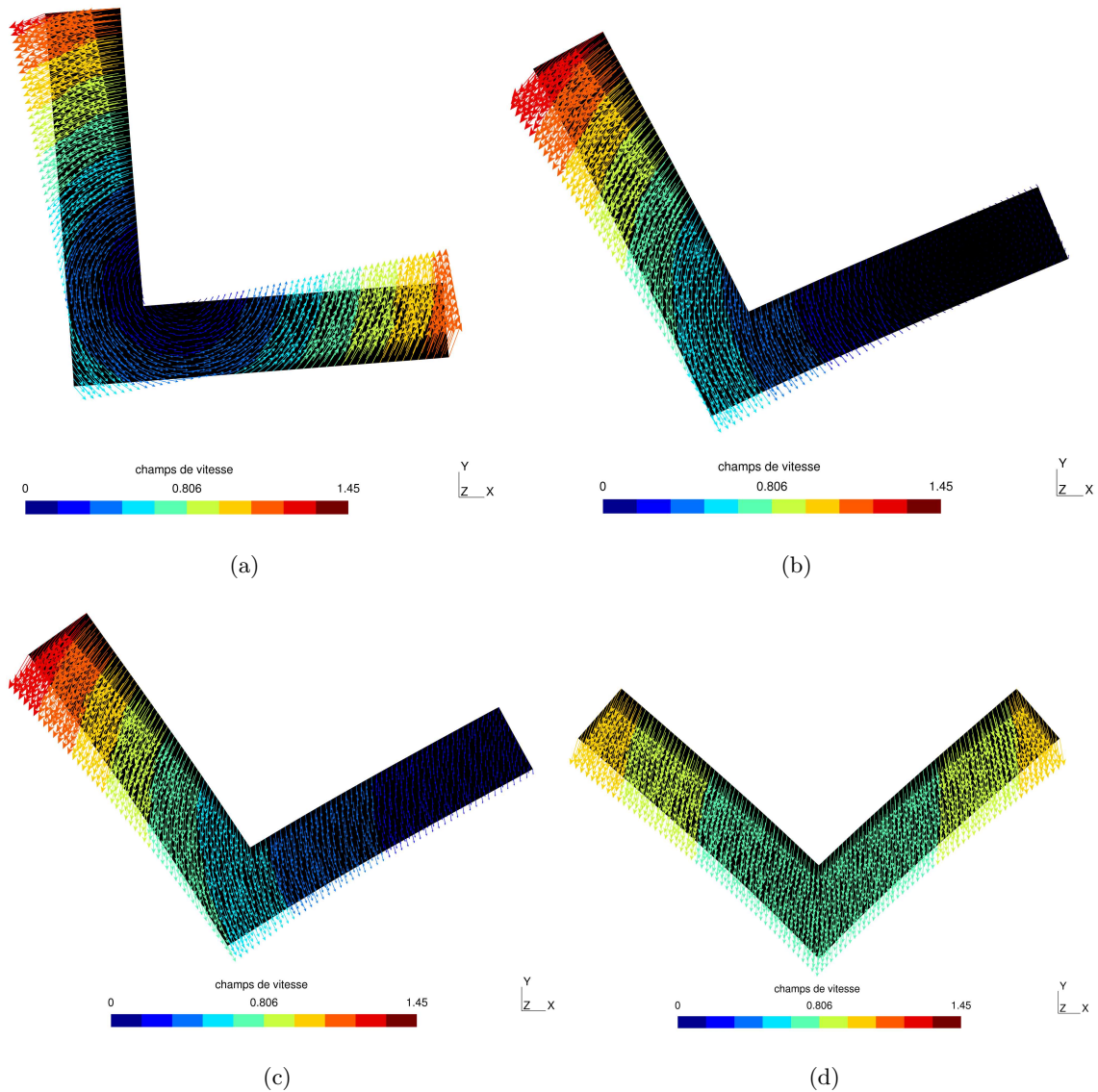
#### V.4.1.2 Le champ de contraintes dans les particules

La figure V.19 illustre les courbes iso - contrainte principale maximale (notées iso- $\sigma_{p1}$  dans le suite du paragraphe) pour différentes orientations de la particule. La particule modèle en forme de « L » est soumise à différents chargements dépendant de son orientation.

Sur chacune des cartographies de la figure V.19, il existe des zones principales et des zones secondaires de concentrations de contraintes (appelées aussi « artefacts » dans ce manuscrit). Les zones secondaires sont localisées au niveau des fortes singularités géométriques, *i.e.* angles vifs. Les zones principales sont concentrées dans la partie centrale de la particule. La forme des zones de concentrations de contraintes principales est intéressante. Sur la figure V.19 (a), la zone principale est assez étendue et se situe dans la branche inférieure de la particule. En revanche, pour les cas (b), (c) et (d), la zone principale est située dans la partie centrale de la particule. Mais ce qui est remarquable dans ces trois derniers cas, c'est le fort gradient de contrainte principale dans l'épaisseur, contrairement au cas (a). Ces distributions de contraintes particulières permettent d'identifier deux modes de déformation :

1. mode de traction des branches de la particule (Figure V.19 (a)),
2. mode de flexion des branches de la particule (Figure V.19 (b), (c) et (d)).

**Remarque :** *La sollicitation en traction observée dans la figure V.19 (a) est évidemment dépendante de la condition d'interface particule-matrice. On peut cependant supposer que pour une condition d'interface différente, (i.e. sans adhérence parfaite), la sollicitation soit de même nature, mais le niveau de contrainte plus faible. De plus, on reporte le lecteur au chapitre VI*

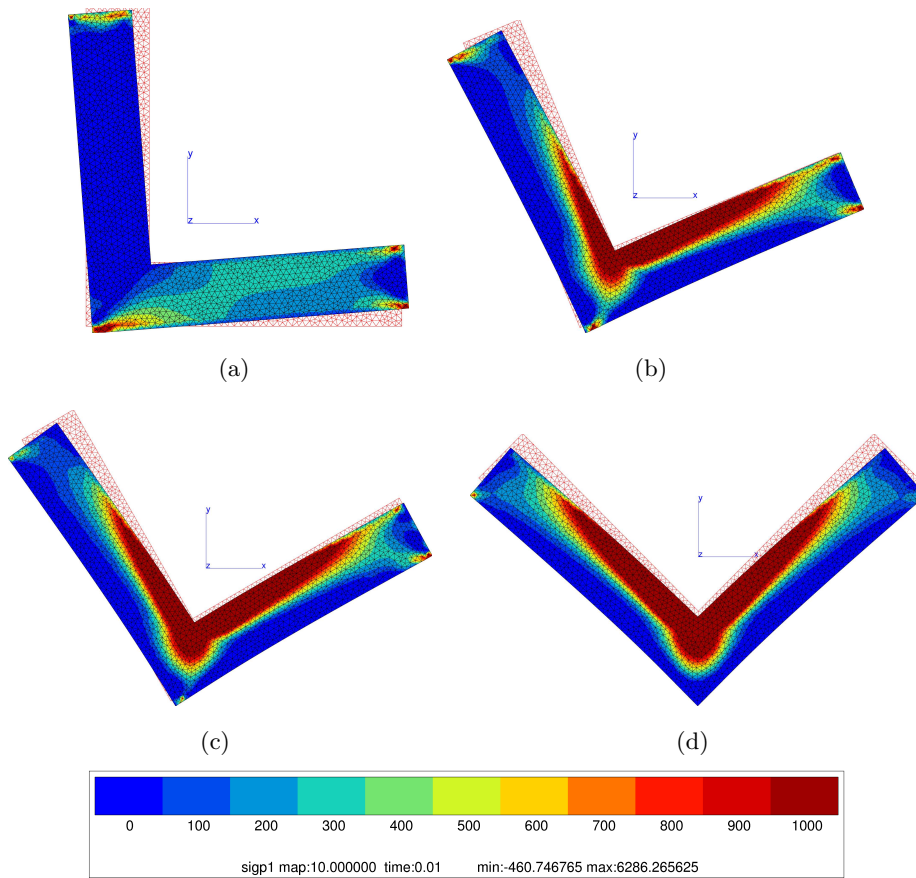


**Figure V.18:** Champs de vitesse obtenue pour une particule modèle en forme de « L » : (a) orientation  $\theta = 0^\circ$ , (b) orientation  $\theta = 22,5^\circ$ , (c) orientation  $\theta = 30^\circ$  et (d) orientation  $\theta = 45^\circ$  ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).

pour les problèmes relatifs aux interfaces.

Les maillages initiaux non déformés (en rouge) sur la figure V.19 permettent de mettre en évidence, en plus des modes de déformation précédemment cités, une rotation de corps solide de la particule dans la matrice. Ce phénomène est d'ailleurs d'autant plus marqué que la valeur de l'angle d'orientation ( $\theta$ ) est faible pour la particule en « L ». D'ailleurs, au vu de l'hypothèse d'adhérence parfaite entre particule et matrice, la rotation des particules implique une déformation importante de la matrice. L'écoulement de la matrice est analysée dans les prochains paragraphes.





**Figure V.19:** Courbes iso -  $\sigma_{p1}$  pour une particule modèle en forme de « L » : (a) orientation  $\theta = 0^\circ$ , (b) orientation  $\theta = 22,5^\circ$ , (c) orientation  $\theta = 30^\circ$  et (d) orientation  $\theta = 45^\circ$  ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).

La figure G.2 de l'annexe G illustre les courbes iso - contrainte principale maximale dans les trois particules modèles pour des orientations initiales particulières. Comme pour la particule en « L », les résultats des simulations montrent de forts gradients de contraintes dans l'épaisseur des particules et ce, quel que soit la forme de la particule modèle. Cependant, la forme du champ de contrainte dépend fortement de l'orientation de la particule par rapport à la direction de sollicitation. La particule en « point triple » respecte les mêmes mécanismes que le « L ». Suivant l'orientation, la particule est soit sollicitée en traction ( $\theta = 0^\circ$ ) soit en flexion ( $\theta = 40^\circ$ ). Dans le cas d'une particule sinusoïdale, le mode de flexion est prépondérant. On remarque d'ailleurs une alternance prononcée des zones de traction et de compression. Evidemment cela reste valable pour des valeurs d'orientation initiale offrant une surface de résistance à l'écoulement suffisante.

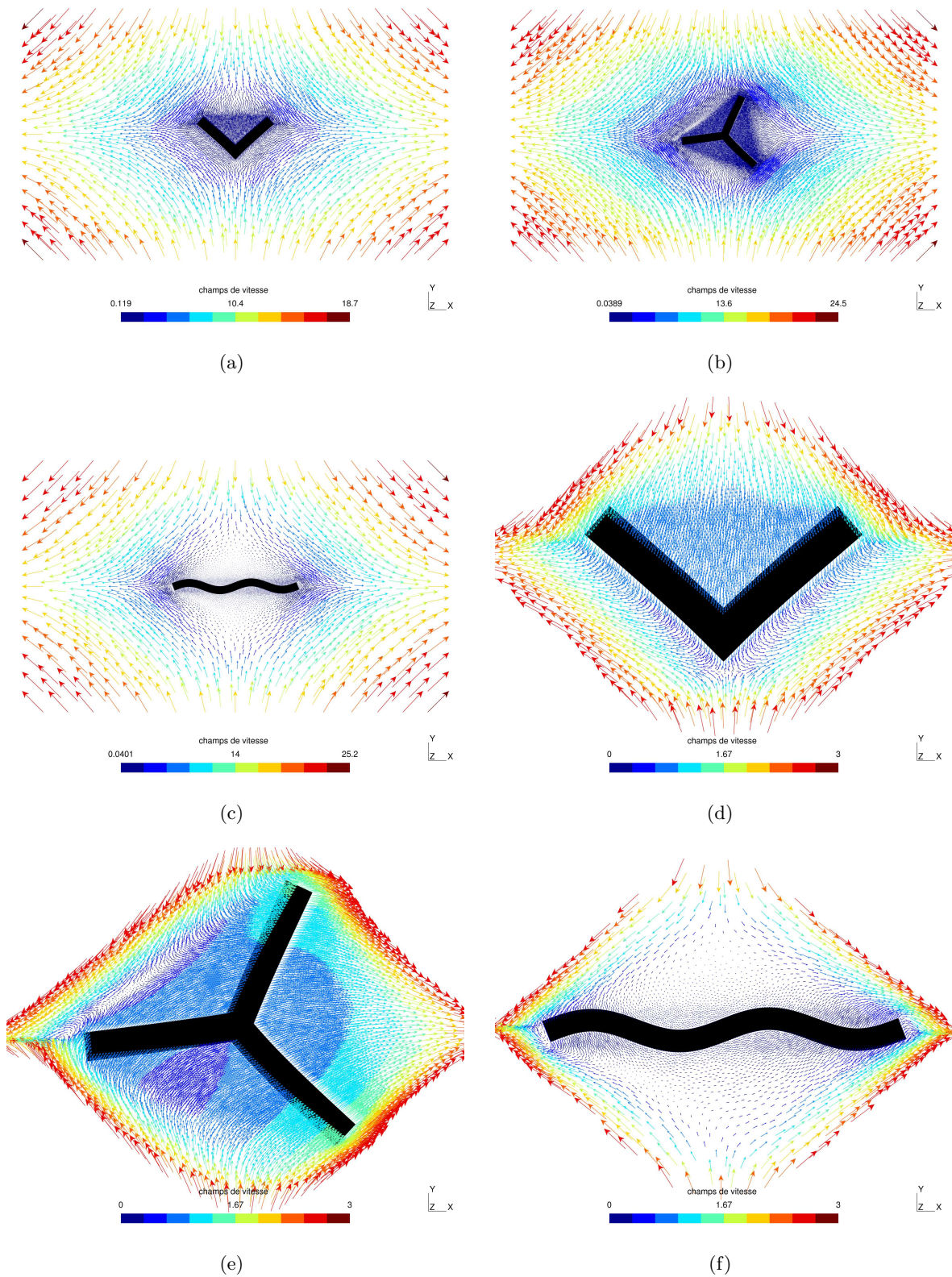
La taille des zones soumises à concentrations de contraintes est très variable suivant les valeurs d'orientation initiale. L'extraction et l'analyse des zones de concentrations de contraintes à partir de l'algorithme d'analyse de zones connexes sont décrites un peu plus loin dans ce chapitre.

### V.4.1.3 Ecoulement de la matrice autour des particules

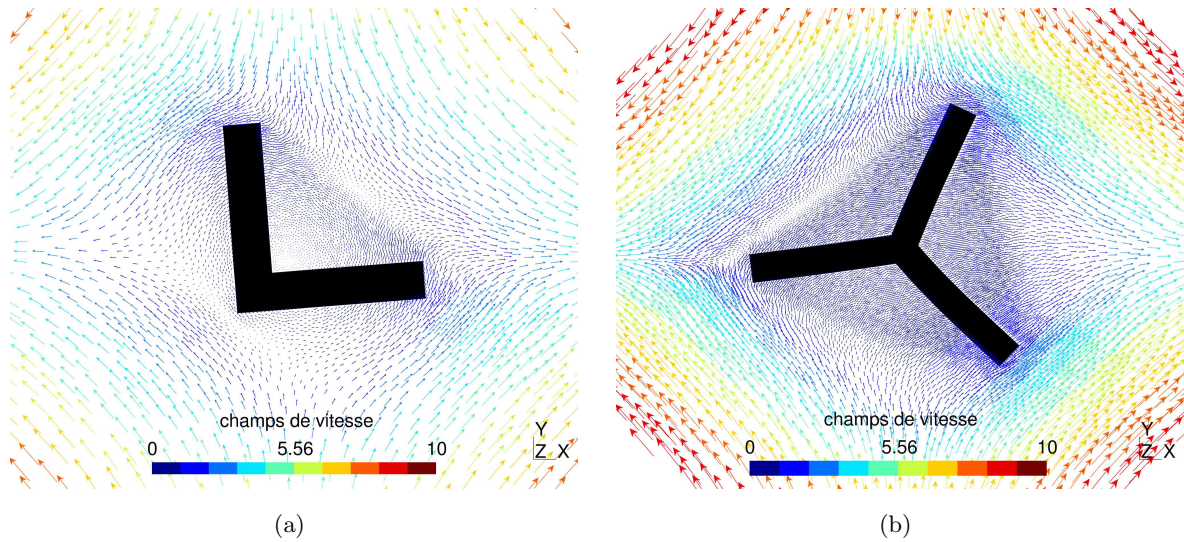
Bien que l'ensemble de l'étude soit vouée à l'étude des particules intermétalliques, l'effet de celles-ci sur la matrice environnante n'est pas négligeable. Comme cela a pu être abordé dans les travaux d'A. Baldacci *et al.* (2002a,b), l'aluminium est « accumulé » entre les branches de formes complexes. En plus de créer de fortes concentrations de contraintes dans les particules, ce processus a aussi pour effet de faire tourner la particule. Les particules modèles, définies auparavant, permettent de mettre en évidence ces phénomènes. Les figures V.20 (a), (b) et (c) représentent les champs de vitesse calculés autour de trois particules « modèles ». A cette échelle, on constate que l'écoulement de la matière est fortement perturbé par la présence de l'inclusion. A plus grande échelle (Figures V.20 (d), (e) et (f)), on constate que la vitesse d'écoulement de la matrice entre les branches de la particule est effectivement assez faible. Il s'agit de l'effet d'« accumulation » dans les espaces « inter-particules ». Cependant, cet effet dépend fortement de l'orientation et de la forme de la particule. La particule n'étant pas fixe à l'intérieur de la matrice, contrairement à un problème courant d'écoulement de fluide, le champ de vitesse à l'interface est non nul (Figure V.20 (e)). Cet effet est très visible si l'on observe localement cet écoulement (Figure V.21).

La présence de particules a également pour effet de créer des « zones mortes », c'est à dire des zones où l'écoulement de matière est quasi nul. Il est d'ailleurs intéressant de constater que ces zones peuvent parfois s'étendre bien au-delà du voisinage direct d'une particule (zone « inter-branche ») (Figure V.22). Cette particularité du champ de vitesse est similaire au champ de déformation plastique cumulée dans la matrice (Figure V.23). La localisation de zones « mortes » ou, au contraire, de zones fortement déformées est importante à plusieurs points de vue, elle permet de :

- détecter des localisations de zones à faible déformation entre particules distantes. Ce phénomène peut mettre en défaut un modèle basé sur des particules uniques sans interaction (endommagement localisé).
- détecter des zones aptes à la recristallisation par forte déformation.



**Figure V.20:** Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles : (a) et (d) particule en forme de « L » orientée à 45°, (b) et (e) particule en forme de « point triple » orienté à 40° et (c) et (f) particule en forme sinusoidale orientée à 0° ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).



**Figure V.21:** Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles à plus grande échelle : (a) particule en forme de « L » orientée à  $0^\circ$  et (b) particule en forme de « point triple » orienté à  $40^\circ$  ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).

#### V.4.2 Conclusions

Cette analyse descriptive révèle très bien la complexité des processus mis en jeu. En effet, le nombre et la nature des mécanismes sont un premier point délicat à étudier. Le second point délicat relève de l'interdépendance des phénomènes. Les différents paramètres étudiés interagissent beaucoup entre eux.

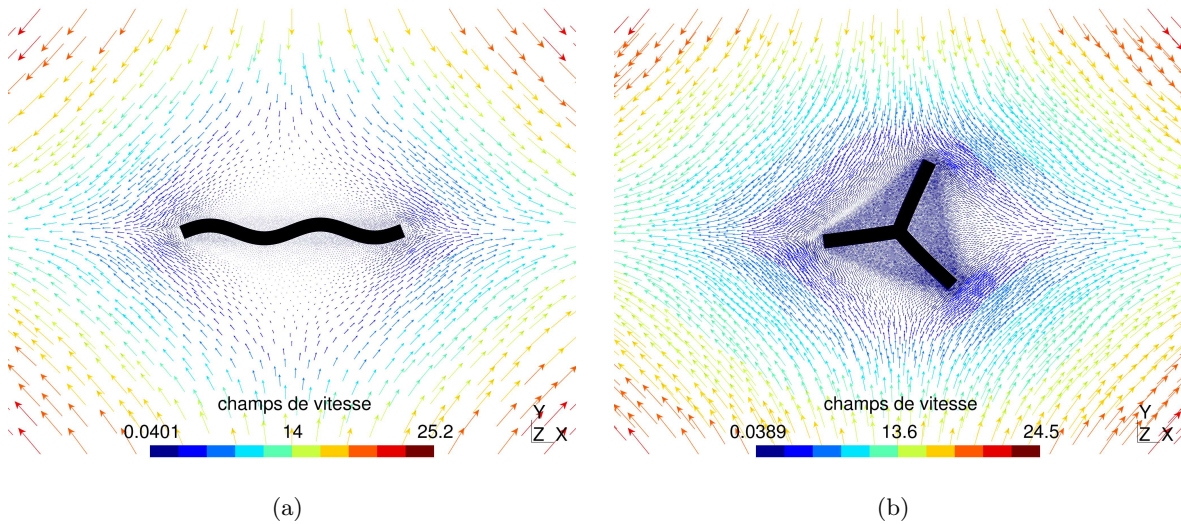
Le tableau V.10 dresse un bilan des différents phénomènes ou mécanismes mis en évidence dans les paragraphes précédents. Les observations réalisées sur les particules mettent en évidence :

- une réorientation de la particule durant la sollicitation mécanique,
- des sollicitations mécaniques de nature différentes suivant la forme et l'orientation de la particule (traction, flexion),
- des zones de concentrations de contraintes de nature différentes suivant les différents cas étudiés,
- des effets plus ou moins importants de la matrice environnante.

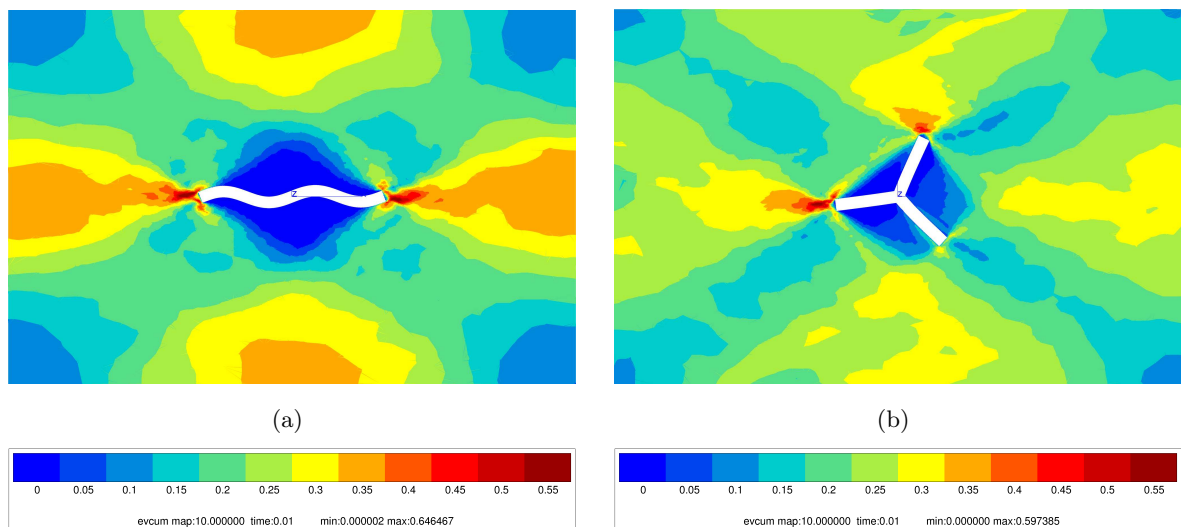
Evidemment, cette étape est nécessaire à la compréhension mais n'est pas suffisante. Il est indispensable de procéder à une étude quantitative des différents paramètres.

La présence de forts gradients de contraintes dans l'épaisseur des particules nécessite une analyse particulière. Il n'existe cependant pas de critère local adapté à ce type de problème. L'algorithme proposé au chapitre IV sera mis en application pour quantifier les concentrations au sein des particules.

La complexité de l'étude réside aussi dans la prise en compte de la matrice environnante.



**Figure V.22:** Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles permettant l'observation de zones mortes : (a) particule de forme « sinusoidale » orientée à  $0^\circ$  et (b) particule en forme de « point triple » orienté à  $40^\circ$  ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).



**Figure V.23:** Courbes iso-déformation plastique cumulée autour des particules « modèles » : (a) particule de forme « sinusoidale » orientée à  $0^\circ$  et (b) particule en forme de « point triple » orienté à  $40^\circ$  ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ).

La matrice subit de grandes déformations mais également des localisations de déformations très importantes. La fraction volumique locale de particules joue un rôle important qu'il faudra quantifier. Les grandes déformations de la matrice, l'existence de grands gradients de déformation et vitesse de déformation, imposent la connaissance de la loi de comportement de la matrice et ce, pour une large gamme de vitesses de déformations. L'influence de la vitesse de déformation pourra alors être quantifiée pour la loi de comportement décrite au chapitre II.

Enfin, la rotation de la particule due d'une part à l'écoulement de la matière autour de celle-ci et d'autre part aux hypothèses de modélisation (hypothèse d'adhérence parfaite) nécessite d'étudier l'historique de chargement.

Orientation $\theta$	Particule en « L »				Particule « triple »			Particule en « sinusoïdale »			
	0°	22,5°	30°	45°	0°	20°	40°	0°	22,5°	30°	45°
Forme du champs de vitesse	disymétrique			symétrique	symétrique	disymétrique		disymétrique	disymétrique		
Rotation de corps solide	rotation	rotation		/	/	rotation		/	rotation		
Mode de sollicitation	traction	flexion		flexion	flexion			flexion			
Gradient de contrainte dans l'épaisseur	-	++	++	++	++	++	++	++	++	++	-
Taille de la zone de matrice perturbée	++	++	++	+	++	++	++	++	++	+	-

**Tableau V.10:** Bilan sur l'analyse des mécanismes de déformation des particules modèles. « / » signifie que le phénomène n'apparaît pas. Les symboles « - », « + » et « ++ » correspondent respectivement à une influence faible, moyenne et importante du paramètre considéré.

## V.5 Influence des différents paramètres sur la rupture des particules

### V.5.1 Les valeurs références des paramètres

Le nombre de paramètres (matériaux, forme) étant très important, une(des) valeur(s) référence(s) a(ont) été choisie(s) pour chaque paramètre. Ces valeurs références décrivent les configurations de base des particules modèles. Le tableau V.11 donne les valeurs numériques des paramètres références correspondant aux :

- paramètres globaux,
- paramètres de formes communs,
- paramètres spécifiques aux particules sinusoïdales.

Particules <sup>(a)</sup>	$f_0$ (%)	$\theta$	$\frac{e}{l}$	$N_b$	$\phi$	$\frac{e}{a}$	$\frac{\lambda}{a}$	$T$
(a)	1	0°, 22,5° ; 30° ; 45°	0,2	2	90°			
(b)	1	0° ; 15° ; 30°	0,2	2	120°			
(c)	1	0°, 20°, 40°	0,2	3	120°			
(d)	1	0°, 22,5° ; 30° ; 45°				2	1000	2
(e)	1	0°, 22,5° ; 30° ; 45°				2	1000	0,5

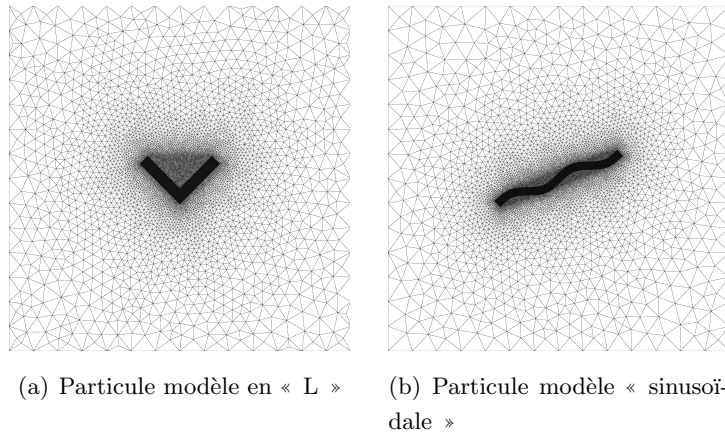
<sup>(a)</sup> : Les particules mentionnées ici se réfèrent aux différents cas de la figure V.15.

**Tableau V.11:** Valeurs références prises par les différents paramètres.

### V.5.2 Influence du comportement des matériaux et de la vitesse de déformation

Ce paragraphe est consacré à l'étude de l'influence de la rhéologie de la particule et de la vitesse de déformation pendant le laminage à chaud. Le nombre de paramètres géométriques des particules « modèles » étant très nombreux (facteur de forme, orientation ...), un certain nombre de ces paramètres ont dû être fixés pour décider des configurations. Notre choix s'est porté sur deux particules « modèles » de forme très différente. La figure V.24 illustre les maillages des deux particules choisies pour cette étude. La première appartient à la famille des particules « branchées » (Figure V.24 (a)) et la seconde fait partie des particules de forme « sinusoïdale » (Figure V.24 (b)). L'objectif ici n'est pas de réaliser une étude exhaustive de tous les couples de paramètres matériaux possibles mais plutôt de donner des tendances de comportement pour des plages de variations des paramètres matériaux. On sait d'ores et déjà que la géométrie des particules est beaucoup plus importante pour la forme des champs de contraintes locaux que les propriétés élastiques de la particule ou encore les paramètres de la loi de comportement de la matrice. Cependant, il est nécessaire de quantifier cette influence.





**Figure V.24:** Maillages des particules modèles choisies pour l'étude du comportement des matériaux.

### V.5.2.1 Influence du module de la particule

**La contrainte principale maximale** Ne connaissant pas exactement la rhéologie de la particule, on considère son comportement comme étant parfaitement élastique avec un module de Young  $E_p$  proportionnel au module de Young de la matrice  $E_m$  tel que  $E_p = r.E_m$ . Lorsque  $r$  augmente, la particule est supposée plus rigide et donc, la contrainte principale maximale  $\sigma_{p1}$  augmente également (Figure V.25). Les résultats relatifs à l'analyse de la rupture des particules dépendent donc du rapport des modules de Young entre la matrice et la particule. Ceci justifie l'étude bibliographique réalisée dans le chapitre I sur les propriétés des intermétalliques. Cependant, l'influence du module de Young sur la contrainte principale maximale dépend de la forme de la particule (Figure V.25 (b) et (d)) et de l'orientation (Figure V.25 (a) et (b)).

Il faut cependant ajouter un bémol quant aux résultats présentés sur la figure V.25. En effet, on remarque que les courbes comportent une rupture de pente, notamment dans les cas (c) et (d). Les courbes de la figure V.25 représentent le maximum de la contrainte principale maximale en fonction de la déformation macroscopique. Mais cette analyse ne prend pas en compte le fait que la position du maximum peut évoluer au cours de la déformation. L'analyse est biaisée par la présence de concentrations de contraintes artificielles dues aux singularités géométriques et à la rotation de la particule.

Grâce à l'analyse des mécanismes de déformation réalisée dans les paragraphes précédents, la forme des champs de contraintes dans les particules est connue. La figure V.27 présente donc l'évolution de la contrainte principale maximale  $\sigma_{p1}$  normalisée par  $\sigma_0$  pour des positions fixes du maximum de contrainte. Pour la particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ ), la position du maximum se situe dans la branche inférieure. Si  $\theta = 45^\circ$ , le maximum se situe au niveau du plan de symétrie de la particule dans la partie supérieure. Dans le cas des particules de forme « sinusoïdale », il existe plusieurs maxima locaux situés chacun dans la partie interne des ondulations. La figure V.26 illustre l'évolution de la position du maximum de la contrainte principale maximale au sein de la

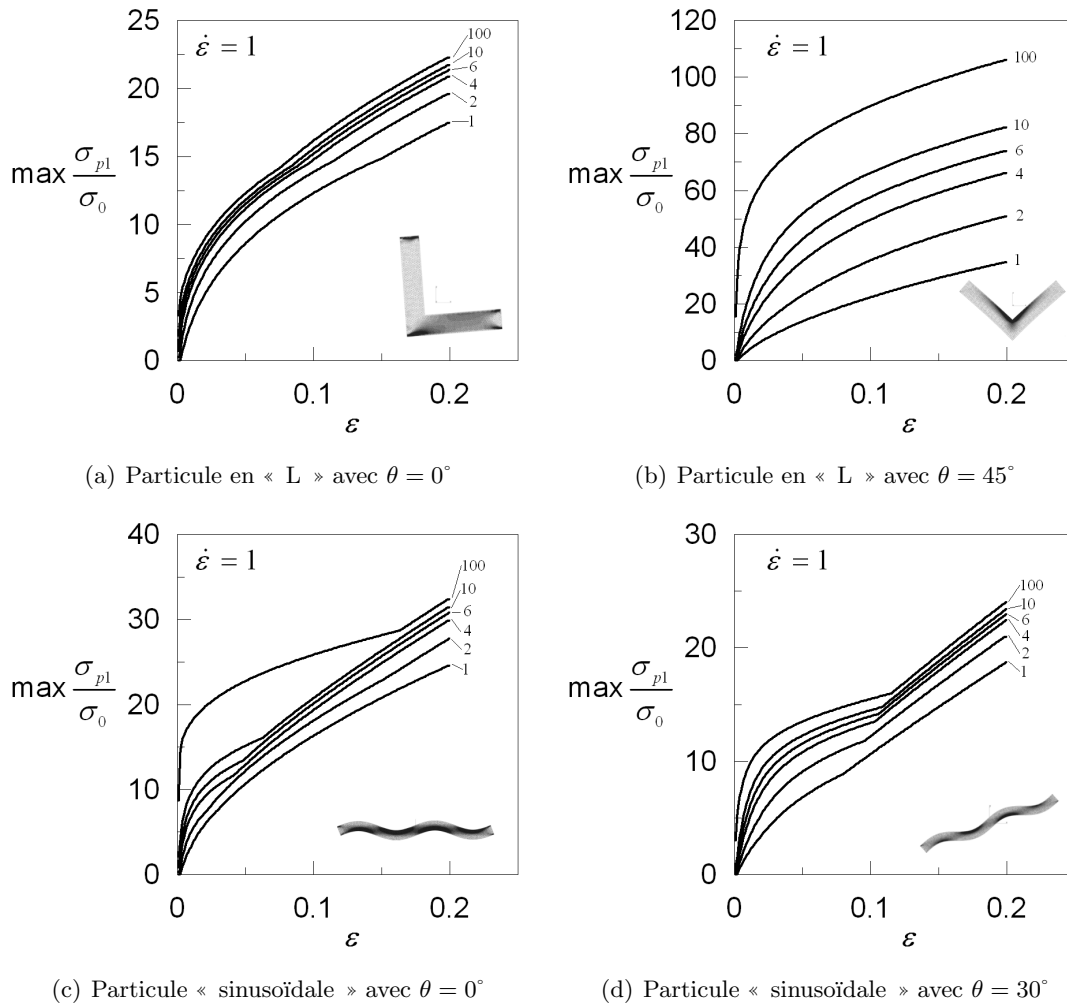
particule sinusoïdale au cours de la déformation. On constate que pour des faibles déformations (4%) (Figure V.26 (a)), la position du maximum se situe logiquement dans une zone de forte traction. En revanche, pour une déformation de (20%), la position du maximum se situe dans un « angle » de la particule. Il s'agit d'un artefact numérique. C'est ce phénomène qui crée la rupture de pente observée sur le graphique de la figure V.25 (c).

En prenant en compte, la position « vraie » des maxima, l'allure des courbes présentées sur la figure V.27 est de meilleure qualité. Une nouvelle fois l'influence de  $r$  dépend de la nature de la particule et de son orientation. Cependant, l'intervalle de valeurs présenté sur les figures précédentes n'est pas raisonnable pour des particules intermétalliques. En effet, les données bibliographiques récoltées dans le premier chapitre montrent qu'il est plus judicieux de considérer un intervalle de valeur  $\llbracket 2; 4 \rrbracket$  pour  $r$ . Et, pour cet intervalle, l'influence du rapport des modules de Young est beaucoup moins importante (Figure V.28 (a)). Les valeurs allant au delà de cet intervalle n'ont d'intérêt que pour l'analyse mécanique en général, les informations sont donc purement indicatives. Dans ce cas, la figure V.28 (b) montre clairement l'influence de  $r$  sur la contrainte maximale pour une valeur de déformation macroscopique de 20%.

**Le volume actif** Plus les valeurs de  $r$  augmentent, plus le volume relatif (volume actif normalisé (Chapitre IV)) augmente également (Figure V.29). Cependant, pour des valeurs de  $r$  raisonnables ( $\llbracket 2; 4 \rrbracket$ ), les variations du volume relatif sont plus faibles. Lorsque  $r$  augmente, la particule devient plus rigide (par rapport à la matrice) et donc le niveau de contrainte dans la particule augmente aussi. Le critère permet d'analyser par seuillages successifs le champ de contrainte, il est donc normal d'observer une telle évolution. Contrairement à la méthode de recherche du maximum local de contrainte principale maximale, on n'observe pas de rupture de pente sur l'évolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ). Il n'est pas nécessaire, dans ce cas, d'avoir une connaissance, à *priori*, de la position du maximum de contrainte. Comme pour l'étude des maxima de contrainte, l'influence du volume relatif dépend de l'orientation et de la forme de la particule.

**Le volume à rupture** Par définition, la valeur de  $r$  ayant une incidence sur le volume relatif, il est logique d'observer une influence de  $r$  sur le volume à rupture ( $V_r$ ) (Figure V.30). Sur la figure V.30, les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de 1 à 4  $MPa \cdot \sqrt{m}$  et pour les trois valeurs de déformations mentionnées. Bien entendu, dans bien des cas, les conditions ne sont pas favorables à la rupture, aucune courbe ne peut donc être tracée. En conséquence, le volume à rupture dépend du rapport des modules de Young entre la matrice et la particule.

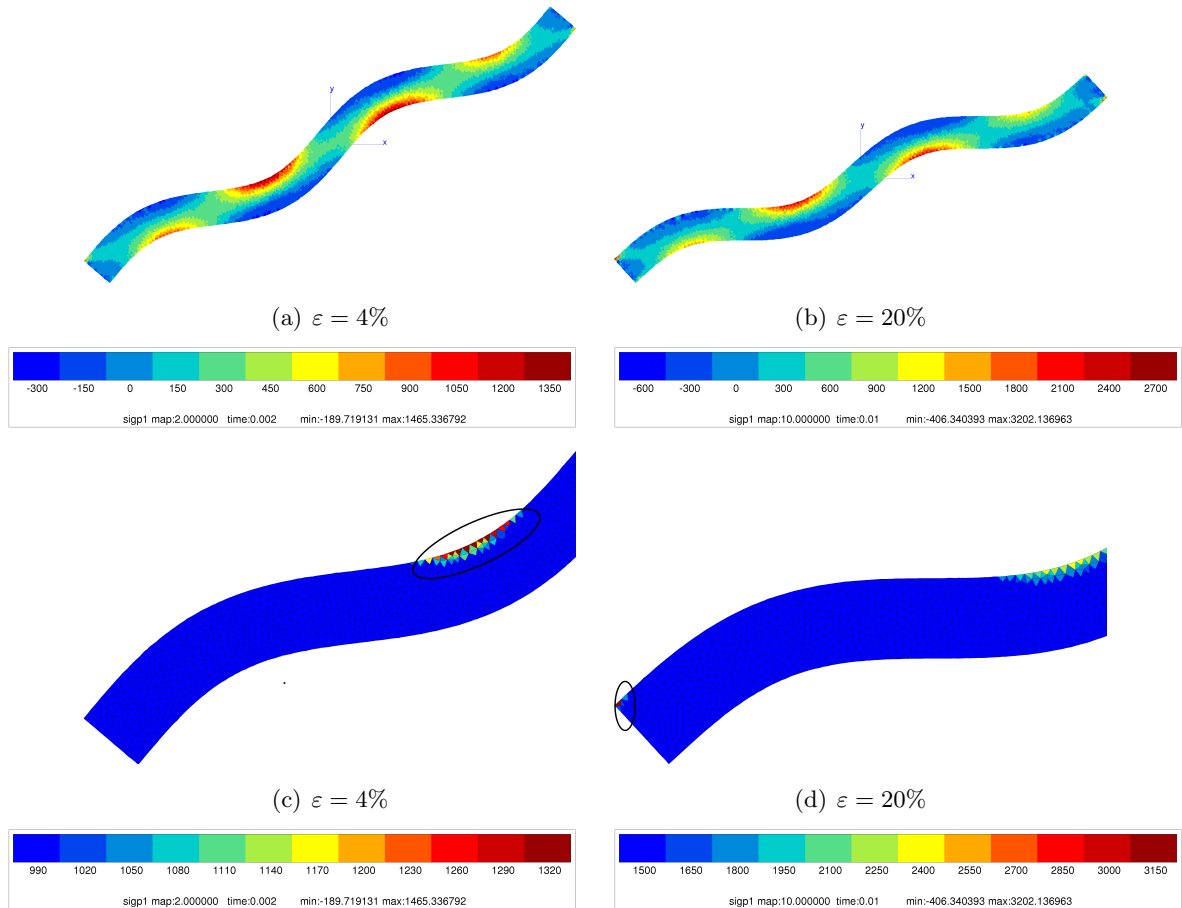
**La déformation à rupture** La déformation à rupture correspond à la plus petite valeur de déformation macroscopique nécessaire pour obtenir un volume à rupture minimum. En conséquence, pour une déformation donnée (ici 20%), il est possible que la sollicitation et donc le volume relatif ne soit pas suffisant. Dans ce cas la déformation à rupture n'apparaît pas sur les



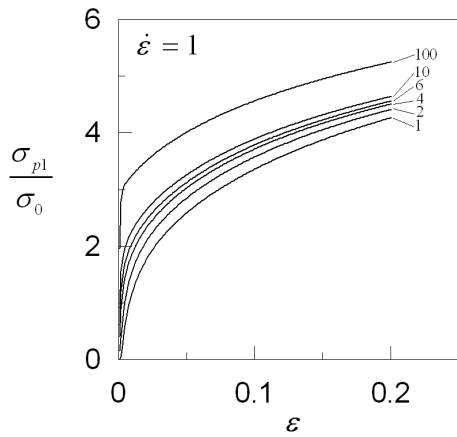
**Figure V.25:** Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young ( $r$ ) entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ).

courbes de la figure V.31. La figure V.31 présente l'évolution de la déformation à rupture pour les différentes configurations testées et les différentes valeurs de  $r$  en fonction de la ténacité. On constate que la déformation à rupture dépend fortement du rapport de module de Young entre la particule et la matrice. Lorsque le module  $r$  augmente, la déformation à rupture diminue.

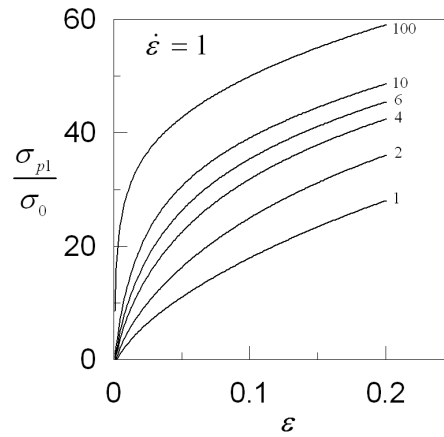
**Remarque :** Lorsque aucune déformation à rupture n'est identifiable, cela ne signifie pas que la rupture est impossible, mais plutôt que la sollicitation est insuffisante.



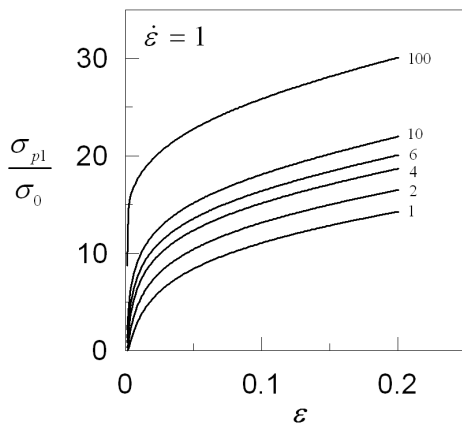
**Figure V.26:** Evolution de la position du maximum de la contrainte principale maximale pour deux niveaux de déformation (4% et 20%) pour la particule sinusoïdale ( $\theta = 30^\circ$ ). Les figures (c) et (d) correspondent à des agrandissements des figures (a) et (b). Pour les figures (c) et (d), les échelles ont été resserrées pour faire ressortir les maxima entourés par un cercle noir.



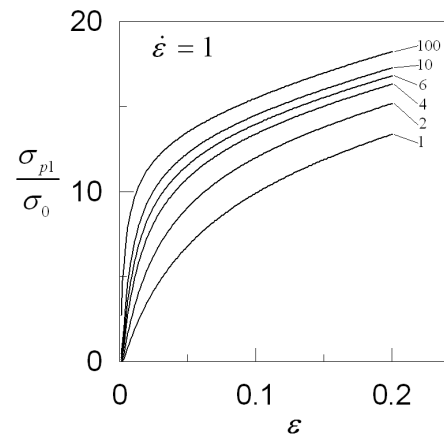
(a) Particule en forme de « L » avec  $\theta = 0^\circ$



(b) Particule en forme de « L » avec  $\theta = 45^\circ$

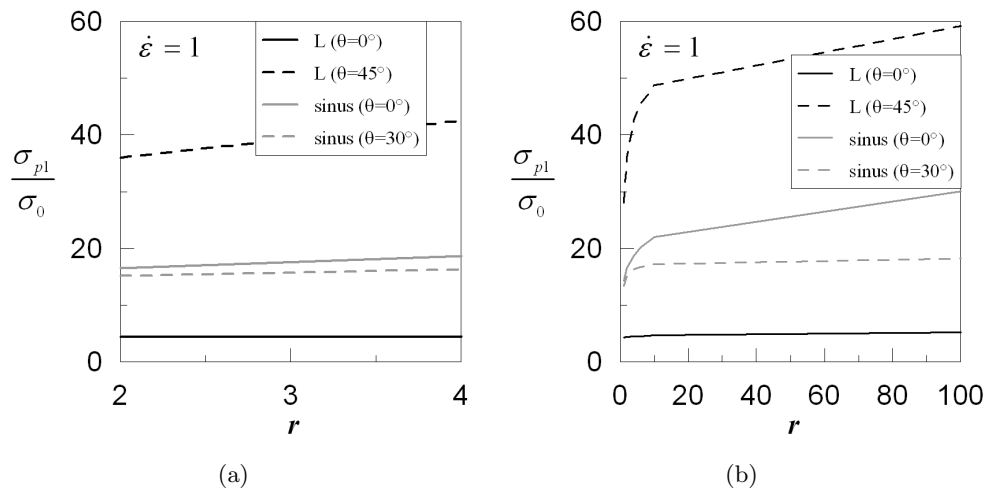


(c) Particule de forme « sinusoidale » avec  $\theta = 0^\circ$

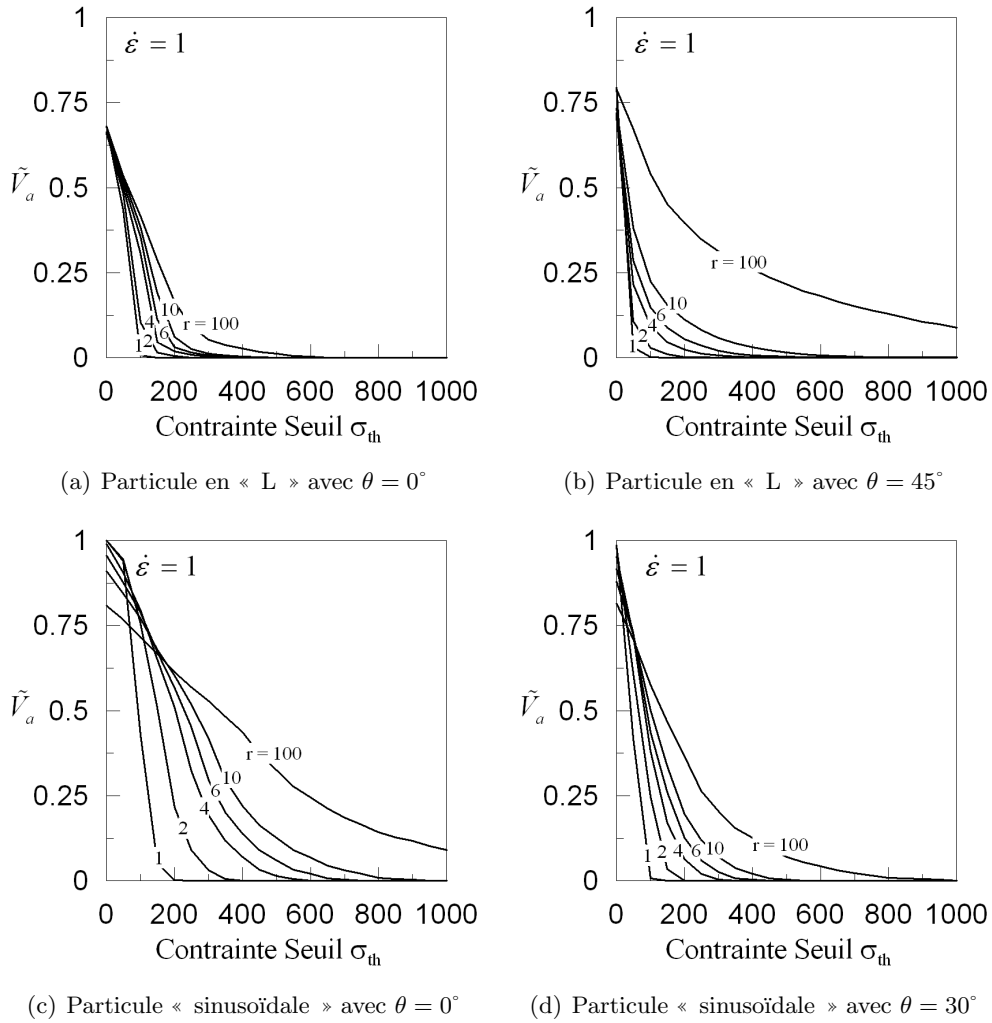


(d) Particule de forme « sinusoidale » avec  $\theta = 30^\circ$

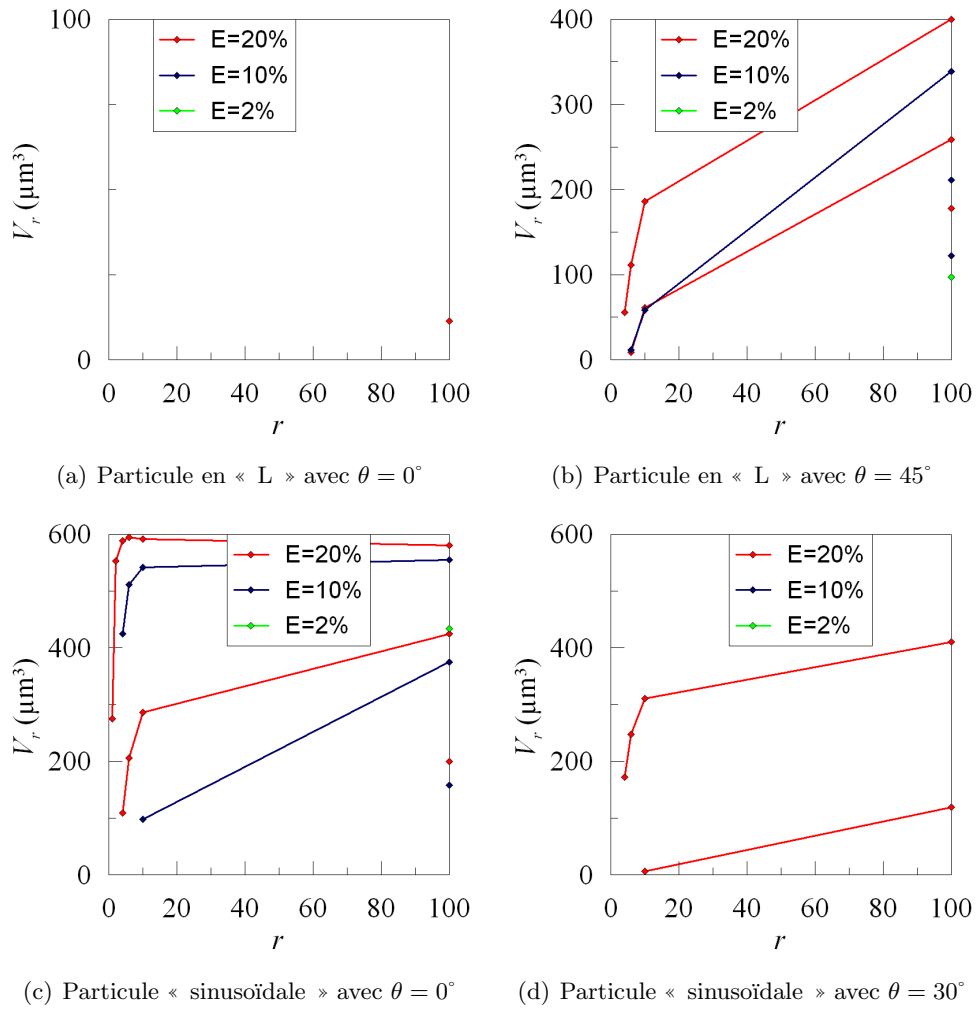
**Figure V.27:** Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young  $r$  entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ) dans le cas précis où l'on connaît la position du maximum de contrainte.



**Figure V.28:** Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 en fonction du rapport des modules de Young  $r$  dans le cas où  $\varepsilon = 0,2$ .

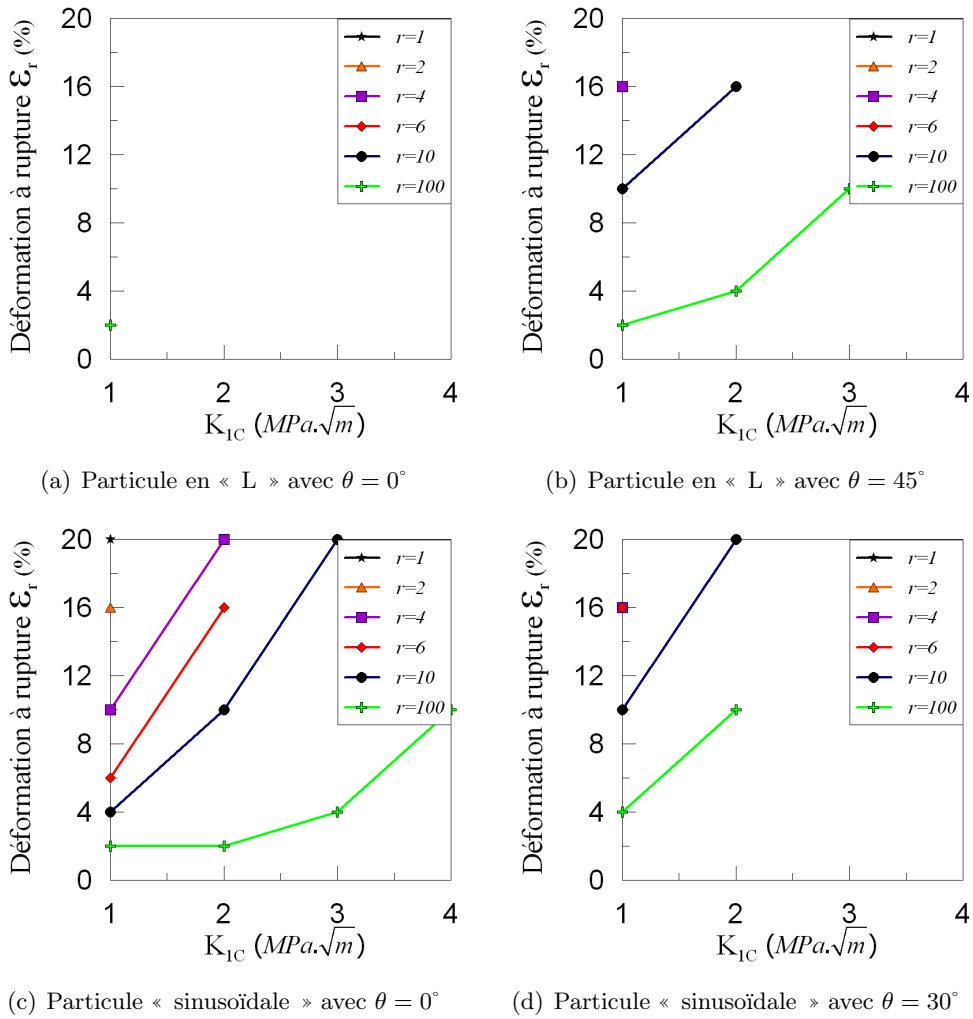


**Figure V.29:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young  $r$  entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ).



**Figure V.30:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young  $r$  entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ).



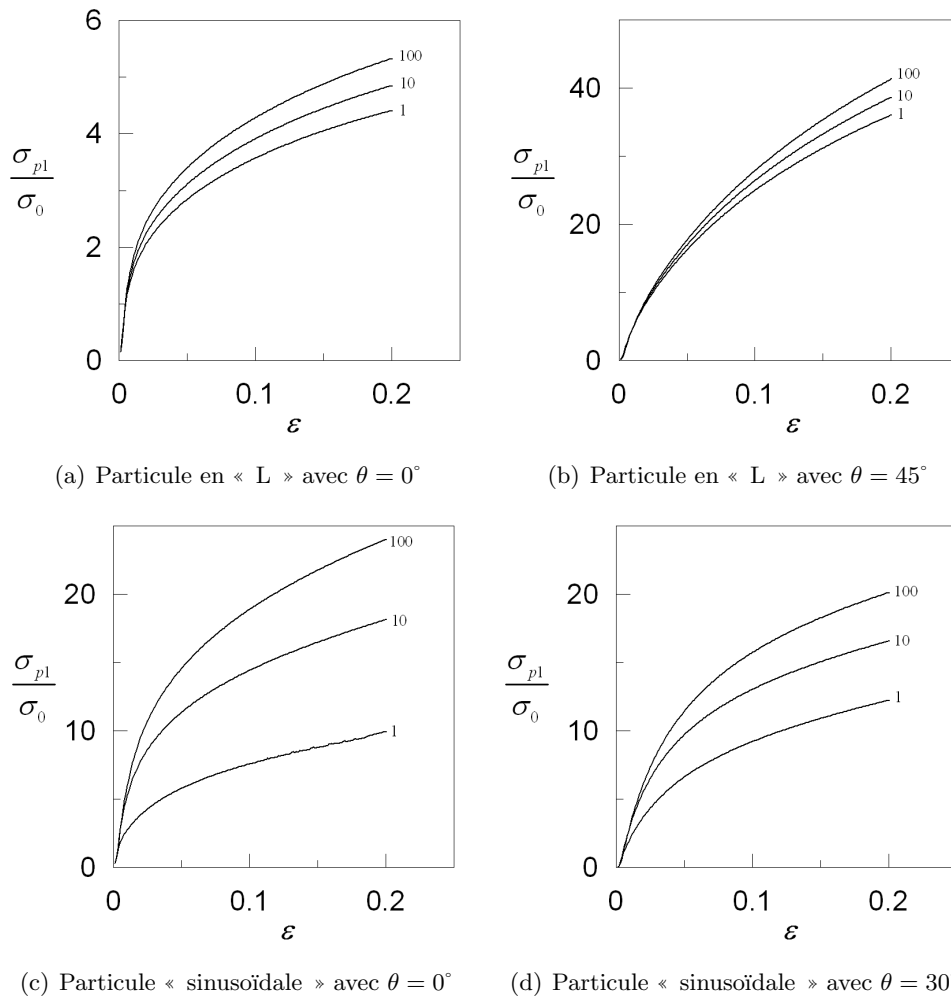


**Figure V.31:** Evolution de la déformation à rupture ( $\varepsilon_r$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young  $r$  entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ).

### V.5.2.2 Influence de la vitesse de déformation

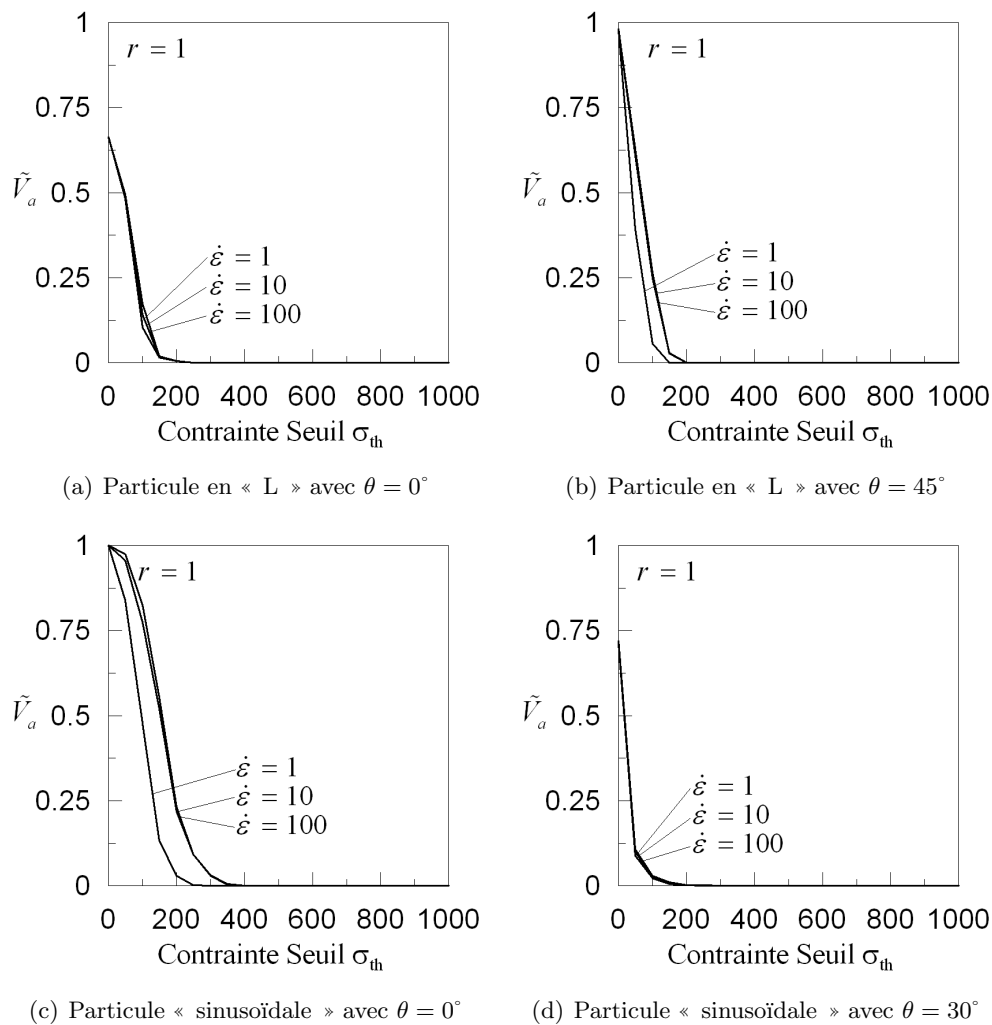
**La contrainte principale maximale** Comme pour le rapport du module de Young les valeurs de vitesses de déformation testées ne sont pas toutes représentatives ( $\llbracket 1; 100 \rrbracket$ ). En laminage à chaud, les valeurs typiques de vitesse de déformation se situent de 1 à 10 ( $s^{-1}$ ) (Chenal et Driver, 1999). La valeur de 100  $s^{-1}$  est donc purement indicative et permet d'étudier ainsi l'influence d'une vitesse de déformation très élevée. Cette valeur n'a pas de sens pour la rupture des particules intermétalliques.

Pour un rapport de module de Young entre la particule et la matrice fixé à  $r = 1$ , l'augmentation de la vitesse de déformation influe de manière significative sur la valeur de la contrainte principale maximale  $\sigma_{p1}$  dans la particule (Figure V.32). Les courbes de la figure V.32 sont données à partir de la connaissance, à *priori*, de la position des maxima de contraintes. Comme pour les différentes valeurs de  $r$  testées, la forme et l'orientation de la particule jouent un rôle important.



**Figure V.32:** Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour un rapport de module de Young de  $r = 1$  entre la particule et la matrice et plusieurs vitesses de déformation ( $\dot{\epsilon}$  ( $s^{-1}$ ) = 1; 10; 100).

**Le volume actif** L'influence de la vitesse de déformation sur le volume relatif est quasi nulle pour les différentes formes et orientations testées. En effet, les courbes de la figure V.33 mettent en avant des évolutions du volume relatif très similaires pour les quatre configurations représentées. Au regard des volumes actifs, l'influence de la vitesse de déformation est négligeable. Et, dans ce cas on aboutit aux mêmes conclusions que celles proposées par A. Baldacci (2003). Cependant, concernant ces travaux, l'influence de l'orientation et de la forme n'ont pas réellement été testées. Il est intéressant de souligner que la vitesse de déformation n'ayant pas d'influence notable sur les volumes actifs, elle ne sera plus prise en considération dans la suite. Sa valeur sera d'ailleurs fixée à  $10 \text{ s}^{-1}$ .



**Figure V.33:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour  $r = 1$  égale à 1 et plusieurs valeurs de la vitesse de déformation.

**Le volume à rupture et déformation à rupture** Au vu des conclusions précédentes, il est inutile d'étudier précisément l'influence de la vitesse de déformation sur le volume à rupture

et donc sur la déformation à rupture. En effet, la vitesse de déformation n'ayant pas d'influence sur les volumes relatifs, les volumes et déformations à rupture sont quasi identiques pour les différentes formes et orientations testées.

### V.5.2.3 Conclusions sur l'influence du comportement des matériaux et de la vitesse de déformation

Dans cette partie de l'étude, une analyse de l'influence de certains paramètres matériaux et de chargement sur les champs de contraintes locaux a été réalisée :

- le rapport des modules de Young,
- la vitesse de déformation.

Dans les particules présentées par A. Baldacci (2003), la connaissance, à *priori* du lieu de concentration de contrainte, est assez simple mais dans le cas des particules « modèles », cela s'avère plus délicat. En effet, même dans les particules « modèles » les plus simples, il n'est pas toujours facile de prévoir la position des maxima de contraintes locaux. Ceci sera d'autant plus vrai si l'on considère les formes de particules « réelles ». L'analyse du  $\max\{\sigma_{p\max}\}$  est donc abandonnée pour la suite de l'étude. La méthode par analyse des volumes actifs est donc retenue pour l'étude de l'influence des différents paramètres de forme.

Le rapport des modules de Young entre la particule et la matrice influe de manière significative sur les volumes actifs et donc sur le volume et la déformation à rupture. Lorsque le rapport des modules de Young augmente, la particule devient de plus en plus « rigide ». L'intensité du champ de contrainte augmente alors que la déformation à rupture diminue.

La vitesse de déformation n'a pas d'influence notable sur les volumes actifs. En conséquence, la compression plane simule bien le laminage à chaud en ce qui concerne la rupture des particules intermétalliques. En revanche, la forme, l'orientation le rapport des modules de Young influencent beaucoup la rupture des particules.

### V.5.3 Influence des paramètres globaux sur la rupture des particules « modèles »

#### V.5.3.1 La fraction volumique de particules

Afin de mesurer l'influence de la fraction volumique sur le comportement à rupture des particules intermétalliques, plusieurs fractions volumiques  $f$  ont été considérées ( $f = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10 \%$ ). Cet intervalle de fractions volumiques va bien au delà de celui rencontré dans le cas de l'AA5182. Cependant, s'agissant dans ce chapitre de particules « modèles », il est intéressant de quantifier l'influence de ce paramètre pour des valeurs plus élevées. Les fractions volumiques élevées sont intéressantes pour les CMM, de plus, dans l'AA5182, la fraction volumique locale de seconde phase peut varier. La présence d'amas de particules dans le brut de coulée, ou après rupture des particules puis réarrangement de celles-ci, peut être à l'origine de fractions volumiques locales plus élevées (Figure V.34).

Les résultats présentés dans la suite portent sur la particule modèle dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau V.12. Les maillages correspondant aux différentes valeurs de  $f$  ainsi que leurs caractéristiques sont présentés sur la figure F.3 de l'annexe F.

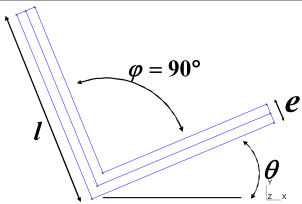
Géométries	Paramètres	Symbole	Valeur
	Angle d'ouverture	$\phi$	$90^\circ$
	Facteur d'élanement	$\frac{e}{l}$	0,2
	Angle d'orientation	$\theta$	$45^\circ$

Tableau V.12: Géométrie et paramétrage de la particule « modèle » étudiée.

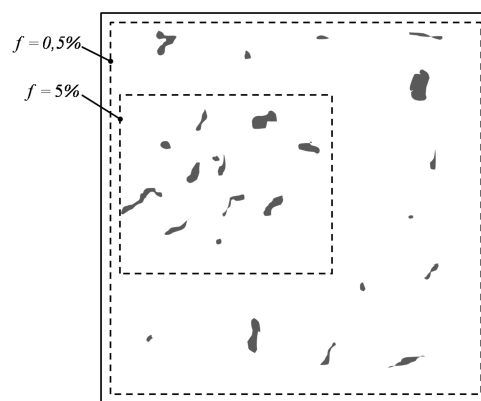


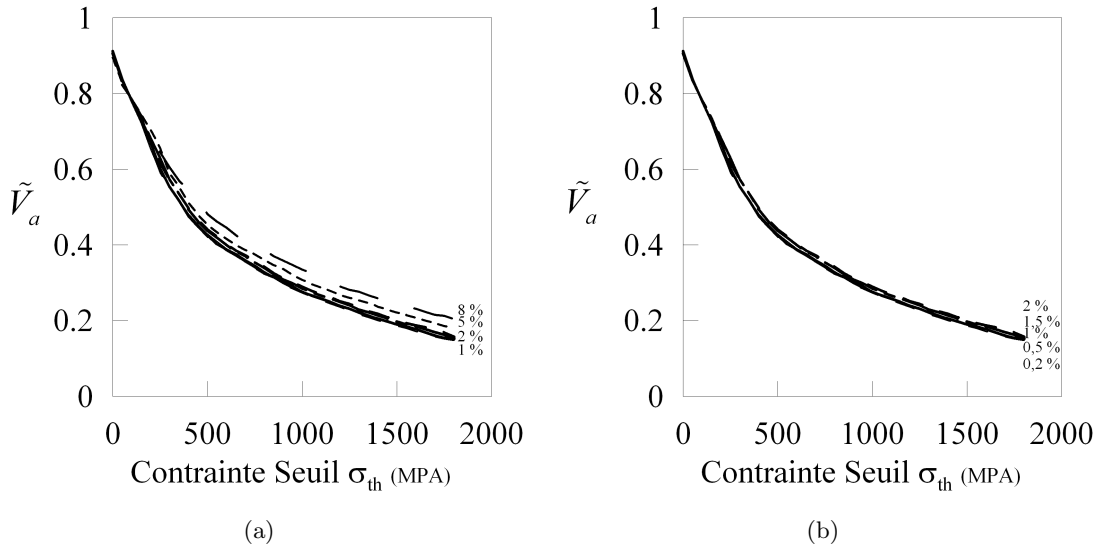
Figure V.34: Schématisation des variations de fraction volumique locale dans l'AA5182.

**Le volume actif** L'influence de la fraction volumique est analysée ici au moyen de l'algorithme présenté dans le chapitre précédent (Chapitre IV). L'évolution du volume actif relatif

( $\tilde{V}_a$ ) est représenté sur les figures V.35 et V.36 pour les différentes valeurs de  $f$  considérées.

Les figures V.35 (a) et (b) illustrent l'évolution de  $\tilde{V}_a$  en fonction de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$ . Pour des valeurs de fraction volumique allant de 1% à 8%, les valeurs de  $\tilde{V}_a$  sont très proches (Figure V.35 (a)). Pour  $f \in [0, 02\%; 2\%]$ , les valeurs de  $\tilde{V}_a$  sont quasi identiques pour toutes les valeurs  $\sigma_{th}$ . La figure V.36 (a) montre l'influence de  $\tilde{V}_a$  en fonction de  $f$  pour trois niveaux de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). Il est possible d'identifier une fraction volumique critique  $f_c$  en dessous de laquelle l'influence de  $f$  sur  $\tilde{V}_a$  est quasi nulle et ce, quelque soit la valeur de  $\sigma_{th}$  (Figure V.36 (a)). Au delà de cette valeur,  $\tilde{V}_a$  évolue de manière linéaire avec  $f$ . **Donc, l'influence de la fraction volumique pour  $f \in [0, 02\%; 2\%]$  est quasi nulle et linéaire pour  $f > 2\%$  :**

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{V}_a}{\partial f} &\approx 0 \quad \text{pour } f \in [0, 02\%; 2\%] \\ \frac{\partial \tilde{V}_a}{\partial f} &= 7, 0.10^{-3} \quad \text{pour } f > 2\% \end{aligned} \quad (\text{V.18})$$

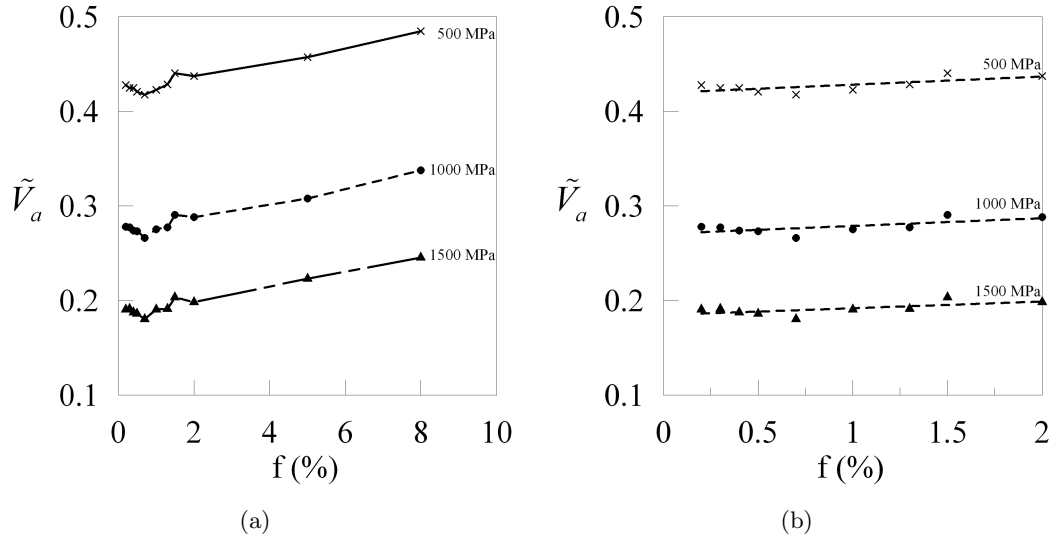


**Figure V.35:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ), (a) pour des fraction volumiques allant de 0,2 à 2 % et (b) pour des fractions volumiques comprises entre 1 et 8 % ( $\dot{\epsilon} = 10s^{-1}$ ).

**Le volume à rupture** Si l'on considère maintenant les volumes correspondants aux différents types de particules décrits précédemment (200, 900 et  $6000 \mu m^3$ ), on peut évaluer l'influence de la fraction volumique sur la rupture des particules intermétalliques. Pour cela, on détermine le volume à rupture ( $V_r$ ) en fonction du niveau de chargement et de la ténacité.

La figure V.37 montre l'évolution du volume à rupture pour les trois volumes moyens considérés auparavant. Les courbes montrent l'évolution de  $V_r$  pour trois valeurs du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) et plusieurs valeurs de la ténacité. Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité de  $K_{1C} = [1; 10]$ . En revanche, seules les courbes  $\tilde{V}_a$  intersectant les courbes  $K_{1C}$  peuvent être représentées sur la figure V.37.

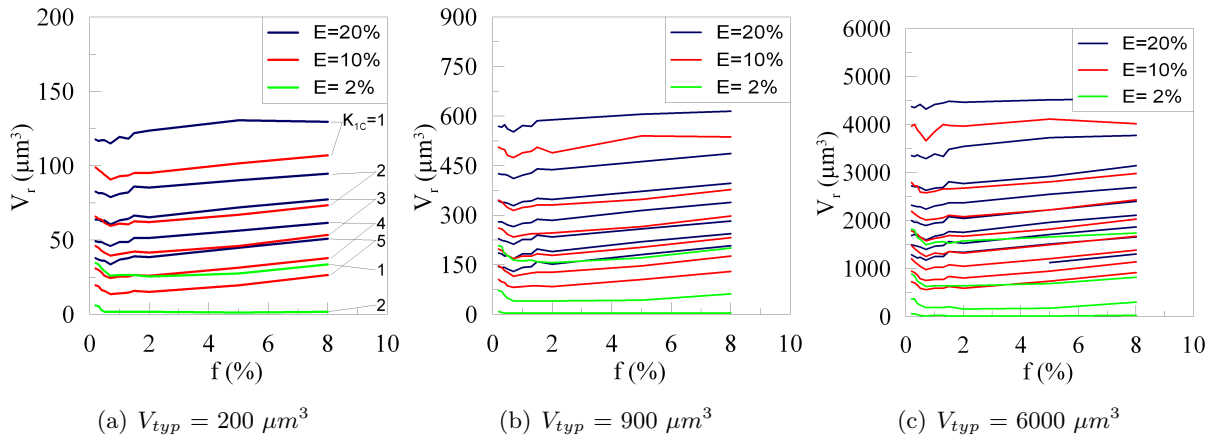
Quel que soit le volume moyen de la population considéré (200, 900 ou  $6000 \mu m^3$ ), l'influence de la fraction volumique sur le volume à rupture est quasi négligeable. Cette remarque



**Figure V.36:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) pour différentes valeurs de la contraintes seuil ( $\dot{\epsilon} = 10s^{-1}$ ).

est d'ailleurs valable pour l'ensemble des niveaux de contrainte représentés. Les effets décrits auparavant sur les volumes relatifs ne sont plus significatifs pour le volume à rupture. Il serait d'ailleurs exagéré de vouloir quantifier plus finement les comportements (plus de valeurs de ténacité et de niveaux de déformation) tant les approximations sont nombreuses.

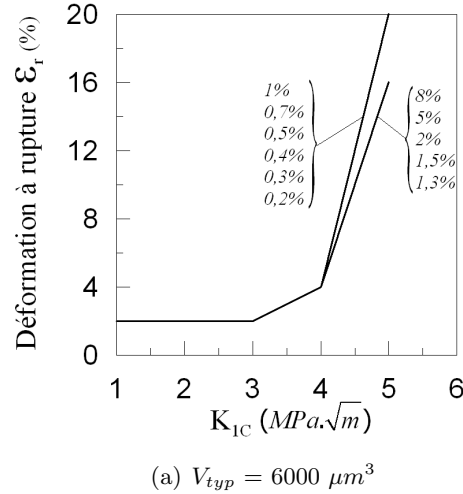
Dans la suite des résultats portant sur l'influence des paramètres, seul un des trois volumes moyen sera représenté ; il sera précisé le cas échéant.



**Figure V.37:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) en fonction des différents volumes moyen ( $V_{typ}$ ) et pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%).

**La déformation à rupture** La figure V.38 représente l'évolution de la déformation à rupture pour la particule testée (particule en « L »). Les conclusions données sur le volume relatif et le volume à rupture sont similaires à celles sur la déformation à rupture. Il n'y a pas

d'influence de la fraction volumique sur la rupture des particules pour un intervalle raisonnable de celle-ci.



**Figure V.38:** Evolution de la déformation à rupture ( $V_r$ ) en fonction de la ténacité pour les différentes valeurs de fraction volumique.

### V.5.3.2 Influence de la ténacité et du volume des particules

Par construction même du critère mécanique, le volume et la ténacité des particules influent sur le comportement à rupture des particules. La figure V.39 présente l'évolution du volume physique pour trois valeurs du volume moyen de particule ( $V_{typ} = 200, 900, 6000 \mu m^3$ ) et plusieurs valeurs de ténacité ( $K_{1C} = \llbracket 2; 6 \rrbracket$ ).

Logiquement, si le volume moyen des particules ( $V_{typ}$ ) augmente, le volume physique augmente également. L'influence sur le volume à rupture n'est alors plus la même (Figure V.39). Plus le volume est élevé, plus l'influence d'une variation de la ténacité est faible (Figure V.39). L'incertitude sur la valeur de la ténacité a d'autant moins d'influence que le volume physique est grand.

Une augmentation du volume des particules s'accompagne par une augmentation du volume à rupture. Ces effets de tailles sont importants. Ils décrivent les changements de propriétés statistiques de rupture. Pour le modèle mécanique présenté, on doit s'attendre à une décroissance de la déformation à rupture (ou contrainte à rupture) puisque la probabilité d'observer un défaut de taille critique augmente avec la taille des particules. La forme de cette décroissance dépend de la forme et de l'intensité du champs de contraintes (forme de la courbe  $V_{phy} = \tilde{V}_a \cdot V_{typ}$ ) et de la ténacité.

Enfin, la difficulté d'obtenir des valeurs précises de ténacité pour les particules intermétalliques est importante et justifie le fait d'utiliser un intervalle de valeurs raisonnable pour



l'analyse mécanique. Mais sous ces conditions il est parfois difficile de déterminer exactement le comportement d'une particule.

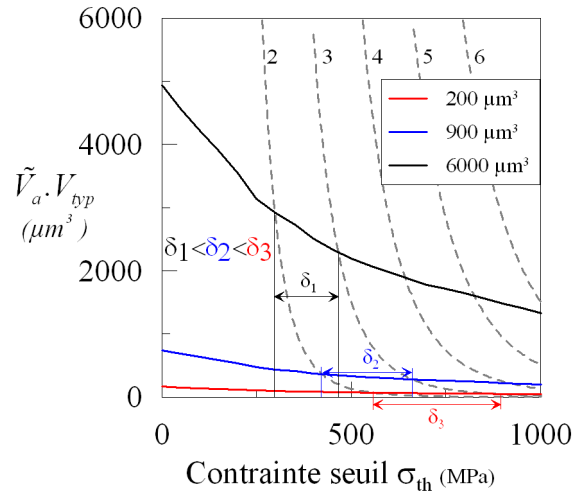


Figure V.39: Influence du volume moyen des particules et de la ténacité sur le volume à rupture ( $V_r$ ).

### V.5.3.3 L'orientation des particules

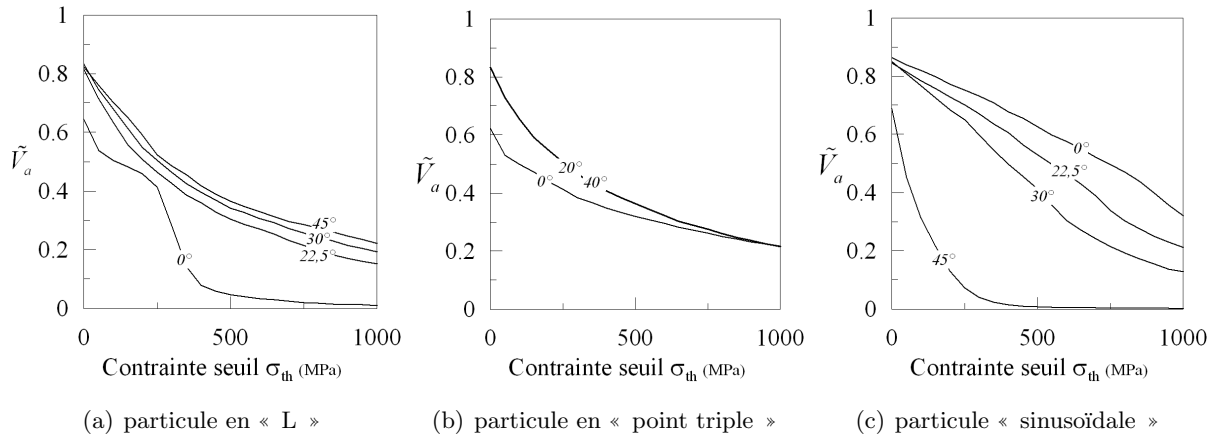
L'objectif dans ce paragraphe est de décrire l'influence de l'orientation des particules dans la matrice sur les volumes actifs, les volumes à rupture ainsi que les déformations à rupture. Les mêmes particules (cas a, c et d sur la figure V.15) que celles utilisées lors de l'étude qualitative sont testées dans cette partie. L'intérêt est de mettre en parallèle les différents mécanismes décrits dans l'analyse qualitative avec les résultats obtenus sur les volumes actifs. L'orientation ayant une forte influence sur les différents modes de rupture, il sera intéressant de vérifier si cela est toujours valable sur l'étude des volumes.

**Le volume actif** L'analyse qualitative des mécanismes de déformation laisse présupposer que l'orientation des particules a une influence significative sur les volumes actifs. En effet, la figure V.40 montre l'influence de  $\theta$  sur les trois particules « modèles » (a,c et d dont les caractéristiques géométriques sont données par les valeurs références). Dans le cas de la particule en forme de « L », l'identification des deux mécanismes de déformation décrits auparavant est assez nette (Figure V.40 (a)). L'évolution du volume relatif est très semblable pour les orientations 22,5 ; 30° et 45°. Pour ces trois orientations l'évolution est très régulière. Cela signifie que la concentration de contrainte est confinée. En revanche, on constate un palier sur l'évolution du volume relatif. Les cartographies de contrainte montrent une zone de concentration très homogène dans la branche inférieure qui explique cette décroissance très particulière du volume relatif (Figure V.40 (a)).

La corrélation entre les conclusions de l'analyse qualitative des mécanismes et l'étude des volumes relatifs est aussi valable pour les particules « point triple » et « sinusoïdale ». Pour la

particule en forme de « point triple », le comportement mécanique étant très similaire pour les trois orientations, les évolutions de volumes relatifs sont très semblables (Figure V.40 (b)). Enfin en ce qui concerne la particule de forme « sinusoïdale », l'orientation  $\theta = 45^\circ$  étant beaucoup moins sollicitante que les trois autres ( $0^\circ$ ,  $22,5^\circ$  et  $30^\circ$ ), le volume relatif est beaucoup plus important.

Pour conclure sur ce point, il est intéressant de souligner la bonne similitude entre les résultats de l'analyse qualitative avec l'analyse des volumes relatifs. Il est désormais possible de quantifier l'influence des différents types de mécanismes de déformation sur les particules.

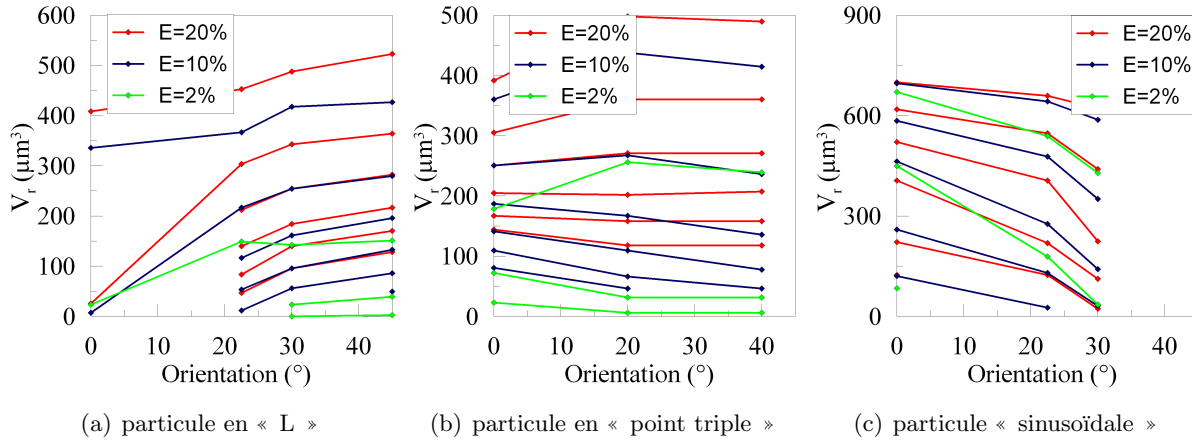


**Figure V.40:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour différentes orientations. Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références.

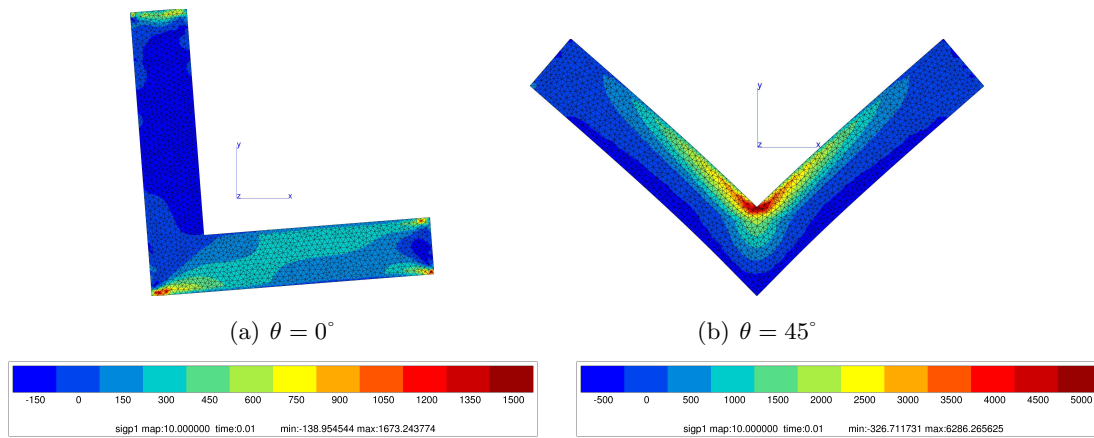
**Le volume à rupture** La figure V.41 montre l'évolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour les trois particules modèles. Comme pour le volume relatif, les tendances sont les mêmes. Les comportements sont très différents suivants la nature et l'orientation de la particule.

La figure V.41 (a) montre l'influence de l'orientation sur la particule en « L ». Quelque soit le niveau du chargement et de la ténacité, la particule orientée à  $\theta = 0^\circ$  soumise à une sollicitation de traction est difficile à rompre. En effet, pour  $\theta = 0^\circ$  le volume  $V_r$  est très faible. Et, plus le volume à rupture est élevé plus il y a de chance que la particule se rompe. Dans ce cas, la sollicitation de flexion est donc plus favorable à la propagation d'un défaut que la traction. De plus, si l'on observe les cartographies de contraintes principales maximales, on constate que pour le même niveau de sollicitation, le champ de contraintes dans la particule est beaucoup plus faible pour une orientation de  $0^\circ$  (Figure V.42). La particule en forme de « point triple » n'est pas très sensible à son orientation. En fait, quelque soit la valeur de l'angle d'orientation, une sollicitation de flexion apparaît dans l'une ou l'autre des branches (Figure V.43). C'est pourquoi il n'y a pas de réelles différences dans l'évolution de  $V_r$  pour cette particule. Enfin, dans le cas de la particule sinusoïdale (Figure V.41 (c)),  $\theta$  a une influence très importante. Plus la valeur de  $\theta$  est grande, plus la matière « s'écoule » facilement autour de la particule. La particule se trouve alors beaucoup moins sollicitée. En conséquence, il est très difficile de rompre ce type de

particule pour des valeurs de  $\theta$  élevées. Or, pour la particule en forme de sinusöide, l'angle  $\theta$  a tendance à diminuer pendant la déformation. La particule sinusöidale tout comme la particule en « L » a donc tendance à se mettre dans une position de sollicitation maximale.



**Figure V.41:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différent niveau du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction de l'orientation. Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de  $K_{1C} = [1; 10]$ . Le volume moyen est égale à  $900 \mu\text{m}^3$ .



**Figure V.42:** Courbes iso -  $\sigma_{p1}$  dans la particule « modèle » en forme de « L » pour une déformation de 20%.

**La déformation à rupture** La figure V.44 illustre l'influence de l'orientation sur la déformation à rupture pour les trois particules modèles. Les tendances décrites sur les volumes relatifs et à rupture sont également valables pour la déformation à rupture. En effet, l'évolution de  $\varepsilon_r$  est très différente suivant la nature et l'orientation de la particule. La particule en forme de « L » (avec  $\phi = 90^\circ$ ), sollicitée en traction pour  $\theta = 0^\circ$  et en flexion pour les autres orientations, est beaucoup plus facile à rompre pour ces orientations que pour  $\theta = 0^\circ$  (Figure V.44 (a)). La figure V.44 (a) la déformation à rupture augmente beaucoup plus vite pour  $\theta = 0^\circ$  que pour les

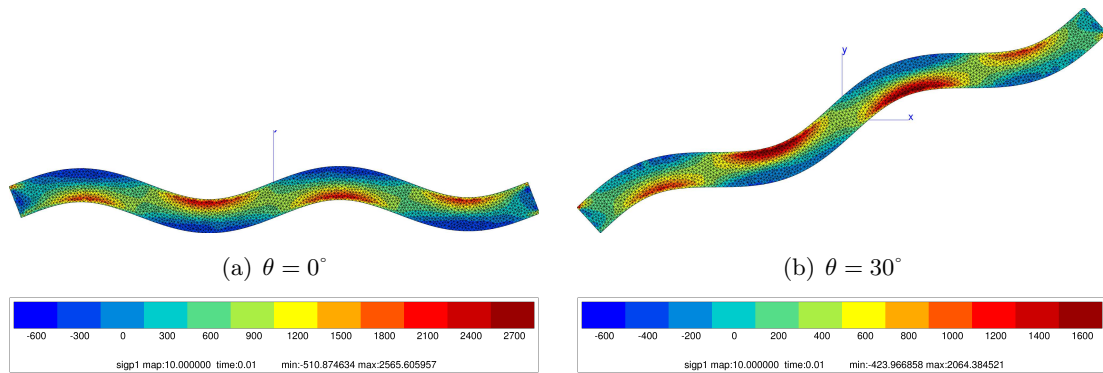


Figure V.43: Courbes iso- $\sigma_{p1}$  dans la particule sinusoïdale pour une déformation de 20%.

trois autres orientations. Lorsque que l'on augmente la ténacité de la particule, le volume actif n'est plus suffisant pour permettre la rupture de la particule.

Dans le cas de particules avec un nombre de branches plus élevé, le comportement devient plus « isotrope ». Le remplissage entre les branches équilibre en quelque sorte le champ de contraintes. La déformation à rupture  $\varepsilon_r$  est alors identique pour les différentes orientations testées sur la figure V.44 (c). Le palier observé sur les trois courbes de la figure (c) signifie que pour des faibles ténacités, la particule aura beaucoup de chance de se rompre pendant les premiers stades de laminage.

Enfin, les particules sinusoïdales sont très sensibles à l'orientation vis-à-vis du chargement. Pour ces particules plutôt « planes », le remplissage ne se produit pas. Dans ce cas, l'orientation de la particule joue un rôle important. La déformation à rupture est donc très faible lorsque  $\theta = 0^\circ$  et très grande pour  $\theta = 45^\circ$  (Figure V.44 (c)). Il est même très difficile pour cette dernière orientation de rompre la particule (point rouge sur la figure V.44 (b)).

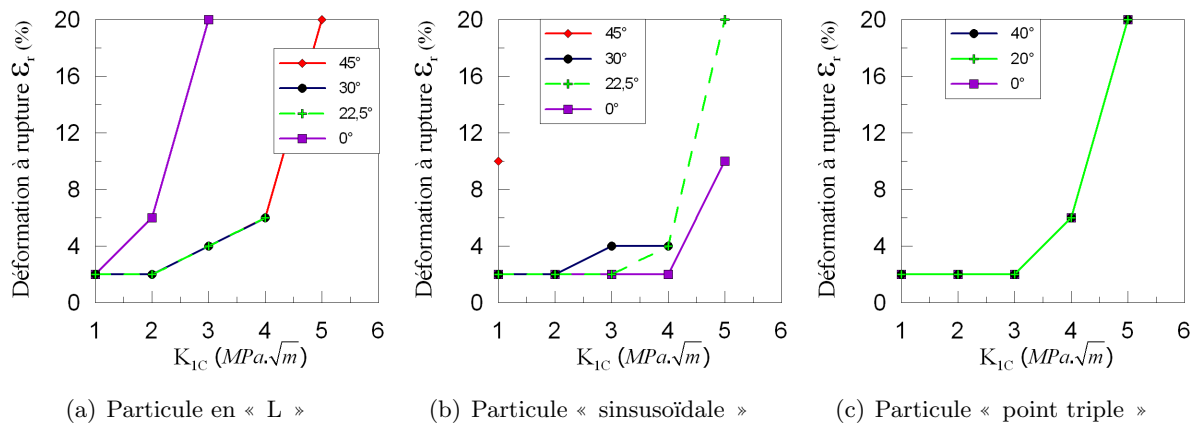
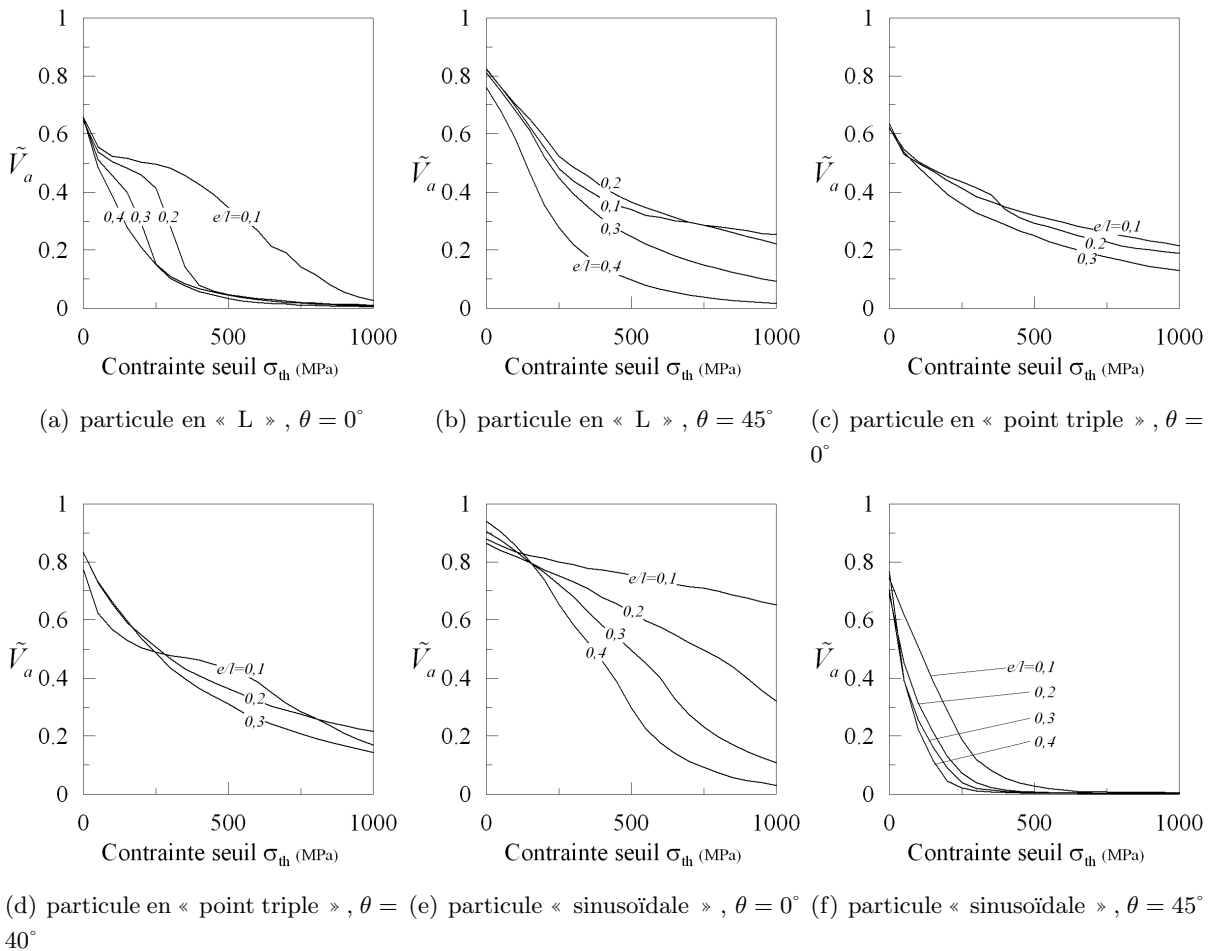


Figure V.44: Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes orientations de particules.

### V.5.4 Influence des paramètres de forme communs à toutes les particules

#### V.5.4.1 Le facteur d'élanement $\frac{e}{l}$

**Le volume actif** Le facteur d'élanement est un paramètre important puisque qu'il permet de décrire des particules tantôt massives, tantôt fines et élancées. La figure V.45 illustre l'évolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) sur les trois particules « modèles » (a,c et d dont les caractéristiques géométriques sont données par les valeurs références). Les valeurs prises par le facteur d'élanement ( $\frac{e}{l}$ ) sont notées sur les courbes de la figure V.45. Pour chacune des particules, deux orientations aux comportements très différents (Cf. paragraphe sur l'influence de l'orientation). sont représentées. De manière générale, l'influence du facteur d'élanement est significative. Les orientations les plus sollicitantes (Cf. paragraphe sur l'influence de l'orientation) accentuent ce phénomène. Les particules ayant le facteur d'élanement le plus faible ont les volumes relatifs les plus élevés. Autrement dit, ce sont les particules fines et élancées qui sont les plus sollicitées et donc qui ont le plus de chance de se rompre.



**Figure V.45:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour différentes valeurs du rapport d'élanement. Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références.

**Le volume à rupture** La figure V.46 montre l'évolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour les trois particules modèles. L'augmentation du facteur d'élanement a pour conséquence de diminuer la taille et le niveau de contrainte des zones de concentrations de contraintes dans les particules. Les observations réalisées sur les volumes relatifs de la figure V.45 permettent de comprendre les évolutions de  $V_r$  sur la figure V.46. Le volume relatif étant sensible au facteur d'élanement,  $V_r$  est donc aussi dépendant de  $\frac{\epsilon}{l}$ . Sur les orientations les plus sollicitantes, l'effet de  $\frac{\epsilon}{l}$  sur les volumes relatifs est très marqué. En conséquence, dans ces cas précis (Figure V.46 (a), (b) (e) et (f)), le volume à rupture diminue si le facteur d'élanement augmente. On remarquera sur la figure V.46 (f), l'absence de courbes. Cela rejoint les commentaires réalisés dans le paragraphe précédents sur l'influence de l'orientation ( $\theta$ ) et le fait que la matière s'écoule « quasi librement » autour de la particule sinusoidale. La configuration en « point triple » est beaucoup moins sollicitante, dans ce cas (V.46 (c) et (d)) l'influence de  $\frac{\epsilon}{l}$  sur le volume à rupture est moindre.

Pour conclure, il est plus difficile de rompre les particules « épaisses » que les particules plus « fines » et élanées de même volume.

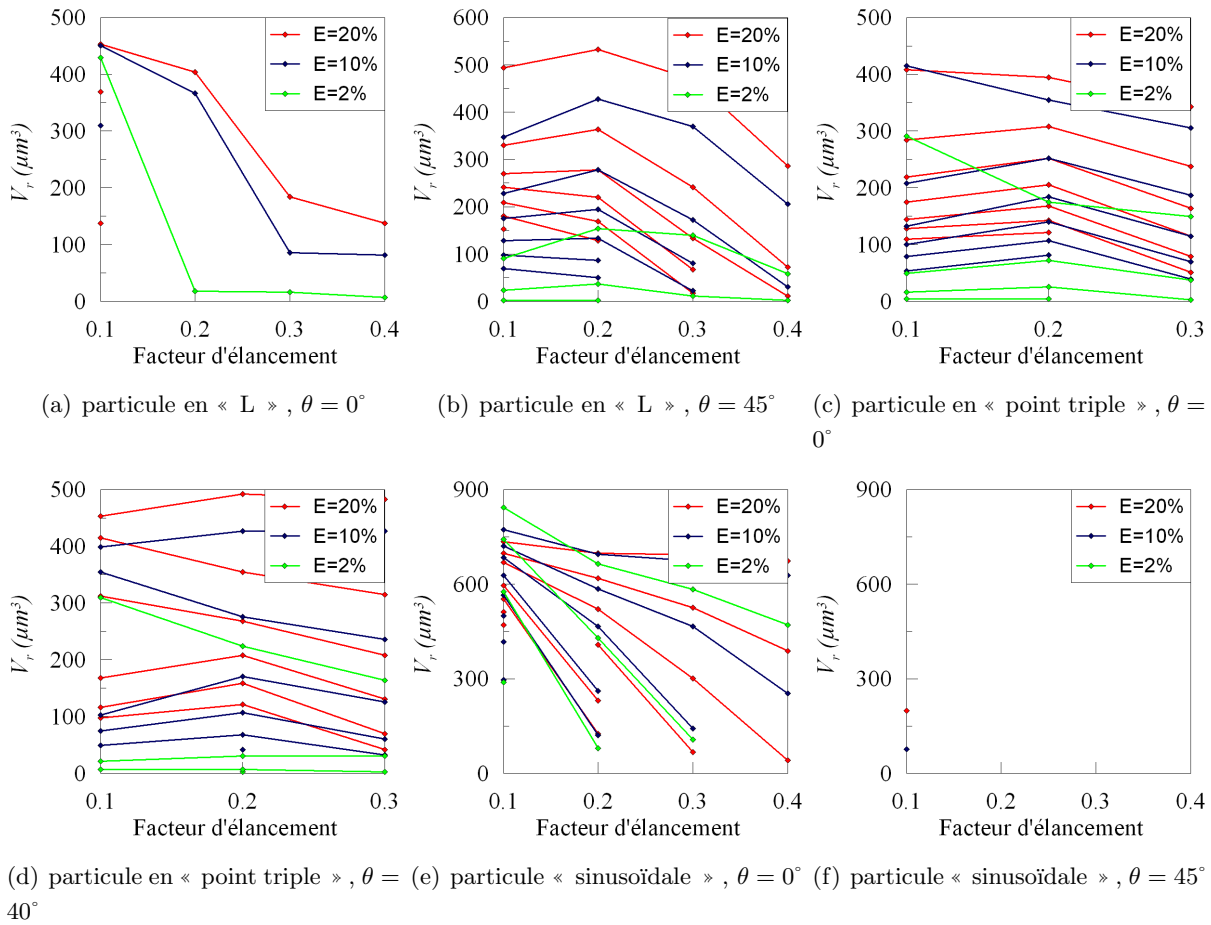
**La déformation à rupture** La figure V.47 donne l'évolution de la déformation à rupture pour plusieurs valeurs du facteur d'élanement dans le cas des trois particules modèles. De manière générale, la figure V.47 montre que les particules minces et élanées (facteur d'élanement faible) sont les plus faciles à rompre. Dans ce cas, l'augmentation de la déformation à rupture avec la ténacité est plus rapide pour des valeurs de  $\frac{\epsilon}{l}$  élevées (Figures V.47 (a) et (c)). Pour la particule en forme de « point triple » l'influence de l'épaisseur sur le volume relatif est très faible. Il n'y a donc pas de différences entre les courbes de la figure V.47 (b).

#### V.5.4.2 Le nombre de branches

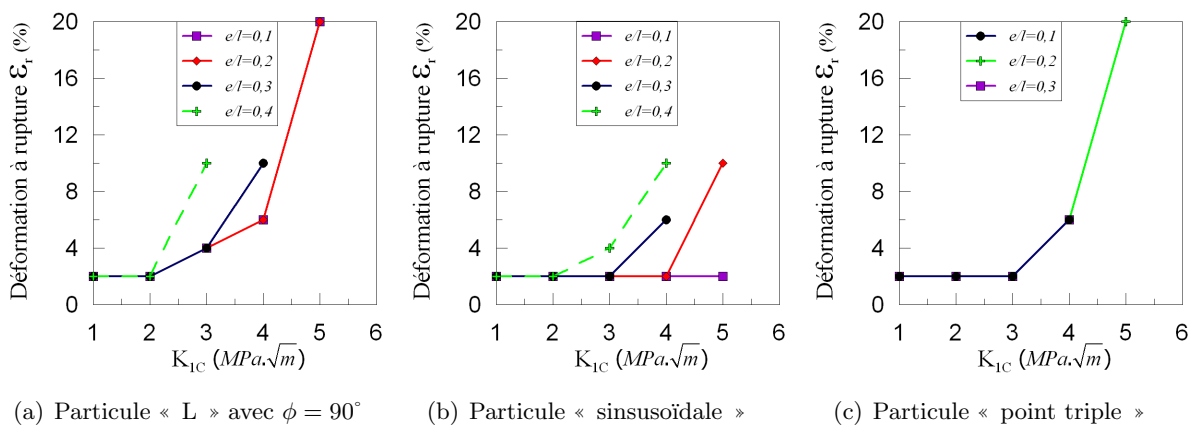
**Le volume actif** D'après les conclusions de l'analyse qualitative, un nombre de branches « élevé » (3 branches) permet d'équilibrer le remplissage de la matière. Dans ce cas les différentes orientations testées influent peu sur le champ de contrainte de la particule. On constate d'ailleurs que le volume relatif est peu affecté par l'orientation dans le cas de 3 branches ( $N_b = 3$ , courbe pointillée sur la figure V.48).

Dans le cas où la particule n'est composée que de deux branches, on constate que l'orientation a plus d'influence sur la forme et l'intensité du champ de contrainte et donc sur le volume relatif (courbe continue sur la figure V.48). En effet, les mécanismes étudiés dans l'analyse qualitative ont montré que, dans ce cas, les efforts sur la particule donnent lieu à un couple de rotation.

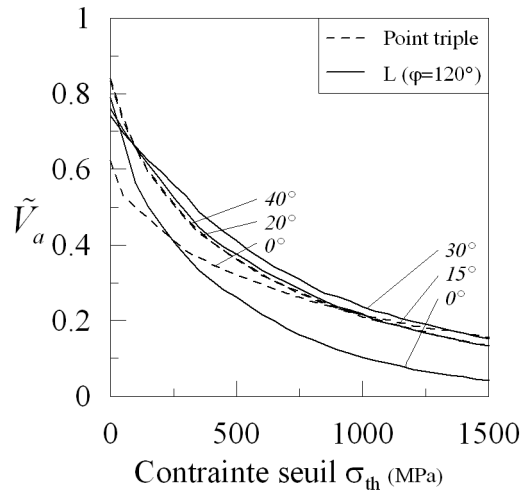
**Le volume à rupture** Les conclusions sur le volume à rupture sont donc immédiates. En effet, la figure V.49 (b) met en avant une faible dépendance de  $V_r$  vis-à-vis de l'orientation dans le cas de 3 branches ( $N_b = 3$ ). Dans le cas de 2 branches ( $N_b = 2$  sur la figure V.49 (a)), l'effet de l'orientation est plus marquée surtout pour l'orientation particulière  $\theta = 0^\circ$ .



**Figure V.46:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction du facteur d'élongement. Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de  $K_{1C} = [1; 10]$ . Le volume moyen est choisi égale à  $900 \mu\text{m}^3$ .

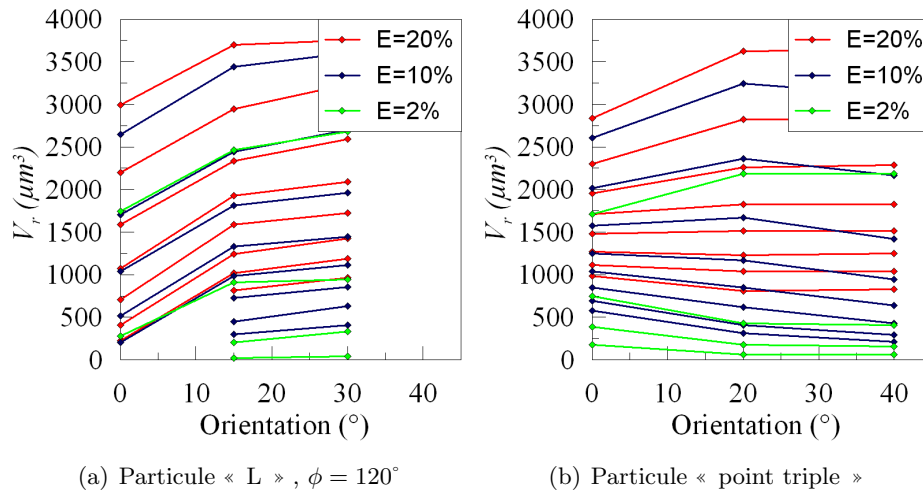


**Figure V.47:** Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes épaisseurs de particules.



(a) Particule « point triple » et « L » ( $\phi = 120^\circ$ )

**Figure V.48:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour deux valeurs du nombre de branches ( $N_b$ ). Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références.



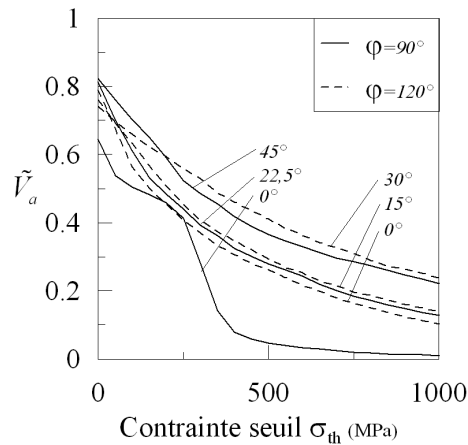
(a) Particule « L »,  $\phi = 120^\circ$

(b) Particule « point triple »

**Figure V.49:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différent niveau du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction du nombre de branches ( $N_b$ ). Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de  $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est égal à  $6000 \mu\text{m}^3$ .

**La déformation à rupture** La figure V.50 montre l'influence du nombre de branches sur la déformation à rupture. Dans ce cas, il est plus difficile de conclure sur l'influence réelle du nombre de branches. Il semblerait que plus le nombre de branches est élevé moins l'orientation à d'influence sur le champ de contraintes.

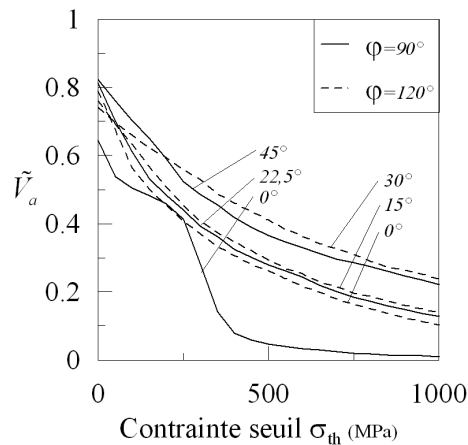




**Figure V.50:** Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes épaisseurs de particules.

### V.5.4.3 L'angle d'ouverture

**Le volume actif** L'angle d'ouverture a une influence sur le champ de contrainte. L'effet de « remplissage » est favorisé pour des valeurs élevées de l'angle d'ouverture. Cependant, cet angle d'ouverture est directement conditionné par la taille et la forme des grains. Bien entendu, des valeurs de  $\phi$  faibles ( $\leq 90^\circ$ ) sont peu réalistes si l'on prend en compte la microstructure du matériau. En revanche, même si l'angle d'ouverture a une influence sur le volume relatif (Figure V.51), l'orientation de la particule ( $\theta$ ) est plus importante.

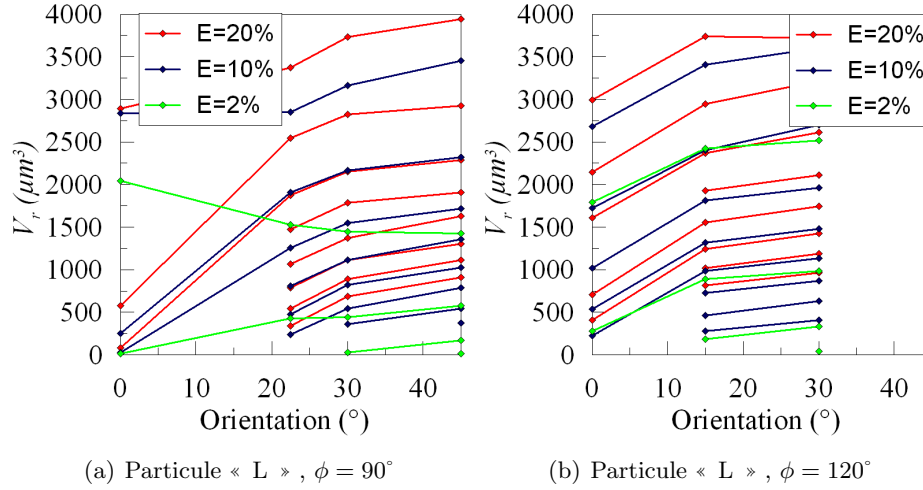


(a) Particule « point triple » et « L » ( $\phi = 120^\circ$ )

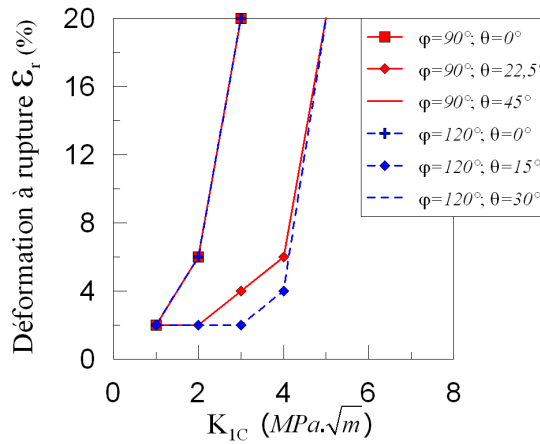
**Figure V.51:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour deux valeurs de l'angle d'ouverture ( $\phi$ ). Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références.

**Le volume à rupture et la déformation à rupture** Compte tenu des observations faites sur le volume relatif, on peut conclure aux mêmes observations sur le volume et la déformation

à rupture. L'angle d'ouverture a une influence non négligeable sur ces paramètres (Figures V.52 et V.53). Mais l'orientation reste un paramètre prépondérant pour la rupture des particules.



**Figure V.52:** Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction de l'angle d'ouverture ( $\phi$ ). Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de  $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est égal à  $6000 \mu\text{m}^3$ .



(a) Particule « point triple »

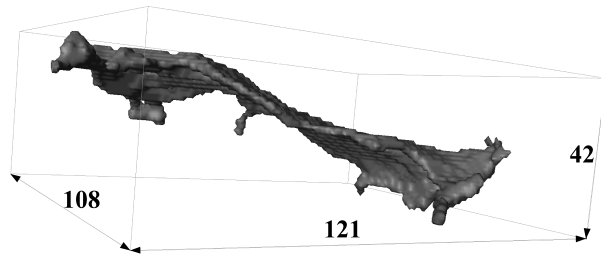
**Figure V.53:** Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture et différentes orientations des particules.

## V.5.5 Influence des paramètres de forme particuliers aux particules de forme sinusoïdale

### V.5.5.1 Le nombre de demi périodes

**Le volume relatif, le volume et la déformation à rupture** Modifier le nombre de période des particules « sinusoïdales » conduit aux mêmes observations que celles réalisées sur l'influence du facteur d'élanement. En effet, pour des valeurs d'amplitude plutôt faibles (c'est le cas ici), plus la valeur de  $T$  est élevée, plus l'élanement de la particule est important (Figure V.54). A priori, si l'élanement est important ( $T = 2$ ), la particule a plus de chance de se rompre.

La figure V.55 (a) donne l'évolution du volume relatif pour deux particules « sinusoïdales » orientée à  $0^\circ$ . On constate que plus  $T$  est élevé, plus le volume relatif est important. En conséquence, pour des valeurs élevées de  $T$ , le volume et la déformation à rupture sont plus importants. Les particules sont donc plus faciles à rompre.

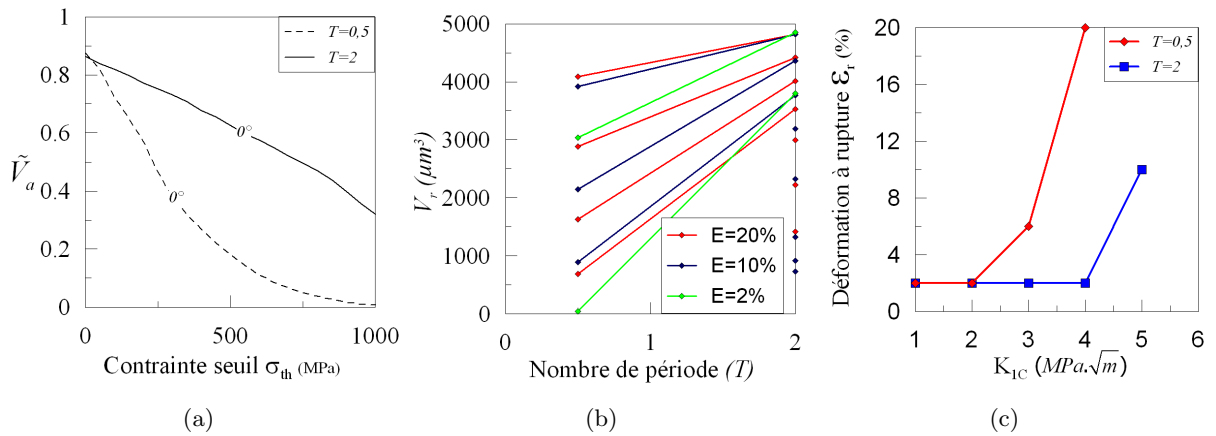


**Figure V.54:** Exemple d'une particule « réelle » dont la forme se rapproche d'une particule modèle de forme « sinusoïdale ». Pour cette particule élancée, la valeur de  $T$  est élevée ( $\approx 1$ ). Le volume ( $V_p$ ) de la particule est de 15566 voxels ( $5339 \mu\text{m}^3$ ). Les dimensions de la boîte englobante sont données en voxels (résolution : 1 voxel  $\rightarrow 0,7 \mu\text{m}^3$ ).

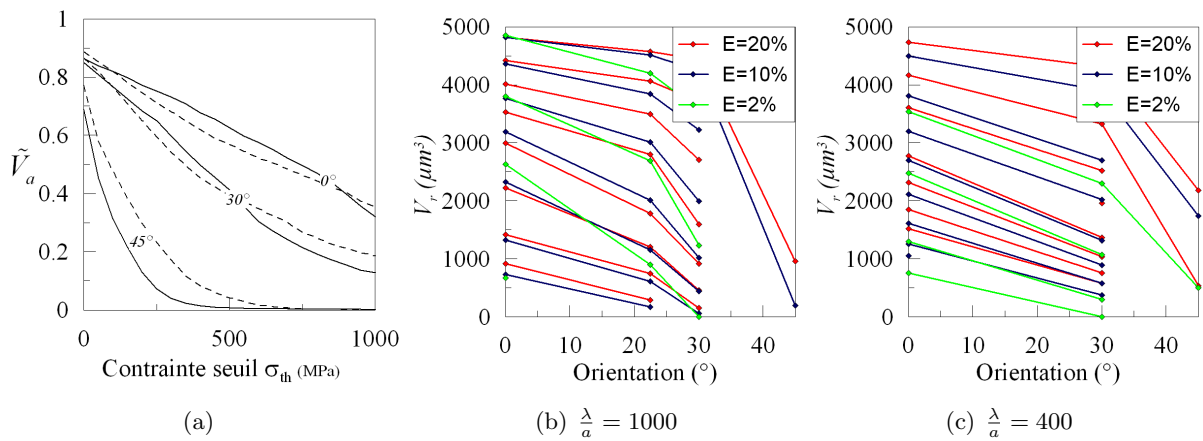
### V.5.5.2 Le second facteur d'élanement $\frac{\lambda}{a}$

**Le volume relatif, le volume et la déformation à rupture** Ce second facteur de forme est également conditionné par la microstructure (forme et arrangement des grains primaires d'aluminium). Pour une valeur donnée du premier facteur d'élanement ( $\frac{\epsilon}{a}$ ), on constate que le facteur  $\frac{\lambda}{a}$  n'a que peu d'influence sur le volume relatif pour les différentes orientations testées (Figure V.56 (a)). Même pour des fortes valeurs de  $\frac{\lambda}{a}$  (particules très « planes » correspondantes au cas de référence), la particule est déjà soumise à des contraintes de flexion dans les zones de fortes courbures (Figure V.57 (a)). La sollicitation est de même nature pour des valeurs de  $\frac{\lambda}{a}$  plus faibles (Figure V.57 (b)).

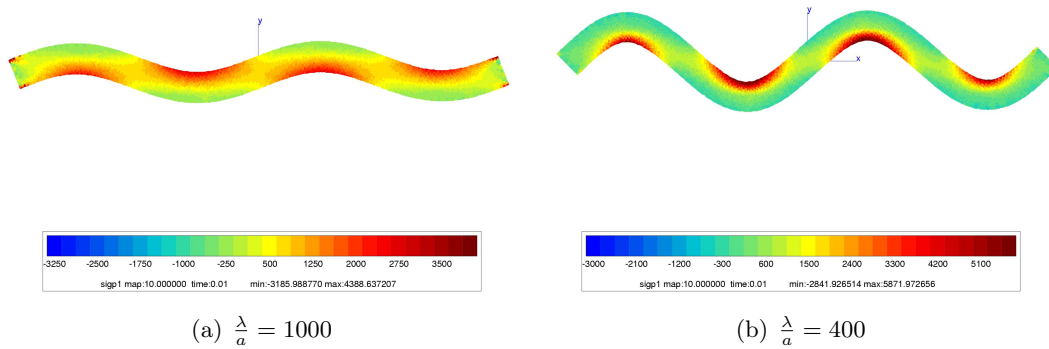
Dans ces conditions, les conséquences sur le volume et la déformation à rupture sont faibles. En effet, on constate bien sur les figures V.56 (b) (c) et V.58 que le deuxième facteur d'élanement a très peu d'influence.



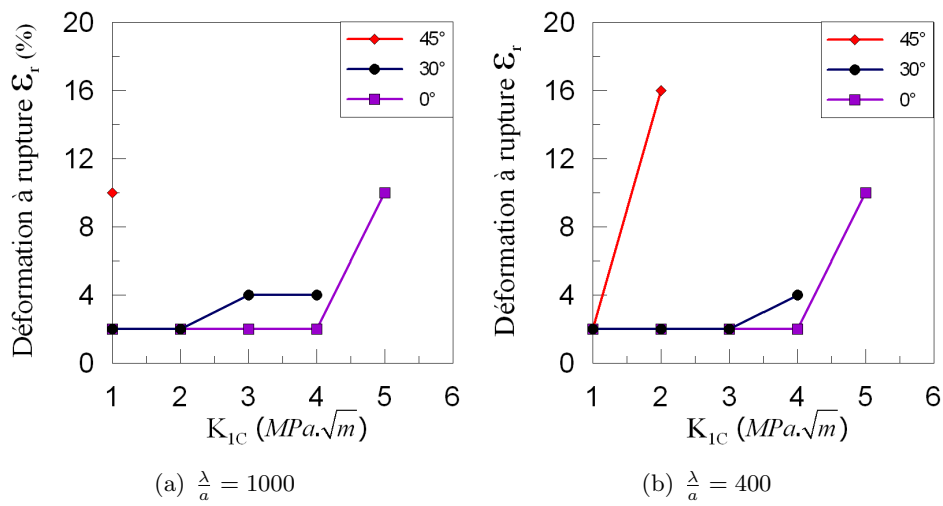
**Figure V.55:** (a) Evolution du volume relatif, (b) du volume à rupture et (c) de la déformation à rupture dans des particules « sinusoidales » pour deux valeurs de  $T$ . Les configurations testées correspondent à une orientation  $\theta$  de  $0^\circ$ . Tous les paramètres géométriques, excepté ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références.



**Figure V.56:** (a) Evolution du volume relatif, (b) et (c) des volumes à rupture dans des particules « sinusoidales » pour deux valeurs de  $\frac{\lambda}{a}$ . Tous les paramètres géométriques, excepté ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références.



**Figure V.57:** Champs de contrainte principale maximale dans les particules « sinusoidales » pour deux valeurs de  $\frac{\lambda}{a}$ .



**Figure V.58:** Evolution de la déformation à rupture dans des particules « sinusoidales » pour deux valeurs de  $\frac{\lambda}{a}$ . Tous les paramètres géométriques, exceptés ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références.

## Conclusion : bilan sur l'influence des différents paramètres

Dans ce chapitre, nous avons essayé d'estimer l'influence des champs de contraintes locaux sur la rupture des particules en fonction de nombreux paramètres. Nous tenons à souligner que la détermination du nombre et de la nature des paramètres à prendre en compte n'est pas triviale. Bien que cette analyse s'appuie sur l'expérience acquise lors de précédentes études (Baldacci, 2003; Baldacci *et al.*, 2003; Parra-Denis *et al.*, 2006; Parra-Denis, 2007), le manque de connaissances sur la nature même des intermétalliques constitue un vrai écueil. En particulier, l'absence de valeurs précises sur les propriétés mécaniques des intermétalliques impose de faire varier ces valeurs et d'en étudier l'influence sur chacun des paramètres.

Nous nous sommes attachés à positionner le problème de la rupture des particules intermétalliques vis à vis de la littérature. D'ailleurs, on constate que peu de travaux abordent le cas des particules non convexes. Et, même dans ce cas, ce sont les effets engendrés par la présence de particules de formes complexes sur la matrice qui sont abordés. Le peu de travaux portant sur les particules complexes met en évidence le manque de méthodes adaptées pour traiter ce type de problèmes (champs locaux).

Après avoir positionné notre problème par rapport aux études existantes, une description précise du modèle mécanique a été faite. Un soin particulier a été apporté à la description et au choix des paramètres à étudier. D'ailleurs, au vu des conclusions établies sur chacun des paramètres, il est temps de revoir le classement établi préalablement. En effet, il semblerait plus judicieux d'adopter 4 classes de paramètres portant sur différents aspects :

- le chargement :
  - la vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}$ ,
  - la déformation macroscopique  $\varepsilon$ ,
- le matériau :
  - le rapport des modules de Young  $r$ ,
  - la contrainte d'écoulement  $\sigma_0$ ,
  - la fraction volumique  $f$ ,
  - la ténacité  $K_{1C}$ ,
  - le volume des particule  $V_p$ ,
- la forme :
  - les facteurs d'élanement  $\frac{e}{l}$ ,  $\frac{e}{a}$  et  $\frac{\lambda}{a}$ ,
  - l'angle d'ouverture  $\phi$  et le nombre de branche  $N_b$ .
- l'orientation :
  - l'orientation des particules  $\theta$ .

## V.5.6 Paramètres liés au chargement

### V.5.6.1 La déformation macroscopique

**Influence mécanique** La déformation macroscopique imposée à la cellule est le premier paramètre influant puisqu'il est à l'origine des concentrations de contraintes. Cependant, augmenter le niveau de déformation n'a d'effet sur la rupture des particules que pendant les premiers stades de déformation. En effet, si les particules ne se rompent pas pendant les premiers stades de déformations elles ont peu de chance de se rompre ensuite (Baldacci, 2003). On a pu constater que la déformation à rupture tend vers une asymptote verticale. Cette remarque abonde dans le sens de l'affirmation précédente.

**Conséquences** La rupture des particules se déroule essentiellement pendant les premiers stades de laminage à chaud. Les observations expérimentales vont dans ce sens.

### V.5.6.2 La vitesse de déformation

**Influence mécanique** L'effet de la vitesse de déformation appliquée à la matrice sur les champs de contraintes à l'intérieur des particules est négligeable. Ce résultat est d'ailleurs valable pour une gamme de vitesse de déformation allant bien plus loin (jusqu'à  $100s^{-1}$ ) que les valeurs standard utilisées en laminage à chaud. Cependant, l'influence de la vitesse de déformation a été évaluée pour une fraction volumique de  $f = 1\%$ . Cette valeur correspond tout a fait aux proportions de seconde phases observées dans l'AA5182. Mais, dans le cas d'amas de particules, la fraction volumique locale peut augmenter considérablement. Et, dans ce cas, il n'est pas du tout sûr que la vitesse de déformation n'ait pas d'influence. En effet, dans le cas d'amas des localisations de déformations apparaissent sur plusieurs distances de particules. Ce point n'a pas été étudié dans ce manuscrit mais pourrait faire l'objet d'une étude ultérieure.

**Conséquences** La vitesse de déformation n'a pas d'influence notable sur les champs de contraintes pour des valeurs raisonnables compte tenu de la rupture des particules intermétalliques. C'est pourquoi faire varier la vitesse de déformation lors du laminage n'aurait pas d'effet significatif sur la rupture des particules.

## V.5.7 Paramètres liés au matériau

### V.5.7.1 Le rapport des modules de Young

**Influence mécanique** L'étude portant sur l'influence mécanique du rapport des modules de Young a d'abord permis de mettre en défaut l'étude portant sur la recherche de maxima locaux de contraintes dans les particules. En effet, si l'on arrive à connaître la position à *priori* des maxima locaux, il est possible d'étudier l'influence des paramètres sur les champs de contraintes à l'intérieur des particules (Baldacci *et al.*, 2003). Cependant, si ces positions sont mal définies,

ce type d'approche a des effets pervers, la prise en compte des maxima se fait par le biais des artefacts de contraintes (qui peuvent être nombreux dans les particules intermétalliques).

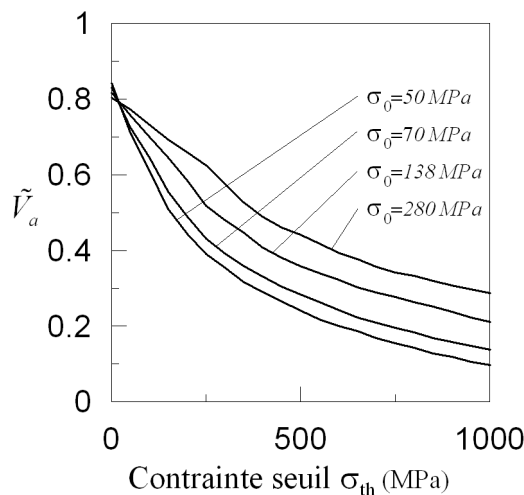
La technique développée au chapitre IV passe outre ces problèmes. Une analyse « aveugle » ou automatisée du champs de contrainte pourra alors être réalisée (aspect intéressant pour les particules de formes « réelles » ). L'étude de l'influence du rapport des modules  $r$  montre que celui-ci a un effet non négligeable compte tenu de l'ampleur de l'intervalle testé ( $r = 1$  à  $100$ ). Pour des valeurs proches des intermétalliques, l'influence de  $r$  reste modérée.

**Conséquences** Ce dernier point est intéressant car il permet de prendre en compte, entre autre, les variations locales de composition chimique ( $Al_3Fe$  à  $Al_6Fe$ ) des intermétalliques (Cf. cliché ALCAN dans le chapitre I).

### V.5.7.2 La contrainte d'écoulement

**Influence mécanique** Le comportement de la matrice a-t-il un effet sur les champs de contraintes locaux dans les particules? Si l'on observe l'effet de la contrainte d'écoulement sur les volumes relatifs (Figure V.59), on constate qu'il n'y a aucune influence de celle-ci pour une variation importante de  $\sigma_0$ . Cependant, les effets de la matrice sur la rupture des particules restent limités pour des fluctuations raisonnables compte tenu de la physique du problème.

**Conséquences** Des variations locales de comportement de la matrice n'ont donc pas d'incidence direct sur le problème de la rupture des particules. Un changement de température restant dans le domaine viscoplastique pendant le laminage à chaud aura des effets négligeables.



**Figure V.59:** Influence de la contrainte d'écoulement  $\sigma_0$  de la matrice sur les volumes relatifs. Résultats correspondant à une particule en « L » orientée à  $45^\circ$  dont les paramètres de formes sont ceux de références.



### V.5.7.3 La fraction volumique

**Influence mécanique** La fraction volumique est un paramètre important à plusieurs égards. On a pu voir que des variations locales de celle-ci pourraient avoir des répercussions sur d'autres paramètres, *i.e.* vitesse de déformation. En effet, la matrice d'aluminium subit de grandes déformations et des localisations de déformations importantes. La fraction volumique locale peut alors jouer un rôle important. Les études décrites auparavant permettent clairement d'identifier une fraction volumique critique  $f_c$  de transition. Cette transition se situe autour de 2%. Au delà, l'effet de  $f$  n'est plus négligeable. L'influence des intermétalliques est directement liée à la proportion de particules de seconde phase au delà de 2%. Dans le cas des intermétalliques, la fraction volumique de particules étant de l'ordre du pourcent, l'effet de la fraction volumique est négligeable et on peut considérer qu'il n'y a pas d'interactions, à l'exception de la présence d'amas.

**Conséquences** Pour des valeurs de  $f$  inférieures à la fraction volumique critique, le comportement à rupture des particules ne change pas d'une particule à une autre. C'est plutôt rassurant vu le nombre de particules (plusieurs milliers).

### V.5.7.4 La ténacité

**Influence mécanique** Cette grandeur constitue un paramètre de base. En effet, la ténacité est au cœur du modèle mécanique développé. Cette valeur permet d'établir le volume critique nécessaire pour établir la condition de rupture. En dessous du volume critique, la particule a aucune chance de se rompre, au delà, il y a de forte chance qu'un défaut puisse se propager entraînant ainsi la rupture de la particule. En plus de déterminer la condition de rupture, on a pu mettre en évidence une valeur de ténacité limite au delà de laquelle il est presque impossible de rompre les particules. Bien évidemment, cette valeur est conditionnée par les volumes des particules choisies.

**Conséquences** Dans le cas des intermétalliques, cette transition se situe autour de  $K_{1C} = 6MPa.\sqrt{m}$ . L'algorithme proposé s'applique donc plutôt à des particules dont la ténacité est inférieure ou égale à cette valeur. Cependant, de nombreux travaux mettent en avant des valeurs de ténacité plus élevées (parfois jusqu'à  $30MPa.\sqrt{m}$ ). Seulement, ces travaux sont basés, d'une part sur l'amélioration de la ductilité des alliages intermétalliques et d'autre part les échantillons d'intermétalliques sont élaborés en laboratoire. Dans ce dernier cas, les propriétés microstructurales des alliages sont très différentes. En réalité, les intermétalliques se forment par rejet d'éléments d'addition lors de la solidification. Leur microstructure s'apparente alors plus à un « feuilleté » au comportement très fragile. Le contrôle de la micro-chimie, et par la même, de la ténacité des intermétalliques, est un des premiers facteurs permettant d'agir sur la rupture de celles-ci.

### V.5.7.5 Le volume des particules

**Influence mécanique** Comme cela a pu être mentionné plus haut, le volume des particules influe de manière significative sur les conditions de rupture. En outre, plus le volume des particules est élevé, plus le volume soumis à concentrations a de chance d'atteindre la valeur critique (volume critique) selon le modèle mécanique. Effectivement, plus le volume des particules est élevé, plus la probabilité d'être en présence d'un défaut de taille critique est élevé.

**Conséquences** Les particules intermétalliques les plus grosses sont les plus faciles à rompre. Malheureusement, le volume n'est pas le seul paramètre à conditionner la rupture des particules. En effet, l'orientation, le facteur d'élanement sont autant de paramètres décisifs dans la description de la rupture des particules.

### V.5.8 La forme des particules

#### V.5.8.1 Les facteurs d'élanement

**Influence mécanique** Les conclusions sur ce point sont plutôt simples, les particules élanées (facteur d'élanement faible) ont plus de chance de se rompre. En effet, que ce soit le volume actif relatif ( $\tilde{V}_a$ ), le volume à rupture ( $\tilde{V}_r$ ) ou la déformation à rupture ( $\varepsilon_r$ ), les effets des différents facteurs d'élanement (particules « branchés ou sinusoidales ») sur les champs de contraintes sont importants. Bien entendu, cela reste uniquement valable pour des particules non convexes. Des particules compactes, même très minces, n'ont aucune chance de se rompre.

**Conséquences** Les particules « minces » se rompent plus facilement que les particules « épaisses » de même volume. Les paramètres du procédé d'élaboration doivent donc être ajustés afin d'obtenir de telles particules, si cela est possible.

#### V.5.8.2 L'angle d'ouverture et nombre de branches

**Influence mécanique** Les particules « branchées » peuvent, comme leur nom l'indique, posséder plusieurs branches. Mais le nombre de branches n'a pas beaucoup d'influence. Plus précisément, le fait que la particule soit non-compacte et composée d'au moins deux branches entre lesquelles la matière peut s'accumuler est plus important que le nombre de branches lui-même. Bien entendu, l'ouverture des branches conditionne aussi la rupture des particules jusque dans une certaine mesure. En effet, le cas extrême consiste à prendre une particule à deux branches dont l'ouverture est de  $180^\circ$ , on comprend bien alors que les conditions pour rompre ce type de particule ne sont plus du tout évidentes. D'ailleurs, l'extrême diminution de l'amplitude des particules « sinusoidale » aboutie aux mêmes conclusions.

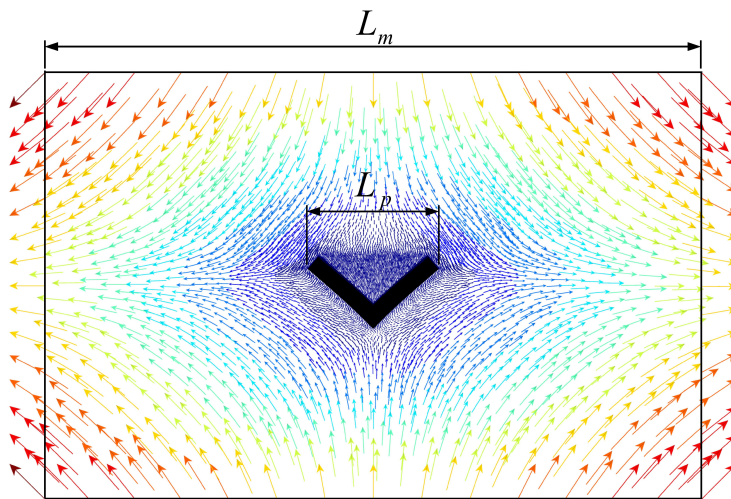
**Conséquences** Les conditions de solidification doivent permettre l'élaboration de particules plus ou moins « branchées » ou ondulées dans le but de favoriser le phénomène de rem-

plissage. Après une première rupture, le nombre de branchements diminue et les particules sont de plus en plus difficiles à rompre.

### V.5.9 L'orientation des particules

**Influence mécanique** L'orientation joue un rôle considérable dans la rupture des particules. Mais l'étude de ce paramètre est complexe à deux égards. En effet, l'orientation initiale de la particule et la réorientation de celle-ci pendant le laminage sont des paramètres incontrôlables. D'ailleurs, cela montre tout l'intérêt d'une prise en compte de l'histoire du chargement.

D'après les conclusions de l'analyse qualitative et de l'étude des différents paramètres, les orientations privilégiant la rupture sont celles qui permettent d'obtenir les plus fortes sollicitations dans la particule. Au delà de l'orientation elle-même, c'est la longueur (ou surface en 3D) de particule s'opposant à l'écoulement qui est importante. Bien évidemment, la longueur projetée dans la direction de sollicitation, s'opposant à l'écoulement est directement liée à l'orientation. La figure V.60 décrit les longueurs  $L_p$  et  $L_m$  représentant respectivement, la longueur projetée perpendiculairement à la direction de l'écoulement et la longueur (ou surface en 3D) de la cellule de matrice.



**Figure V.60:** Description de la longueur projetée  $L_p$ .

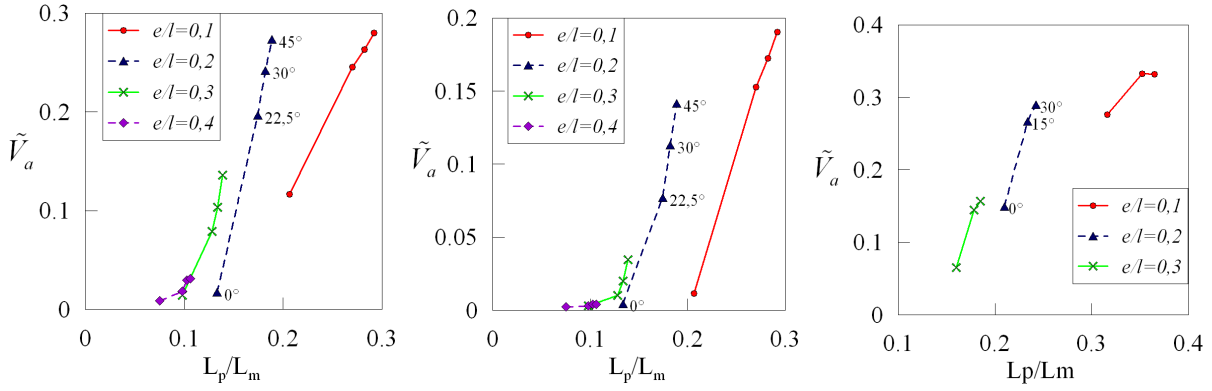
La figure V.61 présente l'évolution du ratio entre la longueur projetée  $L_p$  et la longueur de la cellule de matrice. Plus de résultats, notamment sur d'autres valeurs seuils et d'autres géométries de particules modèles sont donnés en annexe G. Il est facile de constater que l'orientation influe directement sur le ratio  $\frac{L_p}{L_m}$ . Et, une augmentation de ce ratio augmente très significativement les volumes activés ( $\tilde{V}_a$ ), quelque soit la valeur de la contrainte seuil  $\sigma_{th}$  et le type de particule « modèle » excepté pour la particule en « point triple ».

Il est intéressant de noter que pour les particules en forme de « point triple » les variations de  $\frac{L_p}{L_m}$  sont très faibles. Ceci explique pourquoi le nombre de branches ( $N_b$ ) n'a que peu d'influence. Si l'on étend ce raisonnement au cas des particules « sinusoïdales », une variation

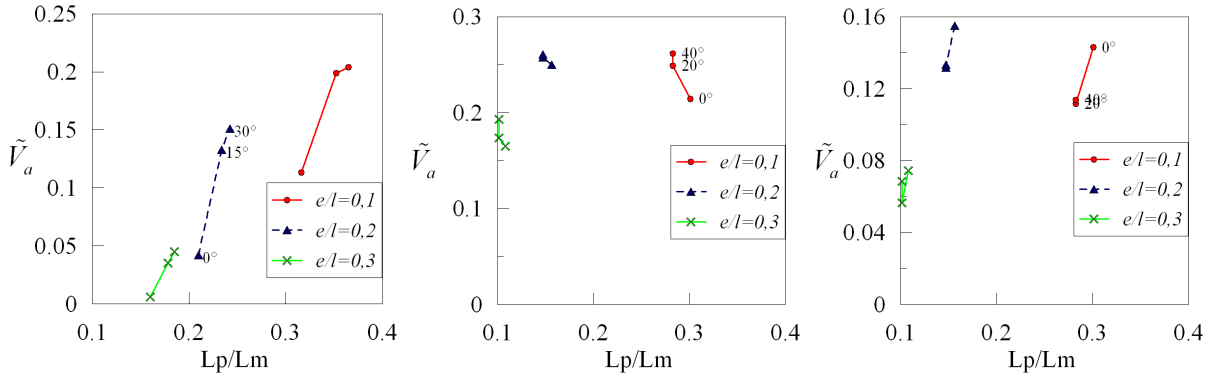
de l'orientation  $\theta$  entraîne une forte variation de  $\frac{L_p}{L_m}$ . C'est pourquoi ce type de particule est très sensible à l'orientation initiale. D'ailleurs, cette conclusion est d'autant plus valable que le facteur d'élanement  $\frac{\lambda}{a}$  est grand (faible amplitude).

Dans le cas des particules en « L », les conclusions apportées précédemment sont tout a fait valables. Cependant, le phénomène est surtout observable lorsque la particule est sollicitée en flexion. En effet, lorsque la particule est sollicitée en traction, le phénomène de remplissage est beaucoup moins présent d'où un effet de  $\frac{L_p}{L_m}$  moins important.

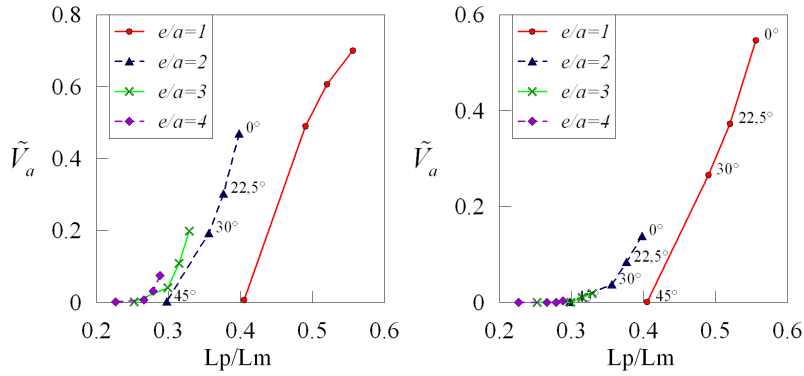
**Conséquences** Il apparaît très clairement que les particules les plus faciles à rompre sont plutôt fines et élancées dans une direction. Il faut cependant que la forme présente des zones de courbures permettant le remplissage des zones « inter-branches » .



(a)  $\sigma_{th} = 800$  MPa, particule en « L » ( $\phi = 90^\circ$ ) (b)  $\sigma_{th} = 1500$  MPa, particule en « L » ( $\phi = 90^\circ$ ) (c)  $\sigma_{th} = 800$  MPa, particule en « L » ( $\phi = 120^\circ$ )



(d)  $\sigma_{th} = 1500$  MPa, particule en « L » ( $\phi = 120^\circ$ ) (e)  $\sigma_{th} = 800$  MPa, particule « point triple » (f)  $\sigma_{th} = 1500$  MPa, particule « point triple »



(g)  $\sigma_{th} = 800$  MPa, particule « sinusoïdale » ( $\frac{e}{a} = 2$  et  $T = 2$ ) (h)  $\sigma_{th} = 1500$  MPa, particule « sinusoïdale » ( $\frac{e}{a} = 2$  et  $T = 2$ )

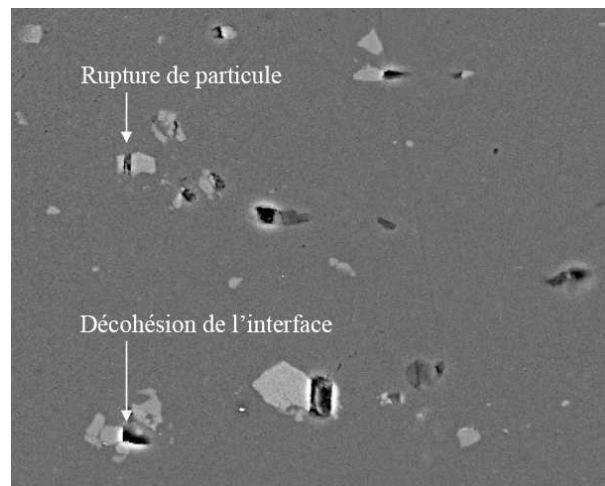
**Figure V.61:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour 4 particules « modèles » pour différentes orientations des particules et deux valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).

# Chapitre VI

## Analyse des contraintes d'interface

### Introduction

DANS les chapitres IV et V, nous nous sommes efforcés de mettre en place des critères locaux permettant l'étude de la rupture des particules intermétalliques. Cependant, les conditions d'interface particule - matrice supposées parfaites sont peu réalistes. En effet, les observations expérimentales montrent bien la coexistence des différents phénomènes tels que la rupture de particules et la décohésion d'interface (Figure VI.1).



**Figure VI.1:** Endommagement observé autour de particules intermétalliques d'AA5182. Les phases au fer apparaissent en blanc et les  $Mg_2Si$  en gris foncé. Les cavités (en noir) se distinguent par un halo blanc (Feuerstein (2006)).

Il existe un bon nombre de méthodes permettant de traiter les problèmes de fissuration dans les matériaux comme :

- les méthodes basées sur la dynamique moléculaire (MD<sup>(13)</sup>),

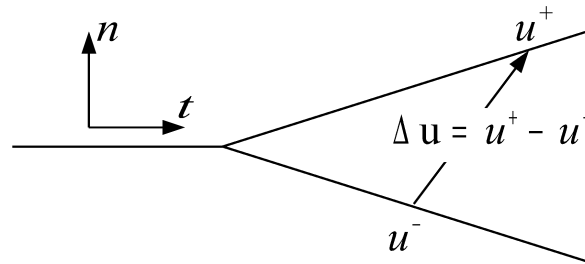
---

<sup>(13)</sup>Molecular Dynamics

- les modèles de zones cohésives (CZM<sup>(14)</sup>),
- les modèles appelés « plasticity-free strip » (PFS),
- les méthodes « Virtual internal bound » (VIB),
- la méthode « eXtended Finite Element Method » (X-FEM).

Les modèles de zones cohésives (CZM) sont largement utilisés car ils permettent d'initier et de propager des fissures en conservant les notions clés de la mécanique de la rupture. Une synthèse dans ce domaine est proposée par Monerie (2000). Cependant, la mise en œuvre numérique révèle certaines faiblesses (sauts de solution) qui peuvent être régularisées (introduction d'une viscosité).

Les modèles de zones cohésives introduits par Dugdale (1960) et Barenblatt (1962) permettent de modéliser la physique de fissuration dans une zone en pointe de fissure. Il est alors possible d'envisager des processus de fissuration complexes (amorçage multifissures, gradients de propriétés dans le matériau, évolution de la microstructure, fissuration tridimensionnelle, ...). La fissuration est décrite au moyen d'une équation constitutive reliant la contrainte sur les lèvres de la fissure et le saut de déplacement. La différence de déplacement entre les lèvres de la fissure est décrite au moyen de critères locaux (énergie de décohésion, contrainte cohésive maximale, discontinuité de déplacement critique, ...) (Figure VI.2).



**Figure VI.2:** Différence de déplacement entre les lèvres de la fissure reliée à la contrainte par une équation constitutive.

Prenons l'exemple du modèle de Needleman (1987) :

L'évolution des contraintes cohésives normales  $R_n$  et tangentielles  $R_t$  est décrite dans ce modèle en fonction des composantes normale  $u_n$  et tangentielle  $u_t$  du saut de déplacement (Figure VI.3). Cette évolution est donnée par le potentiel  $\phi(u_n, u_t)$  :

$$\phi(u_n, u_t) = - \int_0^u [T_n du_n + T_t du_t] \quad (\text{VI.1})$$

La fonction potentiel choisie est de forme polynômiale :

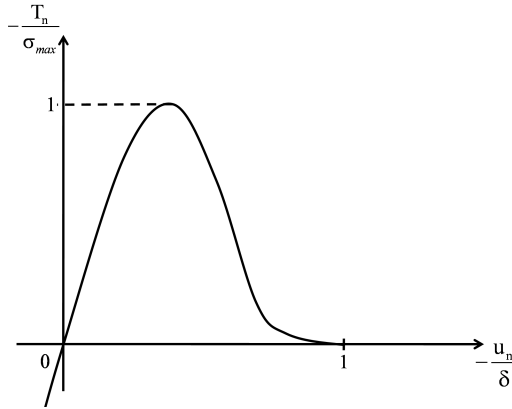
$$\phi(u_n, u_t) = \frac{27}{4} \sigma_{\max} \delta \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{u_n}{\delta} \right)^2 \left[ 1 - \frac{4}{3} \left( \frac{u_n}{\delta} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{u_n}{\delta} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \alpha \left( \frac{u_t}{\delta} \right)^2 \left[ 1 - 2 \left( \frac{u_n}{\delta} \right) + \left( \frac{u_n}{\delta} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{VI.2})$$

pour  $u_n \leq \delta$  où  $\sigma_{\max}$  est la contrainte maximale en traction atteinte à l'interface et  $\delta$  une longueur caractéristique.  $\alpha$  est un paramètre décrivant la part de résistance au cisaillement par

<sup>(14)</sup>Cohezive Zone Model

rapport à la résistance normale. Si  $u_n > \delta$ ,  $\phi(u_n, u_t) \equiv \phi_{sep}$  où  $\phi_{sep}$  représente l'énergie de décohésion. Lorsque  $u_n < 0$ , la valeur de  $T_n$  joue le rôle d'une pénalisation (force de réaction s'opposant à la pénétration des deux lèvres de la fissure).

Les valeurs des paramètres  $\sigma_{max}$ ,  $\delta$  et  $\alpha$  sont difficilement mesurables.



**Figure VI.3:** Relation entre la contrainte normale appliquée sur les lèvres de la fissure en fonction du saut de déplacement normal pour  $u_t = 0$ .

Dans le cas des particules intermétalliques noyées dans l'AA5182, l'interface particule-matrice est bien décrite (interface idéale dans les particules « modèles » ou différence de niveau de gris dans les particules « réelles »). L'objectif, dans notre cas, n'est pas de proposer un modèle de multifissuration dans les particules mais bien de décrire à l'aide de critères mécaniques simples des relâchements locaux d'interfaces. Ceci, dans le but de comparer les phénomènes de décohésion d'interface et de rupture de particules car on sait expérimentalement, que ces deux phénomènes coexistent.

Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons donc plusieurs pistes permettant la prise en compte des problèmes de décohésion d'interfaces dans les particules intermétalliques. A partir du calcul des contraintes normales aux interfaces, nous évaluerons l'influence de la forme des particules (courbure locale élevée ou non) sur la rupture de l'interface. Nous pourrions également étudier l'influence de relâchements locaux d'interface sur les volumes activés lors du laminage.



## Sommaire

---

<b>VI.1 Choix d'un critère de rupture d'interface</b>	<b>175</b>
<b>VI.2 Effet de la courbure sur les contraintes d'interface</b>	<b>176</b>
VI.2.1 Définitions	176
VI.2.2 Cas d'une inclusion ellipsoïdale	177
VI.2.3 Courbure et contraintes d'interfaces	178
<b>VI.3 Mise en place du critère dans un code Eléments-Finis</b>	<b>180</b>
VI.3.1 Détection de l'interface et calcul des directions normales	181
VI.3.2 Recherche de zones connexes	181
VI.3.3 Décohésion des éléments d'interface	183
<b>VI.4 Décohésion de l'interface particule-matrice</b>	<b>183</b>
VI.4.1 Choix des paramètres du modèle	183
VI.4.2 Applications du critère à des particules de formes types	185
VI.4.3 Les limites d'une telle approche	186

---

## VI.1 Choix d'un critère de rupture d'interface

Le mode d'amorçage de l'endommagement par décohésion d'interface est tout aussi fréquent que la rupture des particules. Les observations expérimentales montrent clairement (Cf. Introduction du chapitre) la coexistence des phénomènes de décohésion d'interface et de rupture des particules.

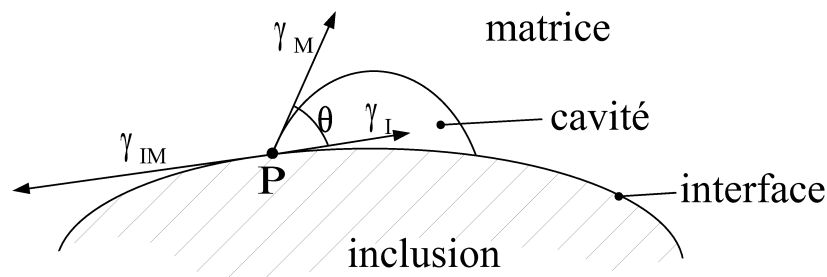
Les problèmes de décohésions d'interface font depuis de nombreuses années le fruit de travaux portant sur différents matériaux (inclusion  $MnS$  dans un acier (Roberts *et al.*, 1976), interface cémentite-matrice (Inoue et Kinoshita, 1977)) et différents types de sollicitation (traction, compression ou torsion). Les modèles de décohésion font souvent appel au calcul de l'énergie de décohésion (par unité de surface), notée  $w_d$  (Montheillet et Moussy, 1988). En désignant par  $\gamma_{IM}$ , l'énergie de l'interface inclusion-matrice et  $\gamma_M$  et  $\gamma_I$  les énergies respectives de la matrice et de l'inclusion (par unité de surface), l'équilibre des forces au point triple P montre que :

$$\gamma_{IM} = \gamma_I + \gamma_M \cos \theta \quad (\text{VI.3})$$

où  $\theta$  représente l'angle de contact entre les surfaces de la matrice et de l'inclusion (Figure VI.4). Dans ce cas, l'énergie de décohésion (par unité de surface) s'écrit :

$$w_d = \gamma_I + \gamma_M - \gamma_{IM} = \gamma_M (1 - \cos \theta) \quad (\text{VI.4})$$

D'ailleurs, plus l'angle  $\theta$  est grand, plus l'énergie d'interface est faible et plus l'énergie de décohésion est élevée. Les énergies de décohésion ainsi déterminées sont généralement de l'ordre de  $1J/m^2$  (Montheillet et Moussy, 1988).



**Figure VI.4:** Détermination de l'énergie d'interface inclusion-matrice (Hancock *et al.*, 1968).

Certes, il est possible d'estimer expérimentalement le degré d'adhésion inclusion-matrice (Fischmeister *et al.*, 1972; Hancock *et al.*, 1968). Cependant, le cas des particules intermétalliques dans l'AA5182 se révèle une nouvelle fois très ardu de par la forme des particules qui confèrent aux interfaces des formes tout aussi complexes. En effet, l'énergie d'adhésion n'est pas homogène pour ce type de particule. La direction de croissance, la composition ou encore la géométrie locale sont autant de paramètres pouvant faire varier l'énergie d'adhésion.

Dans ces conditions, on se propose d'étudier les problèmes de décohésion d'interface à partir du champ de contrainte à l'interface. Etablir un critère de rupture d'interface, même très simple, nécessite de déterminer les contraintes normales et/ou tangentielles à l'interface particule-matrice. Le vecteur contrainte  $\vec{T}$  associé à chaque élément d'interface dépend du point considéré et de l'orientation de la normale à la facette en ce point ; il s'exprime de la manière suivante (en 2D) :

$$\vec{T} = \bar{\sigma} \cdot \vec{n} = \sigma_{nn} \vec{n} + \sigma_{nt} \vec{t} \quad (\text{VI.5})$$

où  $\vec{n}$ ,  $\vec{t}$  et  $\bar{\sigma}$  représentent respectivement la normale extérieure, un vecteur tangent à l'élément d'interface et le tenseur contrainte au point considéré.  $\sigma_{nn}$  et  $\sigma_{nt}$  sont respectivement les contraintes normale et tangentielle. Les contraintes normale et tangentielle peuvent se calculer de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{nn} &= \vec{n}^T \cdot \bar{\sigma} \cdot \vec{n} \\ \sigma_{nt} &= \sqrt{\|\vec{T}\|^2 - \sigma_{nn}^2} \end{aligned} \quad (\text{VI.6})$$

Les valeurs des contraintes d'interfaces sont donc directement liées à l'orientation de la normale des éléments d'interface. L'orientation des normales est directement liée aux courbures (ou rayons de courbure) locales. Dans ces conditions, une présentation précise du calcul de la courbure est nécessaire (Cf. paragraphes suivants).

Le critère développé ici est donc basé sur la comparaison entre la contrainte normale locale à l'interface ( $\sigma_{nn}$ ) et une contrainte critique ( $\sigma_c$ ). La décohésion devient possible si :

$$\sigma_{nn}^i > \sigma_c \quad (\text{VI.7})$$

où  $\sigma_{nn}^i$  représente la contrainte normale à l'élément  $i$  considéré.

## VI.2 Effet de la courbure sur les contraintes d'interface

### VI.2.1 Définitions

Si on considère une courbe régulière de classe  $C_2^{(15)}$ . Le vecteur

$$\vec{\kappa} = \frac{\vec{r}'(u) \wedge \vec{r}''(u)}{|\vec{r}'(u)|^3} \quad (\text{VI.8})$$

---

<sup>(15)</sup> Soit  $\vec{r}$  une fonction vectorielle de la variable réelle  $u$ , définie sur un intervalle  $]a, b[$  et à valeurs  $\vec{r}(u) = (x(u), y(u), z(u))$ . Nous supposons  $\vec{r}$  biunivoque :  $u_1 \neq u_2, u_1 \text{ et } u_2 \in ]a, b[ \Rightarrow \vec{r}(u_1) \neq \vec{r}(u_2)$  ;  $\vec{r} = C_p ]a, b[$ ,  $p \geq 0$ . L'ensemble des points  $P(u) = (x(u), y(u), z(u))$ ,  $u \in ]a, b[$  est appelée courbe de classe  $C_p$  dans  $\mathbb{R}^3$ . Cette notation définit la représentation paramétrique de la courbe. Une courbe de classe  $C_p$  ( $p \geq 1$ ) est régulière lorsque  $|\vec{r}'(u)| = \sqrt{x'^2(u) + y'^2(u) + z'^2(u)}$  quelque soit  $u \in ]a, b[$ .

est invariant dans toute représentation équivalente de  $C^{(16)}$ . Le vecteur  $\vec{\kappa}$  s'écrit :

$$\vec{\kappa} = \vec{t} \wedge \frac{d\vec{t}}{ds} \quad (\text{VI.9})$$

où  $\vec{t}$  est le vecteur tangent et  $s$  l'abscisse curviligne. Désignons par  $\vec{n}$  le vecteur unitaire de  $\frac{d\vec{t}}{ds}$  et par  $\frac{1}{R}$  son module de sorte que :

$$\frac{d\vec{t}}{ds} = \frac{\vec{n}}{R} \quad (\text{VI.10})$$

$\vec{n}$  est orthogonal à  $\vec{t}$ , et appelé vecteur unitaire normal principal.

Le vecteur  $\vec{b} = \vec{t} \wedge \vec{n}$  est unitaire et orthogonal à la fois à  $\vec{t}$  et  $\vec{n}$ . C'est le vecteur unitaire binormal.  $\langle P, \vec{t}, \vec{n}, \vec{b} \rangle$  est appelé repère de Frenet. Il est possible d'exprimer  $\vec{b}$ ,  $\vec{n}$  et  $\frac{1}{R}$  en fonction de l'invariant  $\vec{\kappa}$  :

$$\vec{b} = \vec{t} \wedge \vec{n} = R\vec{t} \wedge \frac{d\vec{t}}{ds} = R\vec{\kappa} \quad (\text{VI.11})$$

d'où :

$$\vec{b} = \frac{\vec{\kappa}}{|\vec{\kappa}|}, \quad \frac{1}{R} = |\vec{\kappa}| \quad (\text{VI.12})$$

Le nombre  $\kappa = \frac{1}{R}$  caractérise la courbure en  $P$  et le nombre  $R$  est appelé rayon de courbure de la courbe en  $P$ .

De ce qui précède, nous obtenons aisément les expressions de  $\vec{n}$  et  $\frac{1}{R}$  en fonction des données paramétriques de la courbe, à savoir :

$$\vec{n} = \frac{(\vec{r}'(u) \wedge \vec{r}''(u)) \wedge \vec{r}'(u)}{|\vec{r}'(u) \wedge \vec{r}''(u)| \cdot |\vec{r}'(u)|} \quad (\text{VI.13})$$

$$\frac{1}{R} = \frac{|\vec{r}'(u) \wedge \vec{r}''(u)|}{|\vec{r}'(u)|^3} \quad (\text{VI.14})$$

## VI.2.2 Cas d'une inclusion ellipsoïdale

Prenons comme exemple le cas d'une inclusion ellipsoïdale décrite par la fonction vectorielle  $\vec{r}$  de la variable réelle  $u$ , définie sur l'intervalle  $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$  et à valeurs  $\vec{r}(u) = (x(u), y(u))$  telle que :

$$\vec{r}(u) = \begin{cases} x(u) = a \cos(u) \\ y(u) = b \sin(u) \end{cases} \quad (\text{VI.15})$$

L'ellipsoïde est définie par un grand côté de longueur  $2a$  et un petit côté de longueur  $2b$ . La courbure est donnée par l'expression algébrique suivante :

$$\kappa = \frac{x'y'' - x''y'}{(x'^2 + y'^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{VI.16})$$

<sup>(16)</sup> Les fonctions  $P(u)$ ,  $u \in ]a, b[$  et  $P[u(v)]$ ,  $v \in ]\alpha, \beta[$  ont le même graphe. Ces représentations sont dites *équivalentes* si la fonction  $u$  est strictement croissante. Elles sont *opposées* si la fonction  $u$  est strictement décroissante.

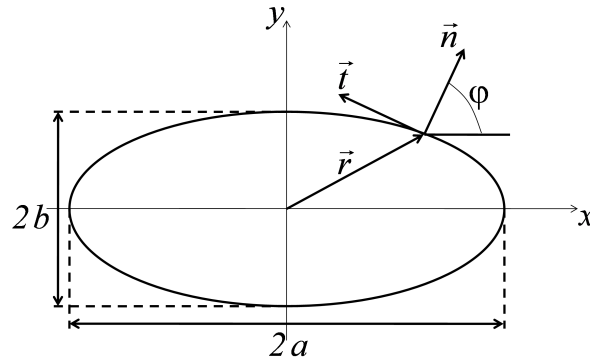
Et, dans le cas de l'ellipsoïde, la courbure  $\kappa$  et le rayon de courbure  $R$  s'expriment de la manière suivante :

$$\kappa = \frac{b}{a^2 (1 - e^2 \cos^2 u)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{VI.17})$$

$$R = \frac{a^2}{b} (1 - e^2 \cos^2 u)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{VI.18})$$

où  $e$  représente l'excentricité, avec  $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$ .

La figure VI.6 présente l'évolution de la courbure ( $\kappa$ ), du rayon de courbure ( $R$ ) et de l'angle d'orientation de la normale ( $\varphi$ ) en fonction de  $x(u)$  ( $u \in [0; \frac{\pi}{2}]$ ) dans le cas d'un ellipsoïde de grand côté  $2a$  et de petit côté  $2b$  où  $\frac{a}{b} = 2$  (Figure VI.5).



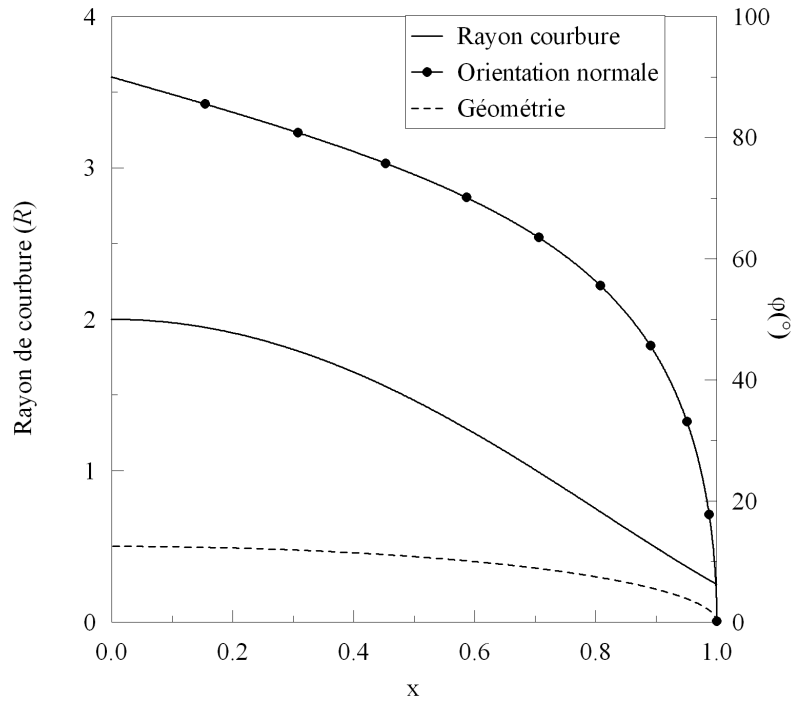
**Figure VI.5:** Représentation de l'orientation ( $\varphi$ ) du vecteur normal à l'interface dans le cas d'une particule ellipsoïdale.

Pour le couple de paramètres considéré, on constate une très forte augmentation, respectivement diminution, de la courbure, respectivement de l'orientation pour une valeur d'environ  $x(u) = 0,8$ , soit une valeur de  $u \approx 37^\circ$ .

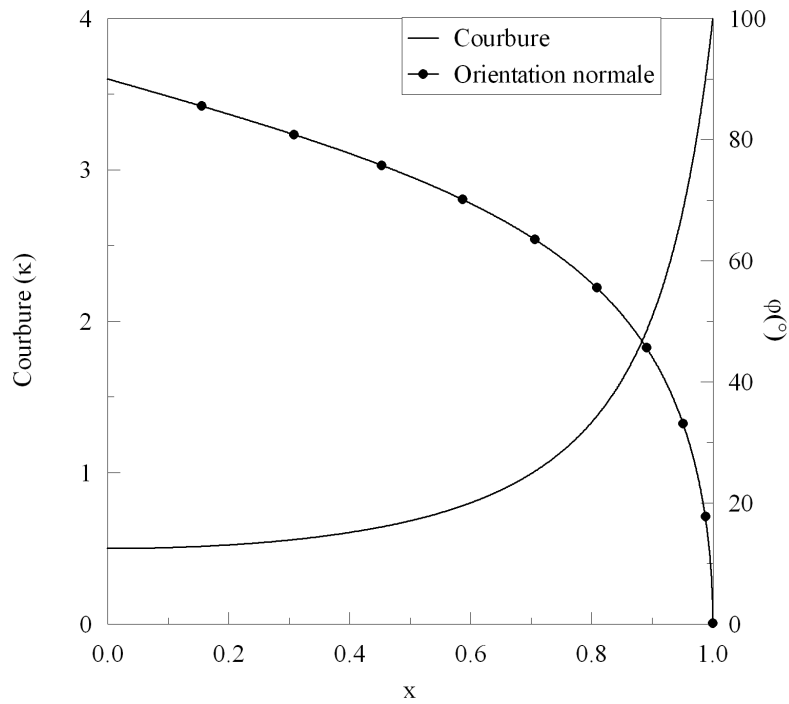
### VI.2.3 Courbure et contraintes d'interfaces

La figure VI.7 montre les contraintes dans la direction orthogonale au sens de compression pour une particule ellipsoïdale noyée dans une matrice élastique. Indépendamment, de la méthode choisie pour étudier les interfaces, la décohésion se produira sans doute dans la zone de forte contrainte. Lorsque le matériau subit une compression correspondant au sens travers de l'inclusion, la particule subit une contrainte (induite) de traction suivant sa longueur (Figure VI.8). Les contraintes de traction à l'interface sont maximales pour les fortes valeurs de courbure ( $\kappa$ ). On comprend bien, alors, toute l'importance de la courbure sur les contraintes d'interface et donc sur la décohésion des interfaces.

Bien entendu, pour un critère basé sur le calcul de la contrainte normale ( $\sigma_{nn}$ ), l'orientation de la normale aux éléments d'interface influe considérablement sur le relâchement de l'interface. Dans le cas de la particule ellipsoïdale présentée sur la figure VI.7, l'augmentation du rayon



(a)



(b)

**Figure VI.6:** (a) Evolution du rayon de courbure et de l'angle d'orientation de la normale( $\varphi$ ) et (b) évolution de la courbure et de l'angle d'orientation de la normale( $\varphi$ ) en fonction de la position  $x$  sur le grand axe  $a$ .

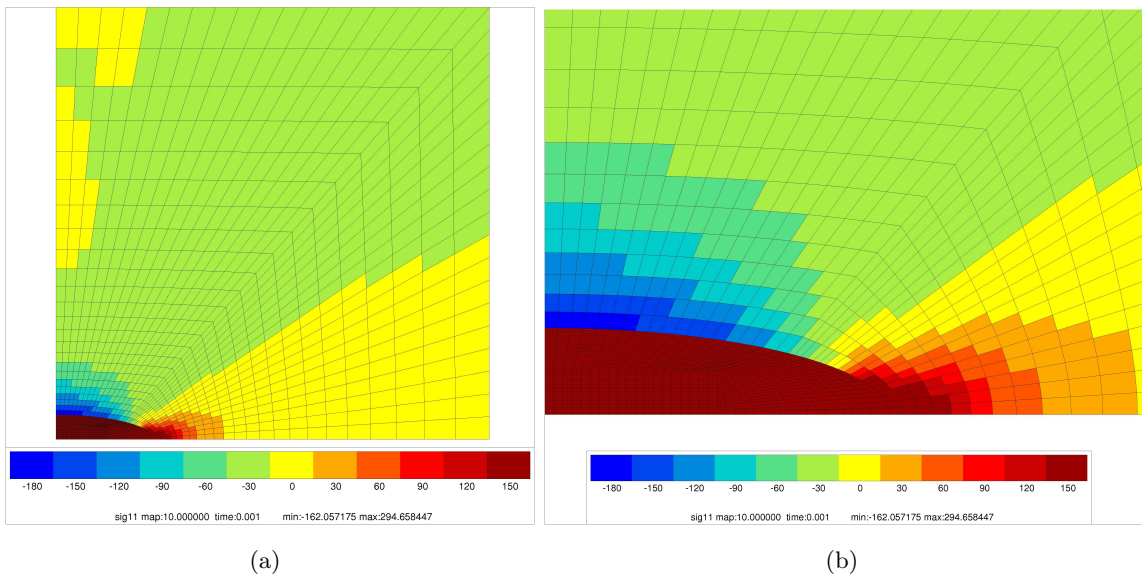
de courbure ( $R$ ) et de l'orientation de la normale ( $\phi$ ) influent de manière importante sur la contrainte normale. La décohésion de l'interface devient plus difficile (énergie de décohésion élevée).

De plus, les particules intermétalliques peuvent avoir des variations de courbures locales très importantes (Partie 1). Dans ces conditions, même si le critère en contrainte normale est atteint dans une zone de très forte courbure, la variation locale de la direction normale ne permet pas la décohésion de l'interface sans apport énergétique considérable (Figure VI.8).

Le critère proposé précédemment doit donc s'enrichir d'un paramètre supplémentaire. En effet, en plus de respecter le critère VI.7, la zone soumise à la contrainte normale critique, notée  $S$ , devra donc dépasser une valeur critique, notée  $S_c$  :

$$S > S_c \quad (\text{VI.19})$$

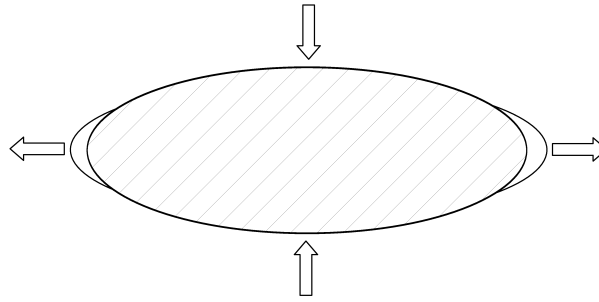
En conséquence, la décohésion d'interface est supposée possible si la contrainte normale atteint une valeur critique dans des zones suffisamment étendues.



**Figure VI.7:** Courbes d'iso-contrainte ( $\sigma_{11}$  dans la direction horizontale) pour une particule ellipsoïdale noyée dans une matrice axisymétrique comprimée de 1% dans la direction verticale. La particules et la matrice ont toutes deux un comportement élastique. (a) Représentation des contraintes sur  $\frac{1}{8}$  du modèle et (b) représentation à plus grandes échelles de ces contraintes.

### VI.3 Mise en place du critère dans un code Eléments-Finis

La mise en place du critère de décohésion d'interface est donc basée sur deux grandeurs spécifiques que sont :



**Figure VI.8:** *Mécanisme de décohésion d'interface.*

- la contrainte normale critique ( $\sigma_c$ ),
- la surface critique ( $S_c$ ).

Si les conditions sur ces deux paramètres sont réunies alors la décohésion de l'interface est possible.

### VI.3.1 Détection de l'interface et calcul des directions normales

Dans le cas des particules intermétalliques, la détection de l'interface particule-matrice est assez simple. En effet, l'objectif étant d'appliquer des propriétés matériaux très différentes lors des simulations, les éléments composant la particule et la matrice sont très bien décrits. Dans ces conditions, la recherche des nœuds et éléments constituant l'interface est réalisée à partir d'un test d'intersection entre le groupe d'éléments appartenant à la *matrice* et le groupe d'éléments appartenant à la *particule*.

Une fois les nœuds d'interface détectés, une détection des éléments ayant un seul élément en vis-à-vis sont sélectionnés. La figure VI.9 montre une interface entre les éléments des phases 1 et 2. Les éléments sélectionnés après détection de l'interface sont grisés sur la figure VI.9. Dans le cas d'éléments triangulaires 2D comme c'est le cas sur la figure VI.9, chaque élément à l'interface a deux nœuds en commun avec son vis-à-vis de l'autre phase<sup>(17)</sup>.

Une fois cette étape de détection réalisée, il est possible de calculer les directions normales sortantes à chacune des phases (notées  $\vec{n}$  sur la figure VI.9). Pour un élément considéré, la direction normale sortante est calculée à partir des deux nœuds situés à l'interface.

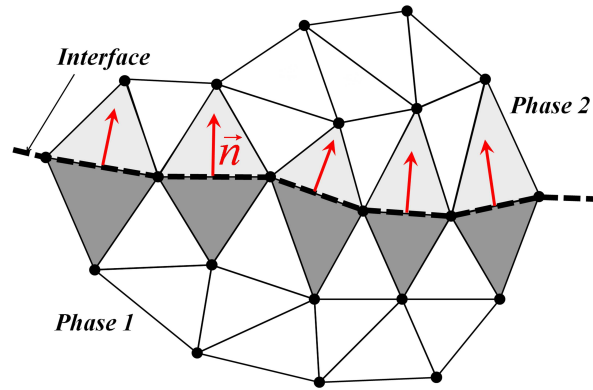
La figure VI.10 illustre plusieurs exemples de calcul des normales sortantes aux particules sur différents types de maillages et donc d'interfaces.

### VI.3.2 Recherche de zones connexes

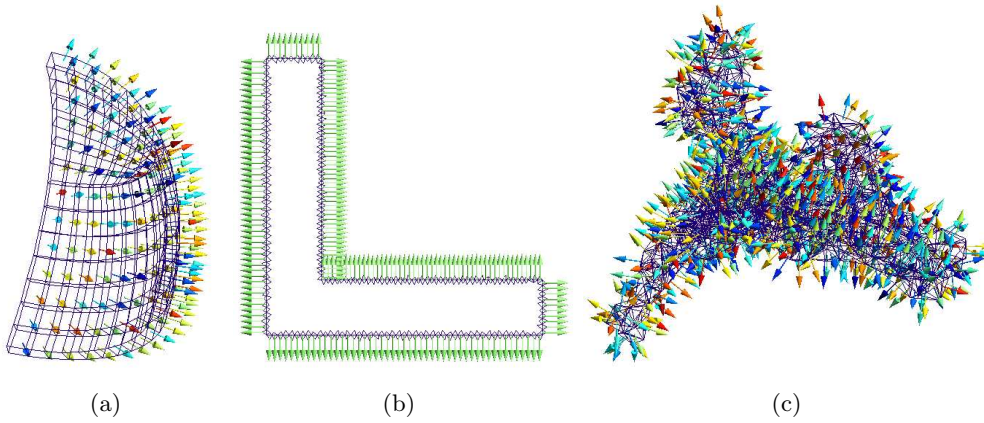
Comme pour l'algorithme d'extraction de zones connexes exposé dans le chapitre IV, une recherche de zones satisfaisant le critère VI.7 est réalisée. La figure VI.11 présente l'algorithme

<sup>(17)</sup>Dans le cas d'un maillage volumique tétraédriques, chaque élément d'interface possède 3 nœuds en commun avec son vis-à-vis, 2 nœuds dans le cas d'un maillage 2D de quadrangles et 4 nœuds dans le cas d'un maillage 3D d'hexaèdres





**Figure VI.9:** *Detection de l'interface entre deux constituants et calcul des directions normales aux éléments.*



**Figure VI.10:** *Exemple de calcul de normales aux éléments d'interface, (a) portion 3D d'interface pour une particule ellipsoïdale, (b) interface 2D dans le cas d'une particule en forme de L et (c) interface dans le cas d'une particule « réelle » .*

d'extraction de zones connexes déjà exposé au chapitre IV. Une partie de cet algorithme peut être reprise et adaptée au problème de décohésion d'interface (partie encadrée par un trait discontinu rouge sur la figure VI.11).

L'algorithme initial présente quatre sous-algorithmes. Les deux premiers concernant respectivement, le critère et l'extraction de zones connexes ont été adaptés au présent problème.

**Vérification du critère** Pour le problème de décohésion, les éléments ne doivent plus respecter le critère  $\|\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})\|_k \geq \sigma_{th} \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th})$  (comme dans le chapitre IV) mais  $\sigma_{nn} > \sigma_c$  avec  $\sigma_{nn} = \vec{n}^T \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \vec{n}$ . Une fois le critère vérifié, une liste d'éléments d'interface respectant la condition ci-dessus, pour chacune des deux phases, est disponible. En présence de deux phases (particule et matrice), deux listes d'éléments actifs sont disponibles.

**Extraction des zones** A partir des listes d'éléments actifs obtenues précédemment, une recherche de zones connexes est effectuée. Elle est basée strictement sur le même principe que l'algorithme d'extraction développé au chapitre IV. Il en résulte une liste de zones  $L_{zones}$  satisfaisant le critère (équation VI.7). La différence par rapport au chapitre IV réside dans l'utilisation que l'on fait de ces zones.

En effet, si auparavant on calculait le volume de la zone et ses enfants, ici, c'est uniquement la surface d'interface de la zone qui nous intéresse. Chaque zone de la liste contient le numéro des éléments qui la composent. Par le biais de ces éléments et des nœuds composants l'interface, il est possible de calculer la surface d'interface décrite par la zone.

La dernière étape consiste à vérifier si les zones extraites respectent le critère en surface (équation VI.19). Si la zone considérée vérifie le critère alors, elle sera utilisée pour réaliser la décohésion.

### VI.3.3 Décohésion des éléments d'interface

Pour prendre en compte les phénomènes de décohésion, nous avons opté pour un dédoublement des nœuds à l'interface. La figure VI.12 (a) donne un exemple de portion de maillage d'interface où les nœuds sont doublés à l'interface. Au début du calcul, on impose une condition limite telle que les nœuds des deux interfaces se déplacent de la même manière. A chaque pas de temps, un post-traitement est réalisé afin de vérifier si le critère ( $\sigma_c$  et  $S_c$ ) est respecté. Dans ce cas, les nœuds des éléments des zones respectant le critère sont retirés des conditions limites d'interface. Au pas de calcul suivant, la décohésion peut se produire sous l'effet de sollicitation mécanique (Figure VI.12 (b)).

La figure VI.13 présente la version adaptée de l'algorithme utilisée pour gérer les problèmes de décohésion d'interface.

## VI.4 Décohésion de l'interface particule-matrice

### VI.4.1 Choix des paramètres du modèle

Au vu de la complexité des formes des particules intermétalliques, un critère de décohésion basé à la fois sur une contrainte limite et sur une surface critique a été mis en place. Compte tenu des observations réalisées précédemment, le choix des paramètres ( $\sigma_c$  et  $S_c$ ) est très important.

Comme pour les valeurs d'énergie d'interface, la détermination d'une contrainte normale critique est délicate. On pourrait cependant envisager de déterminer à partir d'expérimentation *in situ* sous sollicitations simples, des valeurs cohérentes de ces paramètres (méthodes inverses). Dans la suite, nous adopterons la valeur maximale possible pour la contrainte critique  $\sigma_c$ , *i.e.*  $R_m = 800 \text{ MPa}$ . En effet, si la contrainte  $\sigma_{nn}$  dépasse  $800 \text{ MPa}$ , la contrainte principale maximale dans la particule dépasse forcément cette valeur. Il y aura donc rupture de la particule. On supposera également que la surface critique est de l'ordre de l'épaisseur de la particule (en

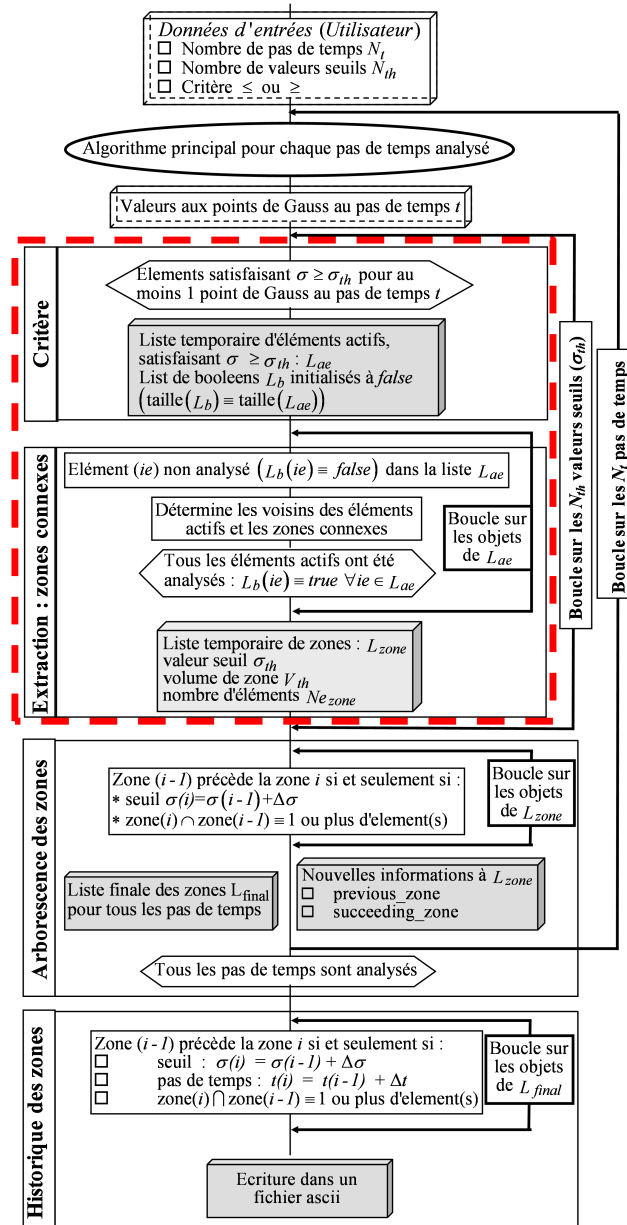
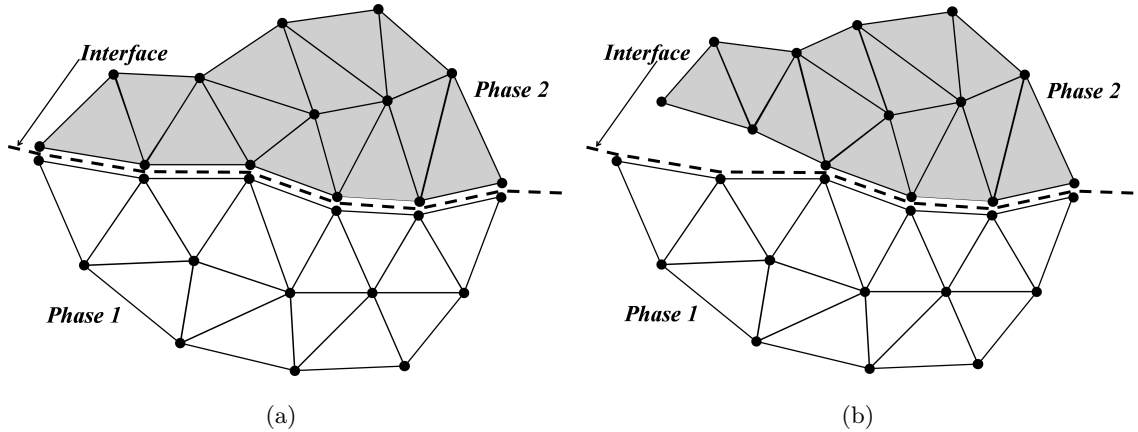


Figure VI.11: Algorithme général d'analyse des concentrations de contraintes. L'algorithme principal est composé de quatre sous algorithmes exécutés pour chaque pas de temps de l'analyse. La partie retenue et adaptée aux problèmes des interfaces est encadrée par un trait discontinu rouge.



**Figure VI.12:** (a) Dédoublage des nœuds à l'interface particule-matrice et (b) décohésion de l'interface.

2D, l'interface est décrite par une ligne et non pas une surface). Cependant, dans le but de compléter l'analyse mécanique, une variation de ces paramètres pourra être prise en compte.

#### VI.4.2 Applications du critère à des particules de formes types

Il conviendrait de faire une analyse détaillée des problèmes de décohésion comme dans le chapitre V. Pour des raisons de temps nous ne traiterons que quelques cas de particules « modèles », l'objectif étant d'apporter quelques réponses sur l'influence des décohésions d'interface sur les volumes soumis à concentrations de contraintes.

La figure VI.14 (a) montre la décohésion de l'interface entre la particule et la matrice pour une déformation de la cellule de 20% dans une particule en « L ». Compte tenu du critère utilisé ( $S > S_c$ ), il est impossible de relâcher les zones situées dans les angles de la particule.

La figure VI.14 (b) montre l'évolution des volumes actifs dans une particule en « L ». Le calcul du volume actif est toujours basé sur la contrainte principale maximale. La courbe en trait discontinu représente l'évolution du volume actif relatif dans le cas de l'interface parfaite (Chapitre V). Les traits continus correspondent aux évolutions de  $\tilde{V}_a$  pour différentes valeurs de la contrainte critique ( $\sigma_c$ ). Quel que soit la valeur de la contrainte critique, l'évolution de  $\tilde{V}_a$  est identique. On constate que ces courbes sont très légèrement inférieures au cas de l'interface parfaite. Logiquement lors de la décohésion, la particule est mécaniquement « relâchée » mais ici ce n'est pas significatif.

Prenons l'exemple d'une seconde particule « modèle » en forme de sinusoïde. La figure VI.15 (a) montre la contrainte de von Mises dans une particule sinusoïdale. On constate qu'il n'y a pas de décohésion d'interface pour les paramètres choisis du critère ( $\sigma_c = 800 \text{ MPa}$  et  $S_c = e$ ) et une déformation de la cellule de 20%. Cependant, si l'on choisit des conditions moins strictes

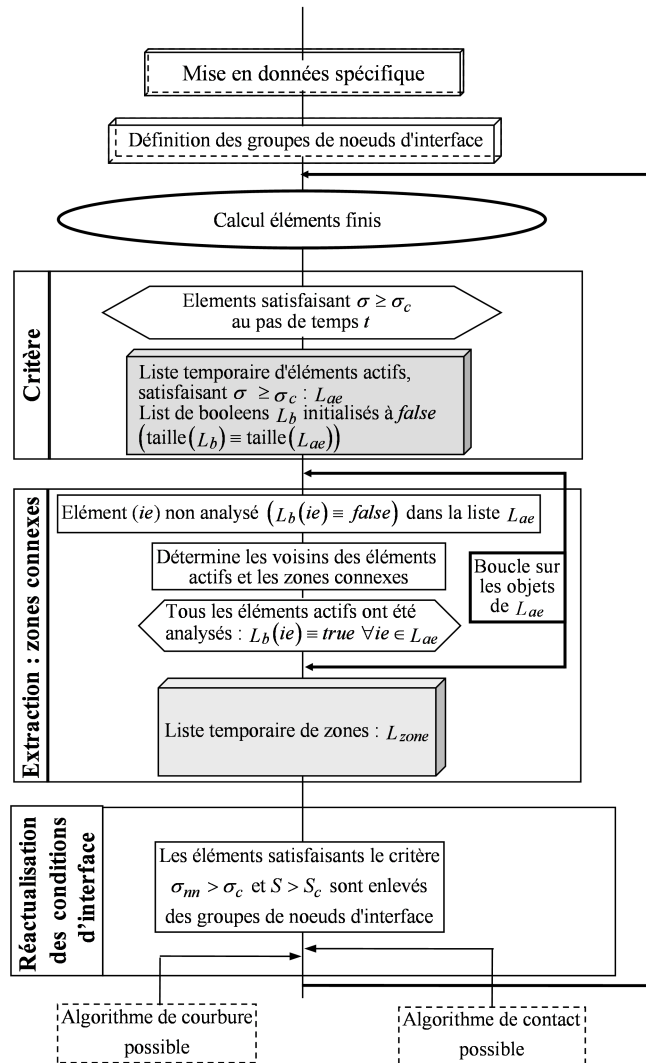


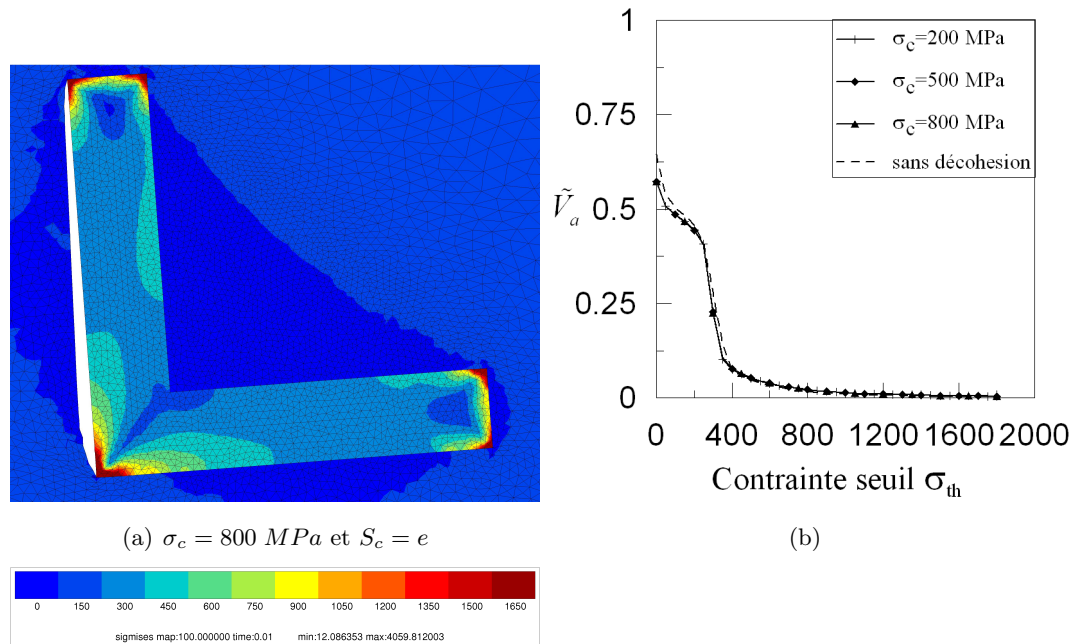
Figure VI.13: Algorithme général adapté au problème des décohésions d'interfaces. L'interface est redéfinie à chaque pas de temps de calcul donnant lieu à une décohésion.

pour le critère, faibles valeurs de  $\sigma_c$  et  $S_c$ , une décohésion de l'interface peut se produire (Figure VI.15 (b)). Dans ces conditions, qu'en est-il des volumes actifs ?

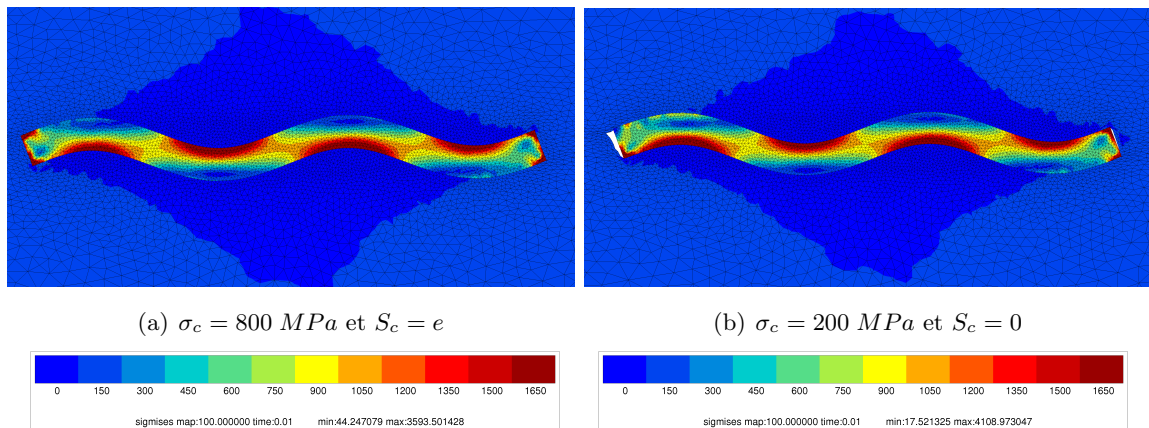
La figure VI.16 donne l'évolution des volumes actifs relatifs pour la particule sinusoidale présentée sur la figure VI.15 pour deux valeurs de  $\sigma_c$  (200 MPa et 800 MPa). Dans les deux cas,  $S_c$  est égale à  $e$ . La courbe pointillée représente l'évolution de  $\tilde{V}_a$  pour une interface parfaite. On constate une nouvelle fois que les décohésions d'interface n'affectent pas les volumes soumis à concentrations.

### VI.4.3 Les limites d'une telle approche

Ce type d'approche est limité par plusieurs aspects numériques. En effet, on constate que dans le cas de déformations importantes, des distorsions de maillages peuvent se former. Dans



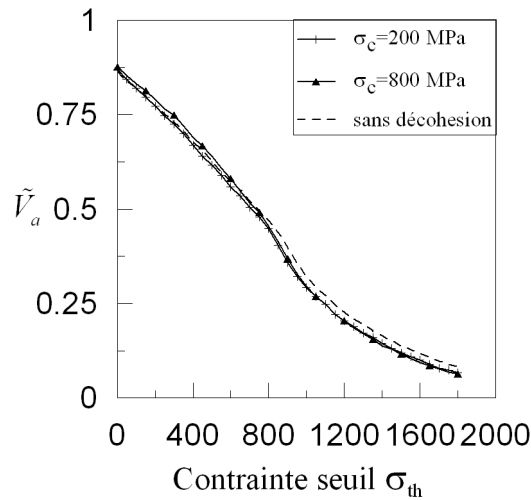
**Figure VI.14:** (a) Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$  et  $f = 1\%$ ). (b) Evolution du volume actif relatif dans une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$  et  $f = 1\%$ ).



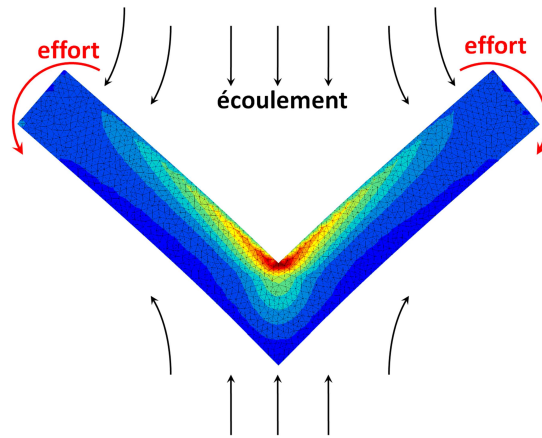
**Figure VI.15:** Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule sinusoïdale ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\frac{\epsilon}{a} = 2$ ,  $\frac{\lambda}{a} = 1000$  et  $f = 1\%$ ).

ces conditions des problèmes de convergences et de qualité des résultats peuvent apparaître.

Pour les particules intermétalliques, les fortes contraintes de traction sont causées non pas par la sollicitation de la cellule (contrainte de compression) mais par la présence de la particule. Cette présence perturbe l'écoulement de la matière. Les contraintes de traction dans la particule naissent non pas de l'effort de contact direct de l'aluminium sur la particule mais plutôt d'une déformation de l'ensemble de la particule (Figure VI.17).



**Figure VI.16:** Evolution du volume actif relatif dans une particule sinusoïdale ( $\theta = 0^\circ$ ;  $\frac{\epsilon}{a} = 2$ ,  $\frac{\lambda}{a} = 1000$  et  $f = 1\%$ ).



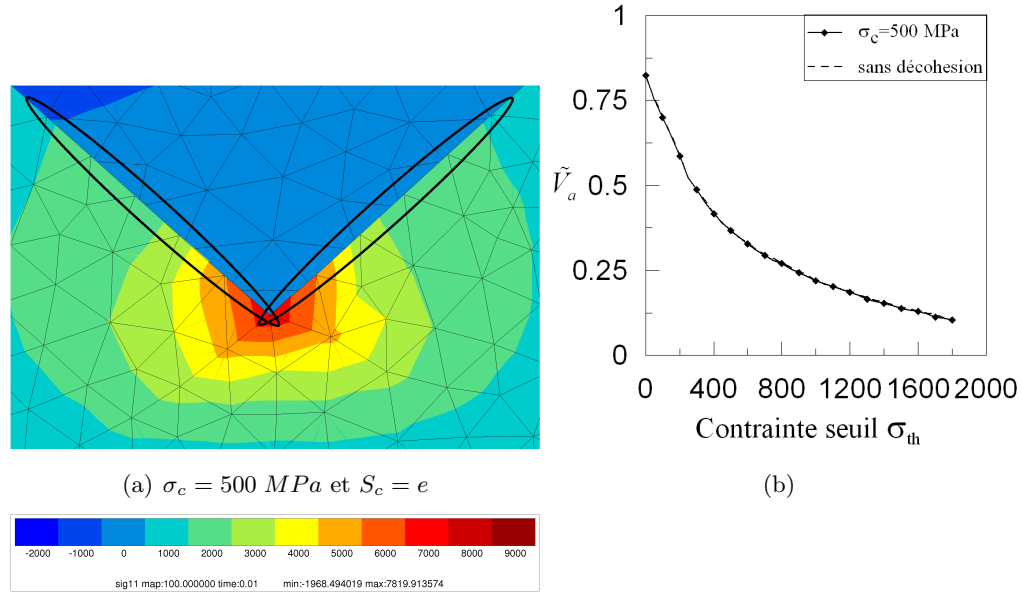
**Figure VI.17:** Naissance des contraintes dans une particule.

Ce phénomène peut entraîner dans certains cas des problèmes d'interpénétrations de maillages (Figure VI.18 (a)). Dans le cas de CZM, ce problème est évité au moyen d'une méthode de pénalisation. Un moyen de résoudre ce problème serait de traiter en plus de l'interface le problème de contact entre la particule et la matrice. Cette méthode peut s'avérer assez coûteuse en temps de calcul.

Il semble cependant que même avec une interpénétration des maillages, les volumes soumis à concentrations de contraintes ne sont pas affectés (Figure VI.18 (b)).

## Conclusion

Les observations expérimentales ont mis en évidence la coexistence des phénomènes de rupture de particules et de décohésion d'interfaces. Ce chapitre propose de décrire la décohésion



**Figure VI.18:** (a) Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$  et  $f = 1\%$ ). (b) Evolution du volume actif relatif dans une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$  et  $f = 1\%$ ).

d'interface au moyen d'un critère simple comme basé sur :

- la contrainte normale critique ( $\sigma_c$ ),
- la surface critique ( $S_c$ ).

Si les conditions sur ces deux paramètres sont réunies alors la décohésion de l'interface est possible.

Dans les particules intermétalliques, les contraintes aux interfaces sont intimement liées à l'orientation locale de l'interface ( $\varphi$ ). Les particules intermétalliques peuvent connaître de très fortes variations de courbure locale (Parra-Denis *et al.*, 2007). Dans ces conditions, il est légitime de s'interroger sur l'impact de la courbure et des décohésions d'interface sur les concentrations de contraintes au sein des particules.

Les premières simulations réalisées sur des particules « modèles » montrent la décohésion n'influence pas trop les volumes activés. Cependant, une étude plus détaillée est nécessaire pour valider ces observations.

Enfin, une étude des décohésions d'interface sur les particules de formes réelles permettrait également de valider les observations pour des problèmes tridimensionnels.

Toutefois, la méthode utilisée comporte certaines limites qu'il est bon de prendre en considération comme la distorsion et l'interpénétration des maillages. Ce dernier problème peut être contourné au moyen d'un module supplémentaire permettant la gestion d'un contact entre la particule et la matrice.





## Troisième partie

# Analyse de la rupture de particules de formes complexes et conséquences métallurgiques



# Chapitre VII

## Analyse mécanique des populations de particules complexes

### Introduction

LES chapitres précédents ont présenté un ensemble de techniques de caractérisation (MEB, tomographie, . . .) et d'analyse (Chapitre IV) dans le but d'étudier le comportement à rupture des particules intermétalliques.

Afin de mieux appréhender le comportement des particules, une pré-étude sur des particules « modèles » a été mise en place (Chapitres IV et V). Les objectifs étaient de tester la robustesse de l'algorithme d'extraction de zone et de décrire, sur des formes simplifiées, les mécanismes fondamentaux pouvant engendrer la rupture.

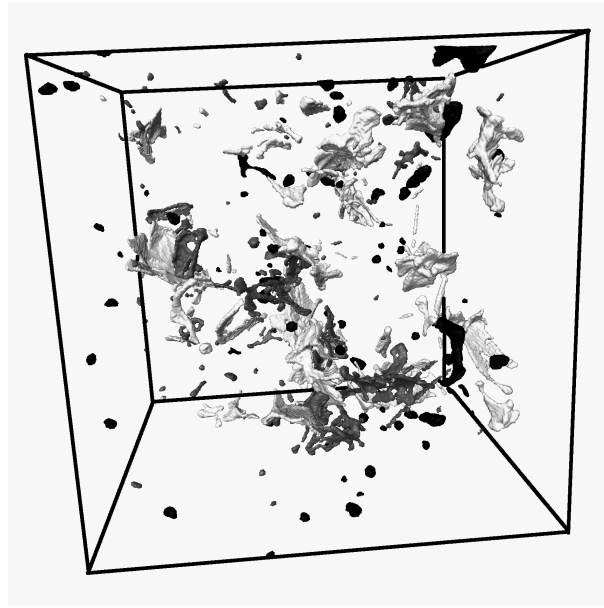
S'appuyant sur les résultats des thèses précédentes sur ce sujet (Baldacci, 2003; Parra-Denis, 2007), l'objectif de ce chapitre est :

- d'analyser le comportement mécanique de particules « réelles » (formes issues de la tomographie).
- de comparer les résultats obtenus par simulations numériques avec les résultats de la classification morphologique et s'il y a lieu, établir une nouvelle classification.

Pour un état de déformation donné, les images tridimensionnelles acquises par microtomographie aux rayons X de l'AA5182 comportent un grand nombre de particules de phase au fer (Figure VII.1), de 5000 individus à 10% de déformation jusqu'à 18000 pour le matériau déformé à 123,5%.

Bien entendu, analyser la grande quantité de données par simulation EF est inconcevable. On se limitera donc à l'analyse d'un échantillon de particules extrait de chacune des classes établies par l'analyse statistique d'E. Parra-Denis.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur la classification morphologique rapidement



**Figure VII.1:** Microtomographie de l'AA5182 brut de coulée (taille du volume  $200 \times 200 \times 200$  voxels). Les particules  $Mg - 2Si$  sont en gris clair,  $Al_xFe$  en gris foncé et les cavités en noire.

abordée dans la partie bibliographique du chapitre V. A cette occasion, une présentation plus détaillée des populations et de leur évolution au cours du laminage (10%, 82% et 123,5%) seront réalisées.

Ensuite, dans le but de comparer la méthode développée (Chapitre IV) avec une approche statistique de la rupture, une présentation de la méthode de Weibull sera réalisée. L'un des inconvénients de l'algorithme développé auparavant est de ne pas fournir d'informations sur la probabilité de rupture mais uniquement une réponse binaire (rupture/non rupture). L'objectif sera donc de vérifier si une telle approche peut convenir au problème de la rupture des particules intermétalliques.

Enfin, la méthode proposée et développée dans les chapitres IV et V sera mise en application sur les formes « réelles » de particules et comparée aux résultats d'une approche utilisant une loi de Weibull. Au final, l'intérêt consiste à valider la classification existante du point de vue mécanique ou d'établir une nouvelle classification à partir des résultats mécaniques.

---

## Sommaire

---

<b>VII.1 Classification des particules complexes . . . . .</b>	<b>197</b>
VII.1.1 Rappel des observations réalisées en tomographie à rayons X . . . . .	197
VII.1.2 Présentation générale des populations de particules . . . . .	197
VII.1.3 Présentation des différents types de particules complexes . . . . .	200
VII.1.4 Evolution des différents types de particules . . . . .	201
<b>VII.2 Modèle 3D de la rupture de particules types . . . . .</b>	<b>205</b>
<b>VII.3 Contribution d'une approche de type Weibull . . . . .</b>	<b>208</b>
VII.3.1 Statistique et rupture des matériaux . . . . .	208
VII.3.2 Distribution et statistique de Weibull . . . . .	208
VII.3.3 Contraintes de Weibull dans des particules complexes . . . . .	210
<b>VII.4 Contribution de l'analyse des volumes actifs sur la rupture des     particules . . . . .</b>	<b>212</b>
VII.4.1 Champs de contraintes dans les particules réelles . . . . .	212
VII.4.2 Procédure d'analyse des contraintes . . . . .	212
VII.4.3 Résultats . . . . .	212
<b>VII.5 Bilan général de l'étude . . . . .</b>	<b>219</b>
<b>VII.6 Conclusions de l'étude . . . . .</b>	<b>222</b>
VII.6.1 Conclusions sur la rupture des particules . . . . .	222
VII.6.2 La méthodologie . . . . .	224
<b>VII.7 Quelques perspectives . . . . .</b>	<b>225</b>
VII.7.1 Une connaissance plus fine des matériaux . . . . .	225
VII.7.2 Prédiction plus fine du comportement à rupture . . . . .	225
VII.7.3 Vers une prédiction du nombre de fragments . . . . .	225

---



## VII.1 Classification des particules complexes

Dans cette section, nous proposons de présenter les populations de particules de formes complexes. Dans une première partie, nous présenterons les résultats de la moyenne et des écart-types de mesure des volumes à différents stades de déformation. Ensuite, nous aborderons une description plus fine des résultats avec l'analyse des histogrammes en nombre et en volume. L'objectif de cette première partie est de décrire le comportement de la population de phase au fer dans son ensemble pendant le laminage.

Dans une seconde partie, nous présenterons la classification réalisée par traitement statistique au travers des différents types de particules.

Enfin, nous proposerons d'analyser les résultats d'évolution des différents types de particules.

### VII.1.1 Rappel des observations réalisées en tomographie à rayons X

Les observations en tomographie X ont été réalisées sur des tôles laminées de façon contrôlée (Chapitres I et II) à l'ESRF. Les échantillons prélevés se présentent sous la forme de parallélépipèdes de  $1 \text{ mm}^2$  de section et de  $10 \text{ mm}$  de hauteur à  $3/4$  de l'épaisseur de la tôle (Figure VII.2). Les états retenus pour l'étude sont rappelés dans le tableau VII.1.

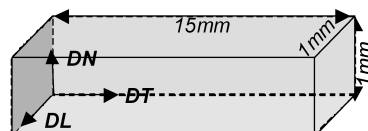


Figure VII.2: Géométrie des échantillons prélevés.

Sous-volume	Déformation	Taille du volume analysé
5B	10%	$1280 \times 1280 \times 2048$
12B	82%	$1024 \times 1024 \times 2048$
13B	123,5%	$1310 \times 1104 \times 1624$

Tableau VII.1: Échantillons d'alliages d'aluminium étudiés.

### VII.1.2 Présentation générale des populations de particules

**Distributions en volumes des particules** Les études expérimentales (Baldacci *et al.*, 2002a) ont mis en évidence une diminution du volume et une réorientation des particules au cours du laminage. Le tableau VII.2 contient les résultats de la moyenne (en voxels et en  $\mu\text{m}^3$ ) et l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé à 10%, 82% et 123,5%. Ce type de mesure permet de juger de l'évolution de la taille des particules au cours du laminage.



Une analyse directe des mesures données dans le tableau VII.2 met en évidence une augmentation du nombre de particules de la phase au fer avec le taux de déformation. En conséquence, les particules sont fragmentées au cours du processus de laminage.

	10%			82%		
Nb particules	4921			13279		
Paramètres	moyenne ( $\mu m^3$ )	moyenne (voxels)	écart type (voxels)	moyenne ( $\mu m^3$ )	moyenne (voxels)	écart type (voxels)
V	1293,65	3771,56	6906,16	302,07	880,66	2104,17
	123,5%					
Nb particules	17897					
Paramètres	moyenne ( $\mu m^3$ )	moyenne (voxels)	écart type (voxels)			
V	321,27	936,66	2848,18			

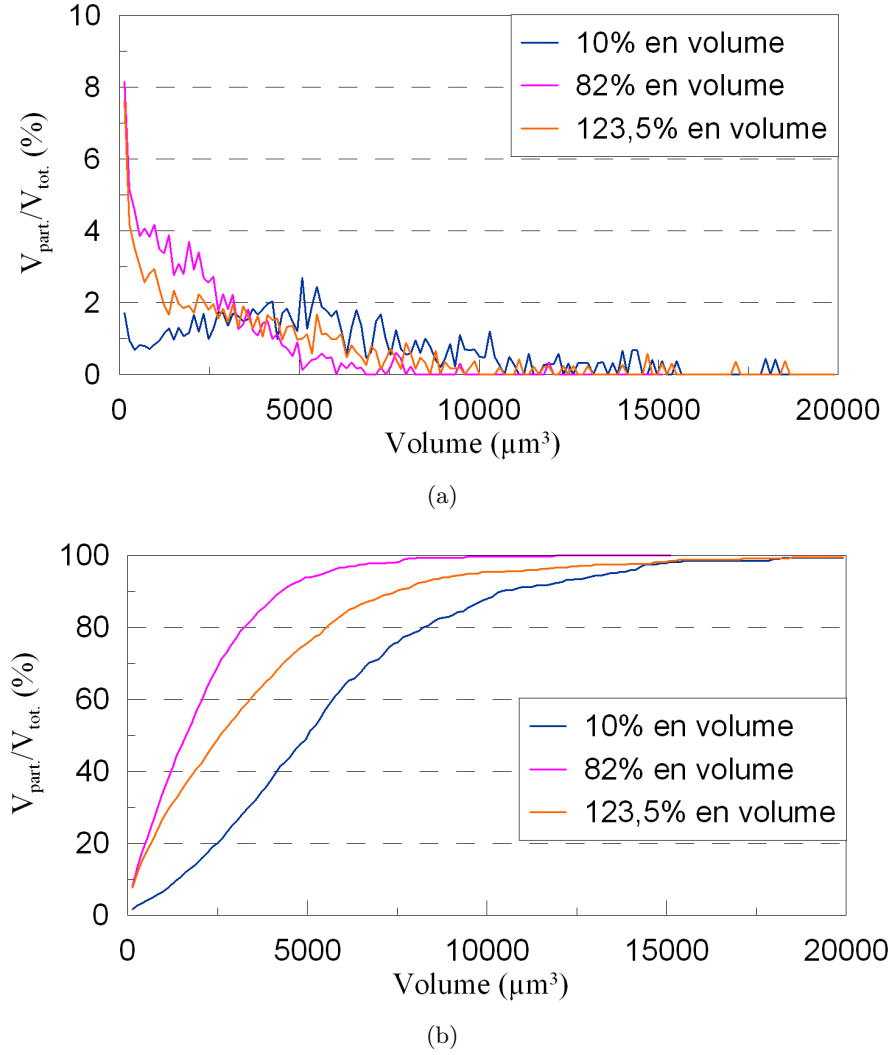
**Tableau VII.2:** Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé. La taille des volumes testés est donnée par le tableau VII.1 (résolution 1 voxels  $\rightarrow$   $0,7 \mu m^3$ ).

Compte tenu des valeurs d'écart types présentées dans ce tableau, il est difficile, à partir des moyennes, d'estimer l'évolution du volume des particules au cours du laminage. Nous présentons donc dans la suite l'évolution des histogrammes en nombre et en volume des particules.

Les histogrammes VII.3 (a) et (b) présentent l'évolution des volumes en fraction volumique des particules de la phase au fer au cours du laminage. On constate une diminution de la proportion de particules de volume important. Ainsi, la population de particules dont le volume est inférieur à  $3300 \mu m^3$  est beaucoup plus importante dans le matériau déformé à 82% et 123,5% (environ 30% de la population en volume) que dans le 10% (5% en volume). Donc, les particules intermétalliques se fragmentent au cours du laminage sous l'effet des contraintes mécaniques.

Nous remarquons également que le matériau déformé à 123,5% contient plus de particules intermétalliques de volume important que le 82%. En observant les particules de volume supérieur à  $10000 \mu m^3$  à l'aide des logiciels Aphelion<sup>TM</sup> ou Amira® (Figure VII.4), on peut remarquer que ces particules correspondent à un accolement de particules intermétalliques de volume moins important. Ainsi, la distribution est biaisée pour les volumes importants. En outre, la fraction volumique du 123,5% étant plus importante que celle du 10 et du 82%, les histogrammes en volume sont biaisés.

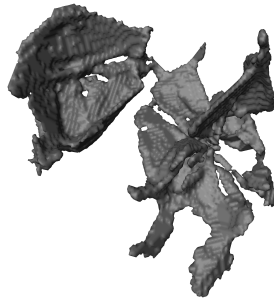
Les queues de distribution correspondent aux volumes importants sur la figure VII.3 ( $> 15000 \mu m^3$ ). Les volumes présents dans les queues de distribution sont à interpréter avec précaution, car ils ne sont pas représentatifs.



**Figure VII.3:** (a) Histogramme des volumes et (b) histogramme cumulé des volumes, en fraction volumique des particules de la phase au fer dans l'AA5182 déformé à 10%, 82% et 123,5%.

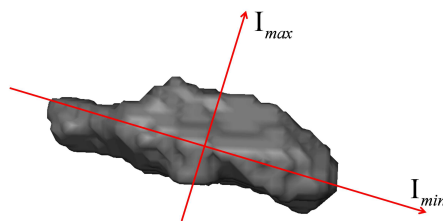
**Distributions des orientations de particules** L'évolution de l'orientation des particules au sein du matériau, pendant le laminage, est très importante. Les études antérieures ont permis, en plus des volumes présentés auparavant, de déterminer la matrice d'inertie des particules et donc, l'axe principal d'inertie. La projection stéréographique permet de représenter l'orientation des objets. La figure VII.6 présente les projections stéréographiques sur le plan  $(\overrightarrow{DN}, \overrightarrow{DL})$  de l'axe principal d'inertie des particules de la phase au fer pour les taux de déformation de 10% et 123,5%.

On constate, pour le matériau déformé à 10%, que le graphe de projection stéréographique présente un champ de points uniformément répartis (Figure VII.6 (a)). Les axes principaux d'inertie n'ont pas d'orientations privilégiés. Pour le matériau déformé à 123,5% (comme le 82%) (Figure VII.6 (b)), les projections stéréographiques montrent une concentration plus importante des points au niveau de l'axe  $DN$  (direction de laminage sur la figure I.1). La figure



**Figure VII.4:** Illustration de particule de volume important (34847 voxels soit environ  $11952,5 \mu\text{m}^3$ ) contenue dans l'AA5182 déformé à 10% montrant un accolement de deux intermétalliques de volume plus petit.

VII.5 représente les axes principaux d'inertie d'une particule. Si la concentration de points est importante au niveau de l'axe  $DN$ , les particules intermétalliques s'orientent dans la direction de laminage ( $DL$ ).



**Figure VII.5:** Représentation des axes principaux d'inertie d'une particule.  $I_{max}$  et  $I_{min}$  représentent respectivement les directions dans lesquelles la valeur de l'inertie est maximale et minimale.

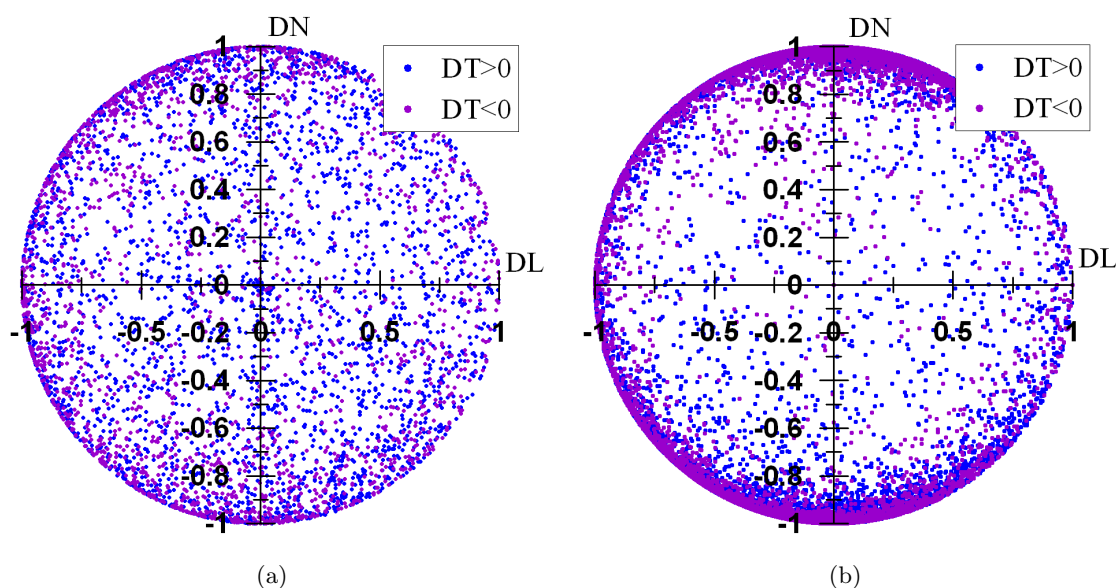
### VII.1.3 Présentation des différents types de particules complexes

L'étude des paramètres morphologiques ne se limite pas aux seuls volumes des particules. E. Parra-Denis dans ses travaux (Parra-Denis *et al.*, 2006; Parra-Denis et Jeulin, 2006) a mis en place d'autres paramètres morphologiques (surface, indice de sphéricité et de compacité, longueur géodésique, ...). Au moyen d'une Analyse en Composante Principale (ACP<sup>(18)</sup>), une classification des particules intermétalliques de la phase au fer en 5 familles a été établie. Aux 5 familles déterminées par méthode ACP, présentées sur la figure VII.7 et de manière plus détaillée en annexe J, correspondent (dénomination donnée par E. Parra-Denis) :

- les particules de type 1 sont compactes, peu allongées, et assez sphériques,

---

<sup>(18)</sup>L'Analyse en Composantes Principales (ACP) est une méthode dont les principales idées ont été élaborées par K. Pearson en 1901, puis reprises par H. Hotelling en 1933. À partir d'une population d'individus caractérisée par un ensemble de variables quantitatives, l'ACP structure et résume les variables. L'ACP permet donc de condenser les données en utilisant des combinaisons linéaires entre les variables.

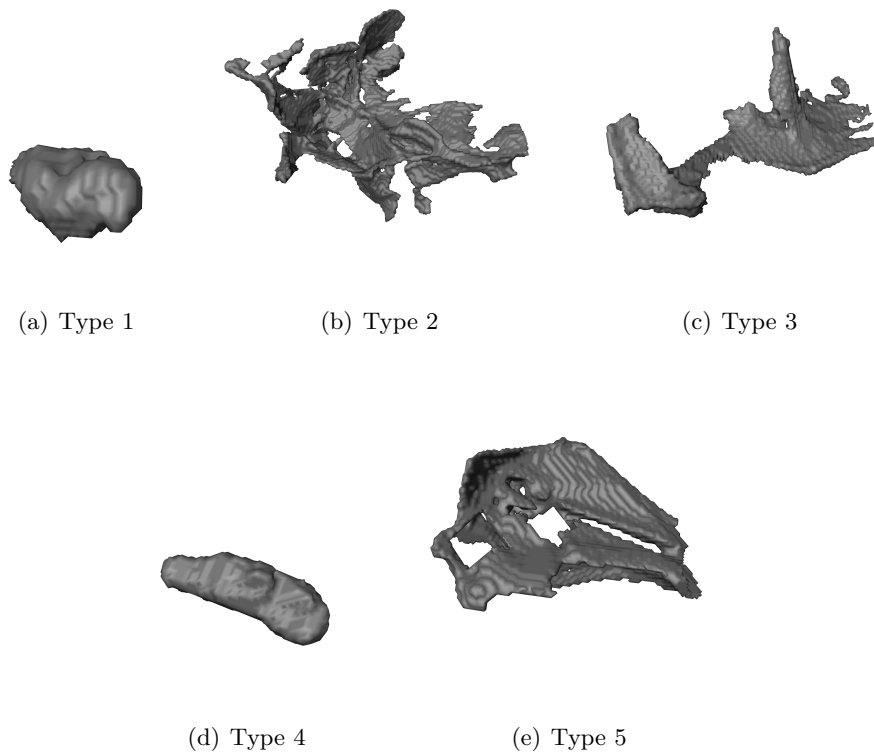


**Figure VII.6:** Projection stéréographique de l'axe principal d'inertie de chaque particule intermétallique de la phase au fer de AA5182 déformé à (a) 10% et (c) 123,5% (d'après E. Parra-Denis (2007)).

- les particules de type 2 sont complexes; elles ont un volume important et sont assez allongées,
- les particules de type 3 sont caractérisées par un allongement important dans une direction de l'espace,
- les particules de type 4 ont une forme caractéristique en cigare,
- les particules de type 5 sont caractérisées par une surface présentant de grande portion d'interface plane.

#### VII.1.4 Evolution des différents types de particules

La figure VII.8 présente l'évolution des pourcentages en nombre de particules présentes de chaque famille dans l'alliage d'aluminium au cours du laminage jusqu'à 10%, 82% et 123,5% de déformation. On constate une augmentation de la population des particules des familles de type 1 et 4. C'est-à-dire une augmentation des particules compactes de faibles dimensions. La population des particules de type 2 voit son effectif diminuer fortement lorsque le taux de déformation passe de 10% à 82% puis se stabilise entre 82% et 123,5%. Ce phénomène traduit la fragmentation des particules de forme très complexe de grande taille en particules plus simples. Les particules fragmentées sont ensuite reclassées dans d'autres familles. Les particules complexes qui n'ont pas été brisées en début de laminage ne le sont pas non plus pour des taux de déformation plus élevés (faible évolution entre 82% et 123,5%). Enfin, le comportement des familles de particules de types 3 et 5 (particules respectivement de type allongé et plan) est



**Figure VII.7:** Exemples de particules extraites des cinq familles types de particule  $Al_x (Fe, Mn)$  contenus dans l'AA5182 déformé à 10%.

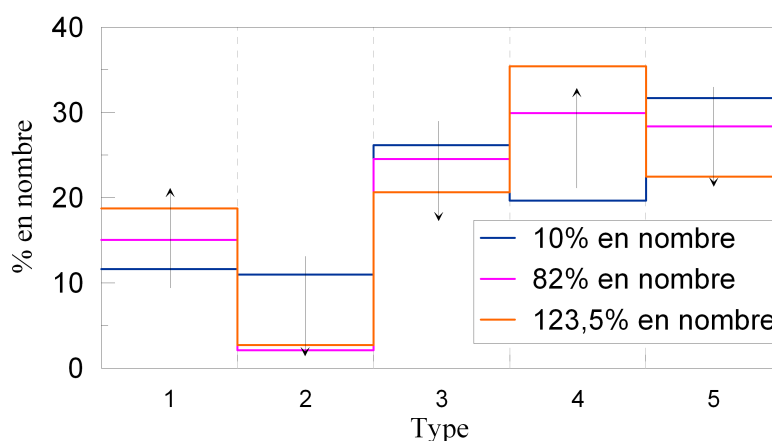
similaire. La diminution des effectifs est faible dans un premier temps (entre 10% et 82%), puis s'accélère dans un second temps.

La figure VII.9 présente l'évolution des pourcentages en volume des volumes des particules pour chaque type de particules au cours du laminage à 10%, 82% et 123,5% de déformation. Comme pour les histogrammes en nombre, on constate une augmentation, cette fois en volume, de la population des particules des familles de type 1 et 4. C'est à dire à une augmentation des particules compactes de faibles dimensions. Comme son effectif, la population de type 2 voit son pourcentage en volume diminuer fortement. Cependant, on constate que le matériau déformé à 123,5% contient plus de particules de type 1 de volume important. Il se peut, comme cela a été remarqué en début de chapitre, que la distribution soit biaisée par les volumes importants. Pour les types 3 et 5, on constate une augmentation des volumes faibles dans ces deux classes. Cela signifie qu'une partie des particules se rompent en nouvelles particules de types 3 ou 5 de volumes plus faibles. Cependant, pour les déformations les plus élevées (123,5%), leur volume tend à nouveau à diminuer.

Les queues de distribution correspondent aux volumes importants sur la figure VII.9 (>

15000  $\mu m^3$ ). Il est clair que les queues de distributions dans les histogrammes (grandes particules) sont à interpréter avec beaucoup de précautions. En effet, le nombre total de particules est très élevé dans les échantillons observés. Cependant, le nombre de particules de très grande taille est heureusement limité. Ainsi pour obtenir des queues de distributions tout à fait correctes, il faudrait observer un très grand nombre d'échantillons ( $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$ ) prélevés à des endroits différents dans la tôle. Ceci n'est pas le but de cette thèse dédiée essentiellement à l'analyse mécanique des causes de rupture de particules.

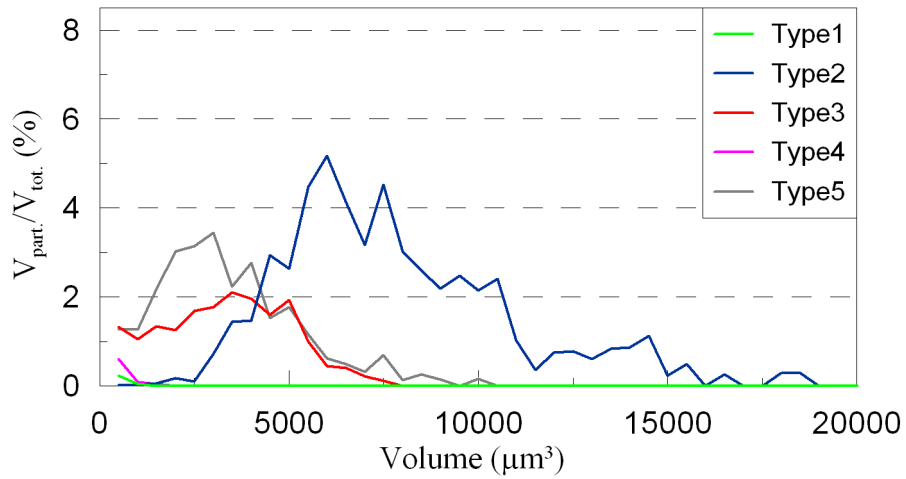
Le tableau VII.3 contient les résultats de la moyenne et l'écart type (en voxels et  $\mu m^3$ ) pour l'ensemble des particules intermétalliques des 5 familles types de la phase au fer du matériau déformé à 10%. Ce tableau a déjà été présenté dans la partie bibliographique du chapitre V. Il est rappelé ici dans le but de bien insister sur les grandes disparités en volume (écarts types importants) des particules d'une même classe.



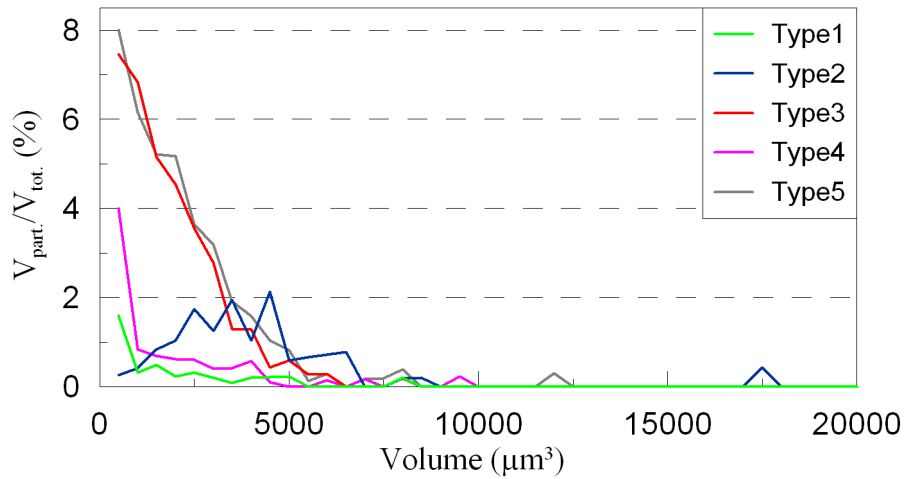
**Figure VII.8:** Histogramme des pourcentages en nombre de particules de chaque type de particules de la phase au fer dans l'AA5182.

Type	Volume moyen (voxels)	Volume moyen ( $\mu m^3$ )	Ecart type (voxels)	Ecart type ( $\mu m^3$ )
1	86,69	29,73	186,49	63,97
4	137,49	47,16	281,64	96,60
2	18855,89	6467,57	8519,54	2922,20
3	2611,28	895,67	4095,79	1404,86
5	3159,76	1083,80	4360,74	1495,73

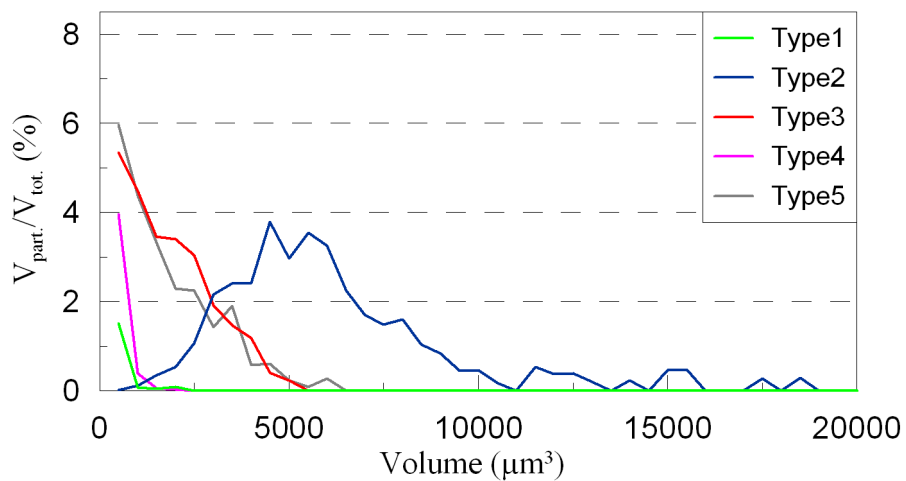
**Tableau VII.3:** Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé à 10% après classification par ACP.



(a)



(b)



(c)

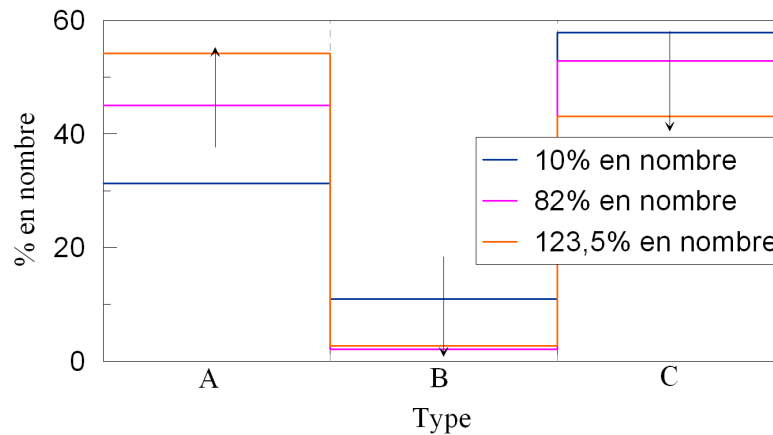
**Figure VII.9:** Histogrammes des volumes de particule de chaque type en fraction volumique des particules de la phase au fer dans l'AA5182 déformé à (a) 10%, (b) 82% et (c) 123,5%.

Au vu des résultats du tableau VII.3, trois classes de particules peuvent être extraites.

- la classe A contient les particules de type 1 et 4 (petits volumes),
- la classe B contient les particules de type 2 (très gros volumes),
- la classe C contient les particules de type 3 et 5 (volumes moyens).

En effet, le volume étant un paramètre important dans la description de la rupture des particules, ce classement par catégories de volumes semble légitime. La figure VII.10 présente l'histogramme des pourcentages en nombre de particules après regroupement par classes (A, B, C). Dans ces conditions, le nombre de particules de la classe A (particules compactes) augmente tout au long du laminage. Au contraire, l'effectif des classes B et C diminue. Cependant, leur évolution est différente. Si pour la classe B, l'effectif ne diminue plus entre 82% et 123,5%, celui de la classe C se réduit tout au long du laminage.

Il faut cependant vérifier que ce premier classement reste valable pour les simulations numériques prenant en compte la morphologie.



**Figure VII.10:** Histogramme des pourcentages en nombre de particules de chaque type de particules de la phase au fer dans l'AA5182 après regroupement.

## VII.2 Modèle 3D de la rupture de particules types

L'objectif de cette partie est de présenter le modèle mécanique 3D de la sollicitation des particules pendant le laminage à chaud. Les différences entre les modèles mécaniques 2D et 3D étant minimes, seules les modifications avec le modèle 2D seront introduites ici.

Le chapitre dédié aux particules « modèles » a permis de mettre en évidence le grand nombre de paramètres contrôlant la rupture des particules. Ce chapitre a surtout montré l'importance relative des différents paramètres. Les paramètres les plus importants sont :

- le volume des particules,
- la quantité de matière interceptée entre branches de particules non convexes,
- le rapport d'élanement, c'est à dire l'épaisseur des branches divisée par la longueur,
- l'orientation des particules par rapport aux directions de laminage.



La fraction volumique est un paramètre de second ordre dans un domaine de 0 à 2%. Au delà de 2%, la fraction volumique peut avoir une influence. Le nombre d'observations tomographiques est insuffisants pour déterminer la présence ou non d'amas de particules. Ainsi, dans la suite du chapitre, nous nous efforcerons d'analyser l'influence de la forme et de l'orientation des particules pour une fraction volumique locale constante égale à la fraction volumique moyenne et une répartition isotrope des particules (pas d'alignement dans une direction particulière).

**Les dimensions** Dans le cas tridimensionnel, le volume cellulaire correspond également à un volume de matière contenant une particule intermétallique. La figure VII.11 présente la géométrie du modèle ainsi que les dimensions initiales de la cellule. Les dimensions de la cellule prismatique,  $L_{XO}$ ,  $L_{YO}$  et  $L_{ZO}$  sont supposées égales, d'où :  $L_{XO} = L_{YO} = L_{ZO}$ . Dans ce cas, la fraction volumique  $f_0$  est donnée par :

$$f_0 = \frac{V_p}{V_c} \quad \text{avec} \quad V_c = L_{XO} \cdot L_{YO} \cdot L_{ZO} \quad (\text{VII.1})$$

où  $V_p$  et  $V_c$  sont respectivement le volume de la particule et le volume de la cellule.

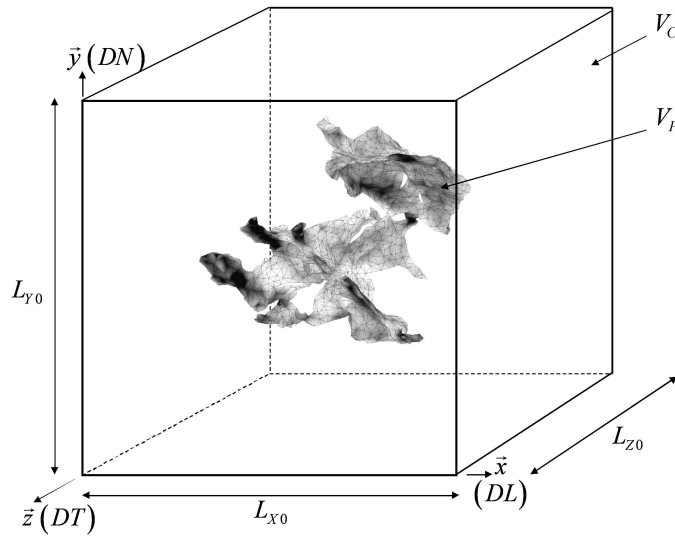


Figure VII.11: Géométrie du modèle cellulaire tridimensionnel.

**Application du chargement** Dans le but d'appliquer un chargement similaire à celui décrit dans l'étude des particules « modèles », un déplacement imposé aux nœuds des faces orientées par  $DN$  permet d'appliquer la sollicitation. La matière est toujours libre de s'écouler suivant la direction de laminage ( $DL$ ). Enfin, une condition de blocage est appliquée suivant la direction transverse ( $DT$ ).

**Loi de comportement** Les lois de comportement utilisées pour simuler la matrice d'aluminium et les particules intermétalliques, sont strictement identiques à celles décrites dans l'ana-

lyse mécanique bidimensionnelle portant sur les particules « modèles ». En conséquence, elles ne seront pas développées ici.

**Mise en œuvre du modèle EF** Les maillages de particules « réelles » ont été obtenues grâce à la méthode de maillage décrite en fin de chapitre III. Ces maillages sont bien plus « volumineux » jusqu'à plusieurs centaines de milliers d'éléments (tétraèdres linéaires). Les temps de calculs sont donc considérablement plus longs (plusieurs heures).

Les caractéristiques, ainsi que plusieurs illustrations des maillages utilisés dans cette partie, sont présentées en annexe I.

## VII.3 Contribution d'une approche de type Weibull

### VII.3.1 Statistique et rupture des matériaux

Un bon nombre de matériaux ont un comportement mécanique très dispersé. Par exemple, il peut être difficile d'analyser les réponses mesurées lors d'essais de rupture de matériaux fragiles car celles-ci sont dispersées. Ces différences sont imputées la plupart du temps aux défauts présents dans le matériau. La distribution de ces défauts est supposée aléatoire. Pour prendre en compte les fluctuations de propriétés à plusieurs échelles, le recours à des modèles probabilistes s'impose.

Il existe plusieurs approches statistiques (seuil d'endommagement, arrêt de fissure), la plus connue en sciences de matériaux est sans doute celle du maillon le plus faible (Jeulin, 1994). Ces modèles reposent sur quelques hypothèses fondamentales.

Le solide peut-être considéré comme une juxtaposition d'éléments parfaitement indépendants du point de vue de la rupture et c'est l'élément le plus faible qui entraîne la rupture du solide tout entier. A la contrainte de rupture, nous associerons une fréquence  $f_r$  ou une densité de probabilité de rupture  $P_r$ .

Lorsque l'hypothèse du maillon le plus faible est réalisée, on attribue à chaque élément une probabilité de rupture sous une contrainte donnée. Cette probabilité cumulée est  $P_0(\sigma)$ . Et donc la probabilité de survie est finalement égale selon l'hypothèse d'indépendance à  $[1 - P_0(\sigma)]^N$ . Donc la probabilité de rupture de l'ensemble des éléments est donnée par :

$$P_R(\sigma) = 1 - [1 - P_0(\sigma)]^N \quad (\text{VII.2})$$

Cela peut s'écrire :

$$P_R(\sigma) = 1 - \exp \left[ -N \cdot \ln \left[ \frac{1}{1 - P_0(\sigma)} \right] \right] \quad (\text{VII.3})$$

La fonction  $P_0(\sigma)$  est inconnue. Mais diverses hypothèses peuvent être introduites pour en donner une représentation mathématique simple. En posant,  $f[\sigma] = \ln \left[ \frac{1}{1 - P_0(\sigma)} \right]$ , on obtient :

$$P_R(\sigma) = 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \cdot f(\sigma) \right] \quad (\text{VII.4})$$

où  $V_0$  et  $V$  représentent respectivement le volume de chaque élément et le volume total.

### VII.3.2 Distribution et statistique de Weibull

Weibull a proposé pour la fonction  $f(\sigma)$  la forme suivante (Weibull, 1939, 1951) :

$$f(\sigma) = \begin{cases} \left( \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_u} \right)^m & \text{pour } \sigma \geq \sigma_0 \\ 0 & \text{pour } \sigma \leq \sigma_0 \end{cases} \quad (\text{VII.5})$$

$\sigma_0$  représente le seuil de contrainte en dessous duquel la probabilité de rupture est nulle. Cependant, dans la plupart des cas, on suppose que  $\sigma_0 = 0$ . Dans ce cas, la fonction de distribution de Weibull s'écrit :

$$P(R) = \begin{cases} 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \left( \frac{\sigma}{\sigma_u} \right)^m \right] & \text{pour } \sigma \geq 0 \\ 0 & \text{pour } \sigma \leq 0 \end{cases} \quad (\text{VII.6})$$

Le module de Weibull,  $m$ , est considéré comme un paramètre matériau caractéristique de la dispersion des défauts pour un matériau donné. Il conditionne la forme de la courbe de répartition c'est à dire la probabilité de rupture  $P_R$  en fonction de la contrainte  $\sigma$ . La figure VII.12 illustre la probabilité de rupture  $P_R$  en fonction de la contrainte  $\sigma$  pour différentes valeurs de  $m$ . On peut constater que plus  $m$  est faible, plus la dispersion est élevée. La tableau VII.4 donne quant à lui quelques valeurs courantes de modules de Weibull pour des matériaux courants.

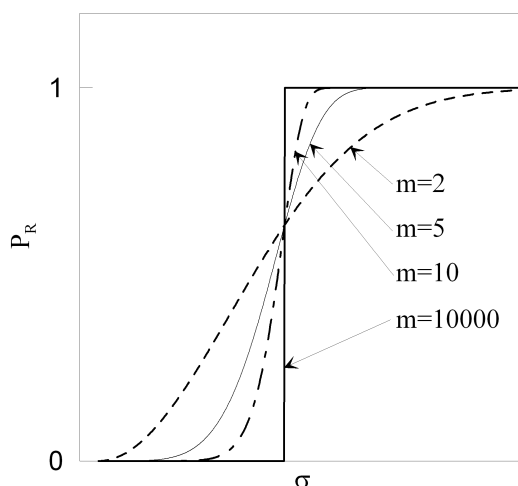
Dans le cas d'un chargement non homogène ou dans les calculs EF, la contrainte Weibull est donnée par :

$$\sigma_W = \left( \frac{1}{V_0} \int_V \sigma_1^m dV \right)^{1/m} \quad (\text{VII.7})$$

où  $\sigma_1$  représente la contrainte principale maximale.

La probabilité de rupture  $P_R$  s'écrit alors :

$$P_R = 1 - \exp \left( - \left( \frac{\sigma_W}{\sigma_u} \right)^m \right) \quad (\text{VII.8})$$



**Figure VII.12:** Evolution de  $P_R$  en fonction de  $\sigma$  pour différente valeur de  $m$ .

Le comportement des particules intermétalliques est fragile, à ce titre les valeurs retenues pour le module  $m$  sont relativement faibles. Par hypothèse, on considérera donc un module de Weibull de  $m = 5$  pour le reste de l'étude.

Le module de Weibull est adimensionnel, cependant, certains auteurs ont montré que  $m$  peut être lié à la taille des défauts dans un matériau fragile (Beremin, 1983), ou plus précisément

Matériaux	Module de Weibull
Verre	2-3
SiC	4-10
Graphite	12
Céramique	7-18
Acier	40

**Tableau VII.4:** Module de Weibull pour des matériaux courants.

à la distribution des défauts dans ce matériaux. Le problème reste alors de déterminer cette distribution de défauts dans le matériaux. Dans la loi de Weibull, les paramètres  $V_0$  et  $\sigma_u$  ne sont pas indépendants, de sorte que le paramètre à considérer est  $V_0\sigma_u$ . On estime souvent que  $\sigma_u$  représente à peu près la contrainte de rupture moyenne d'un échantillon de volume élémentaire  $V_0$  pour une probabilité de rupture de  $1 - e^{-1} = 0,632$ . Comme  $m$ ,  $\sigma_u$  dépend du matériau.

Dans la présente étude,  $\sigma_u = 500 \text{ MPa}$  et  $V_0$  correspond au volume de la particule considérée.

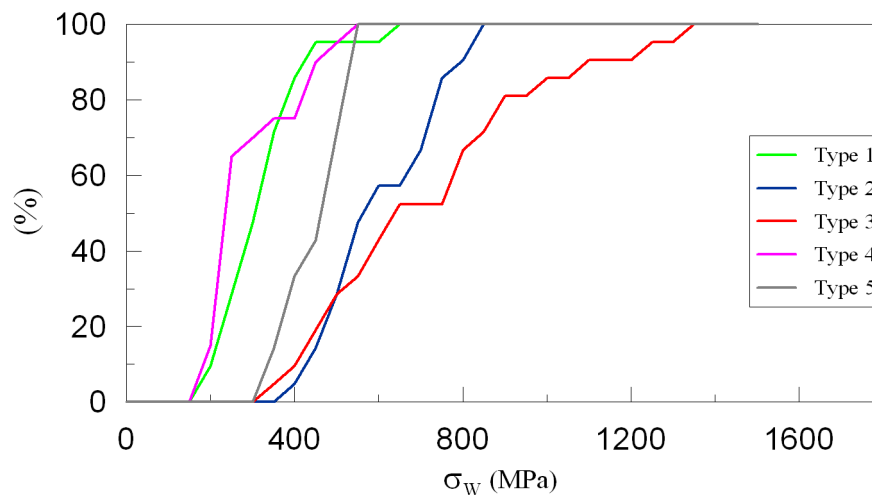
D'un point de vue pratique, les effets de taille sont importants. En effet, ils décrivent les changements de propriétés statistiques de rupture prévisibles lorsqu'on augmente la taille des échantillons. Pour le modèle du maillon le plus faible, on doit s'attendre à une décroissance de la contrainte de rupture médiane avec le volume de l'éprouvette puisque la probabilité d'observer un défaut critique augmente avec cette taille. Et, la forme de cette décroissance dépend des propriétés statistiques des défauts (tailles, formes, distribution des contraintes critiques).

### VII.3.3 Contraintes de Weibull dans des particules complexes

Les calculs proposés dans le chapitre V ont mis en évidence différents mécanismes de rupture dépendant fortement des paramètres de formes des particules. Cependant, l'approche proposée ne permet pas de quantifier la probabilité de rupture des particules. Les simulations présentées dans la suite de cette partie ont pour but de montrer comment varie la contrainte de Weibull pour les cinq types de particules issues de la caractérisation par microtomographie. La probabilité de rupture ne sera pas estimée car le nombre de particules traitées est trop limité. Le volume des particules étant très dispersé, un nombre important de particules est nécessaire pour déterminer une probabilité de rupture cohérente.

A titre indicatif, la figure VII.13 présente l'histogramme cumulé des contraintes de Weibull dans les particules pour un échantillon de particules de chaque classe. Les contraintes de Weibull sont calculées pour un état de déformation donné, ici  $E_\infty = 20\%$ . On constate tout d'abord que pour les types 1, 4 et 5, les courbes sont peu dispersées. Les particules de ces trois classes ont donc des comportements proches. En effet, les particules de types 1 et 4 correspondent à des particules compactes dont le comportement à rupture est sûrement très similaire. Dans ce cas, il semble normal d'obtenir des contraintes de Weibull peu dispersées. En revanche, le type 5

regroupe des particules plus complexes dont les comportements à rupture au sein même du groupe sont certainement très différents. Enfin, pour les types 2 et 3, les courbes semblent plus dispersées. Ceci semble logique pour des formes de particules aussi complexes (Figure VII.7).



**Figure VII.13:** Histogramme cumulé des contraintes de Weibull ( $\sigma_W$ ) pour chaque type de particules. Les courbes sont données pour 21 particules de chaque type dans le cas où  $m = 5$  et  $\sigma_u = 500$  MPa. Pour l'ensemble des particules  $V_0$  correspond au volume initial de la particule.

**Conclusions** L'approche de Weibull, certes incomplète, pousserait vers un regroupement des types 1 et 4, 2 et 3, 5. Ce résultat sera d'ailleurs conforté par l'analyse mécanique. L'analyse statistique conduit à un regroupement des types 1 et 4, 3 et 5, 2 si on considère le volume des particules.

La contrainte de Weibull augmente sensiblement (en moyenne) lorsqu'on passe des types 1 et 4 (particules plutôt compactes), au type 5, puis aux types 2 et 3. La probabilité de rupture augmentant avec  $\sigma_W$  (équation VII.8), on observe donc une augmentation de la probabilité de rupture selon cet ordre des types de particules. Ce résultat est tout à fait conforme à l'évolution des populations de particules présentées à la figure VII.8, les particules de type 1 et 4 augmentant avec la déformation macroscopique, les autres types diminuant par fragmentation. Les classifications des particules selon des critères morphologiques ou micromécaniques sont donc cohérentes.

L'analyse de Weibull ne permet pas de donner d'informations sur le nombre de fragments obtenus après rupture. Or, l'analyse par zones connexes est plus susceptible de donner cette information. Il serait sûrement très intéressant dans un développement futur de combiner les deux approches dans le but d'identifier les zones les plus sollicitées et d'en connaître la probabilité de rupture.

Enfin, cette analyse exige un nombre de particules à étudier très important de par la très grande variation des volumes au sein d'un même type.

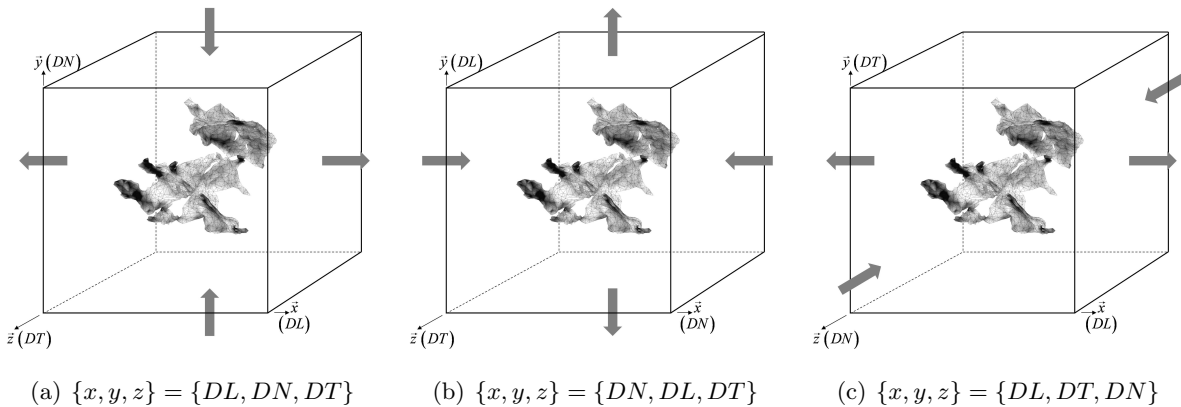
## VII.4 Contribution de l'analyse des volumes actifs sur la rupture des particules

Nous allons présenter dans cette partie les résultats de la méthode décrite auparavant (Chapitres IV et V) sur ces particules réelles. A partir des 5 grandes classes morphologiques établies par E. Parra-Denis, une analyse des concentrations de contraintes sur un échantillon de particules de chacune des classes a été réalisée.

### VII.4.1 Champs de contraintes dans les particules réelles

### VII.4.2 Procédure d'analyse des contraintes

Dans chaque classe de particules nous avons choisi au hasard 7 particules. Pour chacune de ces particules, nous avons comprimé la cellule successivement suivant un des trois axes structurants de la cellule. Cela revient à considérer 3 orientations possibles d'une particule par rapport aux axes de laminage (Figure VII.14).



**Figure VII.14:** Représentation des 3 configurations de sollicitations pour chaque particule réelle sélectionnée.

### VII.4.3 Résultats

**Influence du type de particules** La figure VII.15 représente le résultat de cette analyse. Elle montre l'évolution du volume actif relatif pour un échantillon de particules de chacune des classes pour une déformation imposée à la cellule de 2%. Chaque particule donne aussi lieu à un faisceau de 3 courbes. Cette façon de procéder permet d'interpréter les courbes à la fois comme des couples (particules, chargement) indépendants et d'étudier aussi l'influence de l'orientation des particules par rapport au chargement.

En premier lieu, on constate les évolutions des volumes actifs relatifs sont assez dispersées dans chacune des classes. Cependant, on peut relever des différences de comportement assez grandes entre les différentes classes. Dans les cas des particules de types 1 et 4, la décroissance

des volumes relatifs avec la contrainte seuil est plus forte que dans les autres classes. L'étendue du champ de contrainte dans ces particules est donc plus resserrée. Autrement dit, le champ de contrainte est plus homogène.

Les courbes de volumes relatifs pour les trois autres types (types 2, 3 et 5) sont plus dispersées et leur décroissance avec l'augmentation de la valeur seuil est plus faible. Le type de chargement appliqué est identique pour l'ensemble des particules. Dans ce cas, les particules de types 2, 3 et 5 sont plus sollicitées mécaniquement que les particules des deux autres classes.

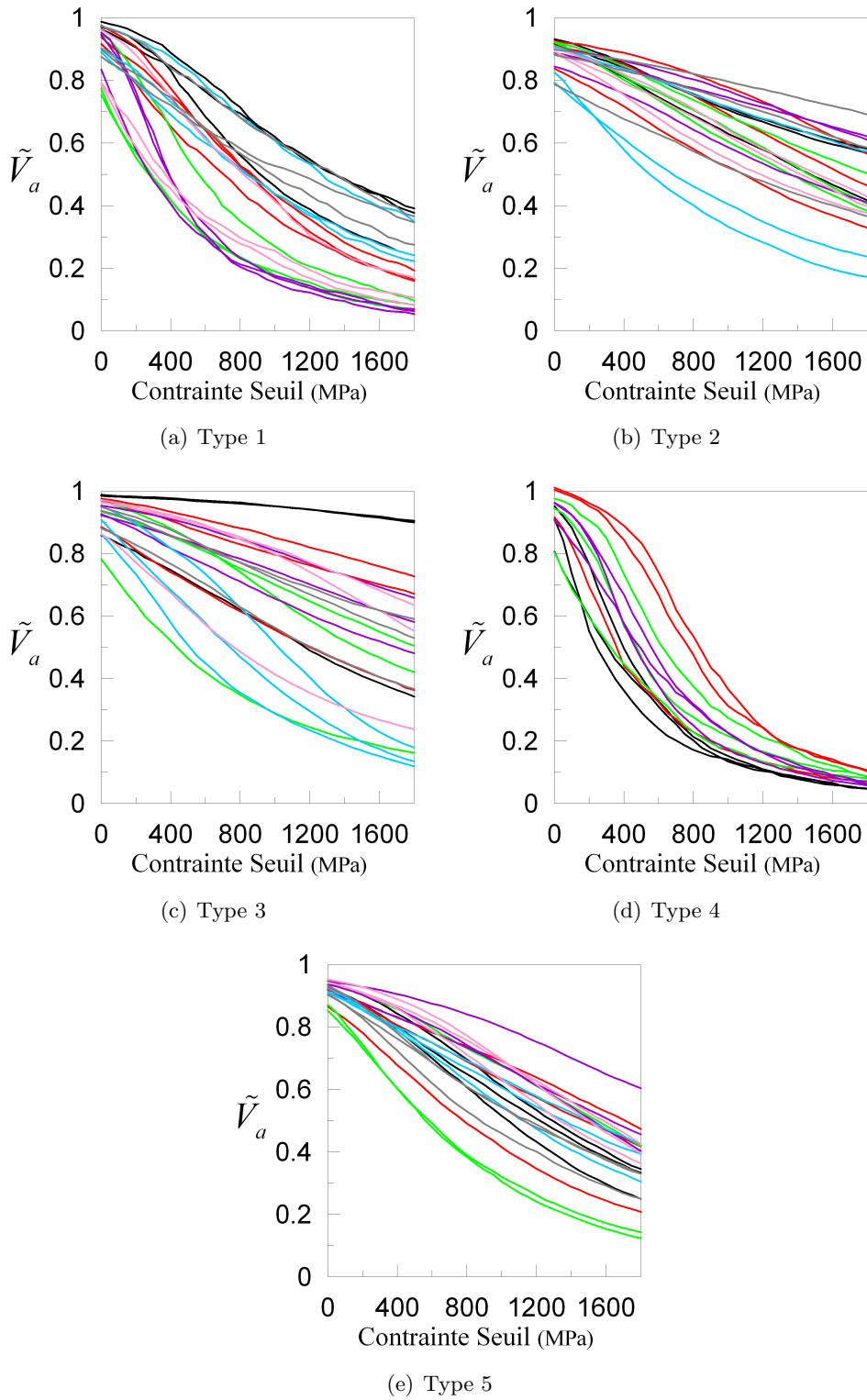
La figure VII.16 montre l'évolution du volume relatif moyen de chacune des classes en fonction de la contrainte seuil. La probabilité de présence des différents types de particules n'est pas la même. Bien que les effectifs en nombre de chacune des classes deviennent de plus en plus différents au cours du laminage, il existe déjà pour l'état déformé à 10% des différences notables (Figure VII.8). En conséquence, les volumes relatifs présentés sur la figure VII.16 sont pondérés par l'effectif en nombre de particules de chacune des classes.

Le tableau VII.5 présente les images des particules correspondantes aux bornes supérieures et inférieures de chaque échantillon de particules des différentes classes. Seuls les types 2, 3 et 5 ont été représentés car cela n'a pas d'intérêt pour les particules de formes compactes (type 1 et 4). On constate que les formes de particules sont très différentes pour un même type. Il faut également noter que pour les bornes supérieures, les particules sont orientées selon une direction offrant une grande résistance à l'écoulement. Les directions de sollicitations sont données sur la figure. Bien entendu cette remarque reste valable uniquement pour les particules non convexes (types 2,3 et 5).

La figure VII.17 représente l'évolution des volumes de concentrations de contraintes (en  $\mu m^3$ ) pour un échantillon de particule de chaque type. On constate comme précédemment que les volumes soumis à concentrations chutent de manière plus rapide dans le cas des types 1 et 4. De plus, le volume moyen de ces deux classes est très inférieur à celui des autres classes. Les courbes d'évolution du volume critique ( $v_c$ ) pour plusieurs valeurs de ténacité ont été tracées sur la figure VII.17. Par hypothèse, les particules les plus petites ont moins de chance de se rompre. D'ailleurs, pour une valeur de ténacité donnée (3 ou 4  $MPa \cdot \sqrt{m}$ ), les volumes actifs respectant le critère ( $v_a > v_c$ ) sont bien plus élevés dans le cas des types 2, 3 et 5 que dans les deux autres.

**Influence de l'orientation des particules** Chaque couleur sur les courbes de la figure VII.17 représente une même morphologie de particule. Pour une morphologie de particule donnée, chaque courbe (de même couleur) correspond à la même particule sollicitée dans une direction différente. Ces remarques faites, on constate que les courbes des types 2 et 5 se regroupent plutôt en paquets. Chaque regroupement correspondant à la même morphologie. Les particules du type 3 semblent plus hétérogènes. En conséquence, les particules de type 3 ont des orientations qui





**Figure VII.15:** Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ) pour chaque type de particules. Les courbes d'évolution du volume sont données pour 21 particules de chaque type ( $7 \times 3$  orientations).

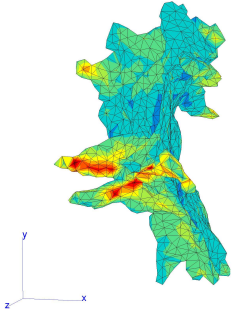
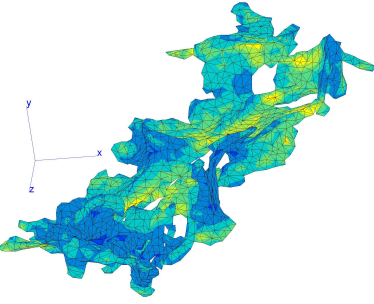
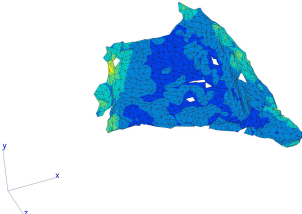
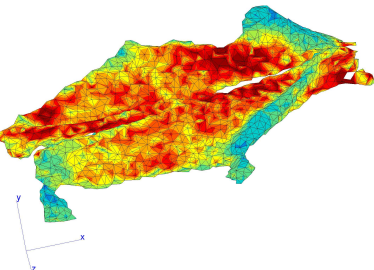
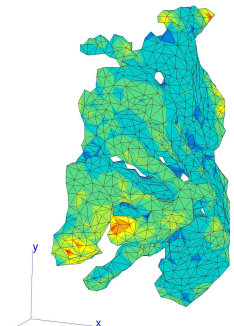
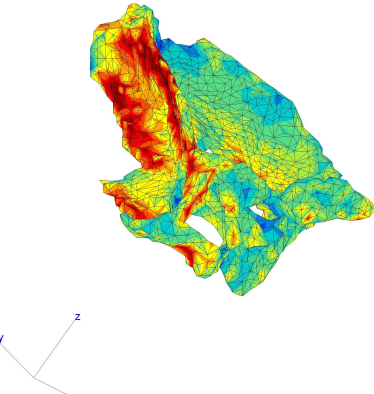
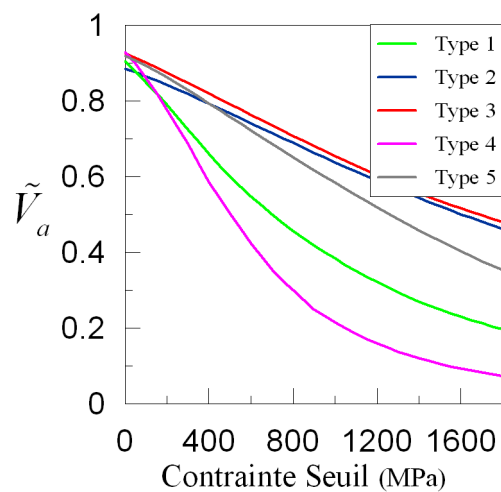
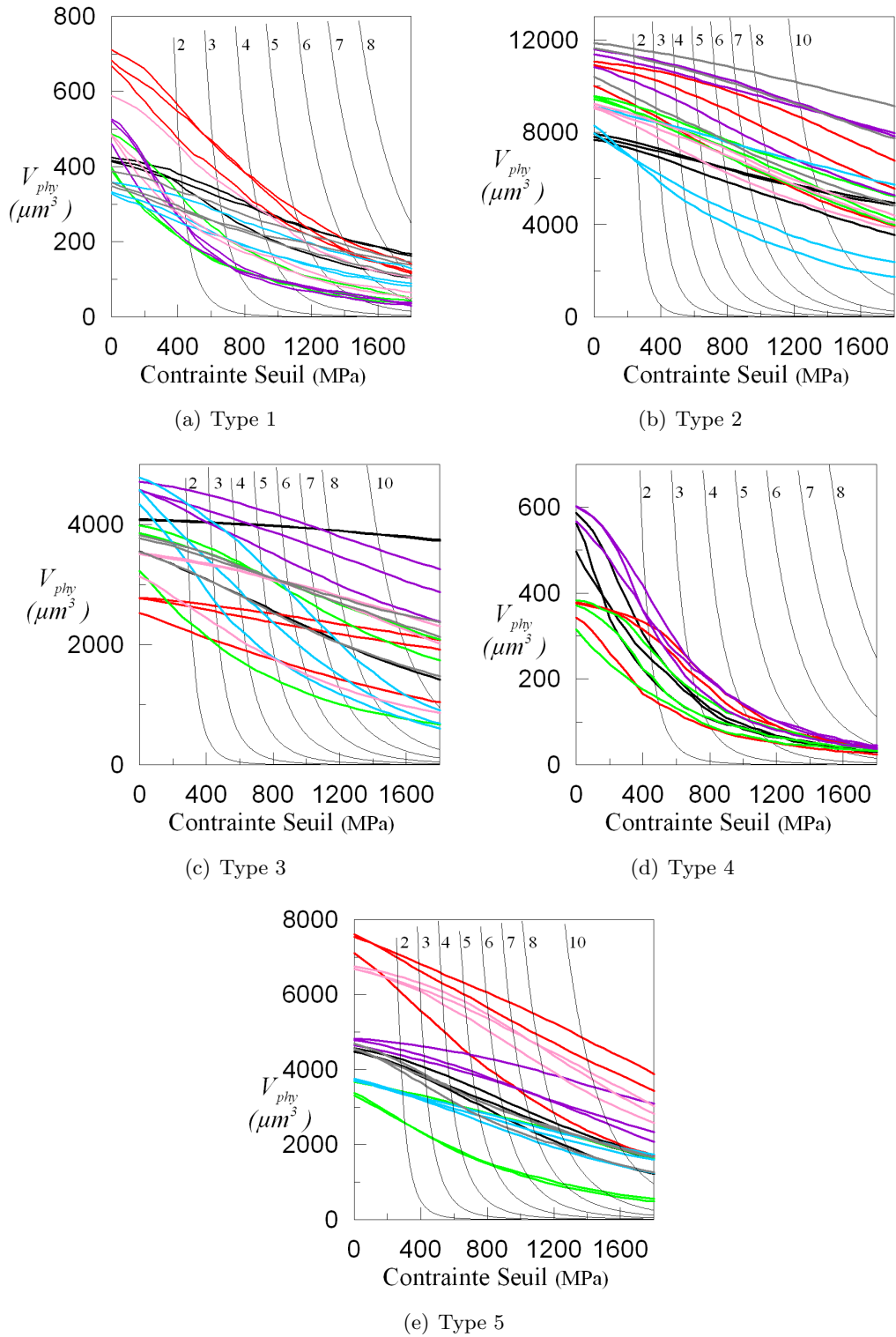
	Borne inférieure	Borne supérieure
Type 2	 <p>direction de sollicitation : <math>z</math></p>	 <p>direction de sollicitation : <math>y</math></p>
Type 3	 <p>direction de sollicitation : <math>x</math></p>	 <p>direction de sollicitation : <math>y</math></p>
Type 5	 <p>direction de sollicitation : <math>z</math></p>	 <p>direction de sollicitation : <math>x</math></p>

Tableau VII.5: Représentation des particules de comportement « extrêmes ».



**Figure VII.16:** Evolution moyenne par type du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). Les évolutions moyennes par classe sont réalisées à partir des 21 particules de chaque type de la figure VII.15.

privilégient fortement la rupture. De manière générale, une même morphologie de type 2 ou 5 a un comportement plutôt homogène suivant les différentes directions. Evidemment, ce ne sont ici que des tendances de comportement observées sur de petits échantillons de chaque classe de particules. Bien entendu, les particules d'une même classe morphologique peuvent être malgré tout bien différentes (Annexe J). Et dans ce cas, des variations de comportement mécanique au sein d'une même classe sont inévitables.



**Figure VII.17:** Evolution du volume ( $V_{phy}$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ) pour chaque type de particules. Les courbes d'évolution du volume sont données pour 21 particules de chaque type.

## Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle mécanique d'analyse de comportement à rupture a été proposé. Se basant sur les résultats de la classification morphologique proposée par E. Parra-Denis, une étude de ces différentes classes morphologiques a été réalisée.

L'utilisation d'une loi de Weibull exige un nombre de particules analysées très grand à cause de la forte variation des volumes à l'intérieur d'un type. Cependant même incomplète, l'analyse semble confirmer la classification issue de l'approche par zones.

Fort de ces renseignements, le modèle développé au chapitre IV et mis en pratique dans le cas bidimensionnel sur les particules « modèles » dans le chapitre V a été appliqué au cas des morphologies complexes.

L'utilisation de ce modèle de rupture permet d'établir plusieurs tendances quant au comportement des différentes classes de particules. On apporte une nouvelle fois la preuve que les particules non compactes sont beaucoup plus faciles à rompre que les petites particules compactes. Mais au delà, les particules de type 3 ayant un allongement préférentiel dans une direction (selon la classification proposée par E. Parra-Denis) semblent plus sujettes à un effet de leur orientation par rapport à la direction de sollicitation. D'ailleurs les effets de réorientation de particule pendant le laminage sont moindres sur les types 2 et 5.

Pour conclure, il semblerait donc qu'il se dessine trois familles de comportement mécanique :

- les particules compactes très difficiles à rompre (types 1 et 4),
- les particules complexes dont l'orientation n'a pas d'influence significative sur le comportement à rupture (types 2 et 5),
- les particules complexes dont le comportement à rupture dépend de manière importante de l'orientation (type 3).

Si l'on reprend le classement réalisé en début de chapitre, à partir de la seule prise en compte des volumes, on remarque une différence avec celui exposé ci-dessus. La prise en compte de la morphologie permet de réaliser un nouveau classement des types 2, 3 et 5. Toutefois, ces trois types (volumes importants) constituent des classes à part entière.

Bien entendu, et cela demeure une limite importante de la méthode, les différentes étapes nécessaires à la réalisation de telles simulations restent assez « lourdes ». Bien que ce type d'approche donne des résultats très intéressants du point de vue mécanique, il n'en reste pas moins inconcevable de traiter des volumes de données aussi importants qu'avec l'approche morphologique proposée par E. Parra-Denis. Cependant, on a pu constater que les deux approches ne donnent pas tout à fait les mêmes classifications.

Dans une analyse future, il est tout à fait concevable de déterminer pour chaque particule le nombre de zones satisfaisant le critère de rupture (moyens de calcul plus importants). La détermination du nombre de fragments nécessite quelques développements encore. Quelques pistes déjà explorées seront décrites en perspectives (conclusion générale).

# Conclusion générale et perspectives

TOUT au long de ce travail de thèse, nous nous sommes efforcés de garder à l'esprit le sens physique (métallurgique) du problème. Bien évidemment cela pose le problème de la connaissance précise des matériaux. En effet, le manque d'informations sur le comportement et les propriétés mécaniques des particules intermétalliques a toujours constitué une difficulté importante. Cependant, nous avons toujours essayé de garder un esprit critique sur les hypothèses réalisées tout au long de l'étude.

## VII.5 Bilan général de l'étude

Le CHAPITRE 1 a permis de définir le contexte industriel et de poser les différents problèmes scientifiques. L'objectif ici, était de présenter le matériau (AA5182) et les particules intermétalliques qui le composent. Les conditions d'obtention de l'alliage permettent de comprendre le processus de formation des particules intermétalliques. En effet, lors de la solidification de l'alliage après coulée, les éléments d'addition sont rejetés aux joints de grains pour former des particules intermétalliques de deux natures :  $Al_xFe$  (dont la composition chimique peut varier de  $x \in \llbracket 3; 6 \rrbracket$ ) et  $Mg_2Si$ . La solidification s'accompagne également de formation de cavités à l'intérieur du matériau.

Les observations expérimentales au MEB après dissolution sélective (clichés ALCAN) ont permis de mettre en évidence la complexité des morphologies de particules. D'ailleurs, la complexité des morphologies et les variations de composition chimique (parfois à l'intérieur d'une même particule) expliquent aussi pourquoi il est si difficile d'obtenir les propriétés mécaniques de ces particules au comportement très fragile ( $Al_xFe$ ).

Le CHAPITRE 2 a rassemblé la plupart des techniques expérimentales nécessaires à la caractérisation des matériaux et des morphologies de particules. Pour simuler le comportement de l'aluminium pendant le laminage, des essais de compression plane à chaud à plusieurs vitesses de déformation ont été réalisés (Baldacci *et al.*, 2002a). En plus de la caractérisation de l'alliage, différentes techniques comme la dissolution sélective (ALCAN) et la microtomographie par rayons

X ont été utilisées pour caractériser les morphologies des particules intermétalliques. Cette dernière technique permet d'apporter les informations 3D indispensables au vu de la complexité des morphologies. Cependant, ces techniques d'imagerie 3D nécessitent des post-traitements faisant l'objet d'un chapitre à part entière.

Le CHAPITRE 3 a été consacré à la description des techniques d'analyse d'images permettant la segmentation des particules ainsi que le passage aux géométries maillées. La méthode de segmentation est basée sur une série d'opérations allant du filtrage, à la combinaison d'opérations morphologiques. Cette méthode de segmentation multi-classes mise au point au cours du projet de la région Rhône-Alpes permet d'extraire, à partir d'une connaissance *à priori* de l'image, les particules intermétalliques. Néanmoins, cette technique présente certains inconvénients :

- les images doivent être de bonne qualité et ne pas présenter trop d'artefacts (anneaux),
- le contraste entre les particules et la matrice doit être suffisant ; ce qui n'a pas toujours été le cas pour les particules  $Mg_2Si$ ,
- les paramètres des seuils, et les pas de dilatation sont fixés par l'utilisateur ; la qualité de la segmentation dépend donc en grande partie de sa sensibilité.

Le passage au maillage peut être réalisé au moyen de plusieurs techniques. Cependant, les méthodes conventionnelles (méthodes voxels-éléments) conduisent très souvent à la génération de maillages importants, coûteux en temps de calculs.

La méthode utilisée s'appuie sur l'algorithme du *Marching Cubes* (implémenté dans Amira®). Elle permet la génération de maillages volumiques composés d'éléments tétraédriques. Si l'on couple à cet algorithme des méthodes de simplification de surfaces, on obtient des maillages décrivant précisément la morphologie des particules tout en gardant une taille raisonnable, compte tenu des moyens de calcul utilisés (PC).

Le CHAPITRE 4 répond à un objectif bien précis. Comment traiter les concentrations de contraintes tout en s'affranchissant des nombreux artefacts ? En effet, la complexité des morphologies, les forts gradients de propriétés mécaniques sont autant de causes à la naissance de fortes concentrations de contraintes.

L'algorithme proposé et développé dans ce chapitre a mis en évidence deux natures de concentrations de contraintes :

- concentrations de contraintes à courte portée,
- concentrations de contraintes à longue portée.

La première est considérée comme non significative et ne doit pas être prise en compte dans l'analyse mécanique. En revanche, le deuxième type de concentration doit être retenue pour l'étude de la rupture des particules. Cependant, la complexité des modèles (géométries) imposent une recherche automatique sans connaissance, *à priori*, des localisations de concentrations de contraintes.

L'originalité de l'algorithme réside dans la prise en compte de l'évolution de zones connexes au cours de la déformation. Les zones sont extraites à partir de seuillage successifs plus couramment

utilisés en analyse d'images. Outre la prise en compte de l'hétérogénéité du champ de contrainte et de l'historique de chargement, cet algorithme peut s'étendre à d'autres problèmes faisant intervenir d'autres champs scalaires.

Cependant, la sensibilité de l'algorithme au maillage peut être significative. En effet, pour des maillages très « grossiers », l'évaluation du volume des zones peut-être biaisée par la taille des éléments.

Le CHAPITRE 5 a porté sur l'analyse des particules de formes « modèles ». L'importance du chapitre traduit assez bien la complexité du problème. Et, bien qu'à première vue les géométries choisies semblent très simplifiées au regard des morphologies des intermétalliques, l'apport de cette étude sur la compréhension des mécanismes a été indéniable.

Une des difficultés majeures dans cette partie du travail a été de décrire et choisir des paramètres d'études pertinents. D'ailleurs, ces paramètres sont de nature très différentes (chargement, matériau, forme, ...).

L'étude des paramètres liés au chargement ont permis de conforter les observations expérimentales et numériques des études antérieures. D'une part, la rupture des particules se produit pendant les premiers stades de laminage. D'autre part, la vitesse de laminage n'a pas d'influence notable sur les champs de contraintes dans les particules.

L'analyse a montré qu'évidemment les particules les plus simples à rompre sont les particules de plus gros volumes. Malheureusement, d'autres paramètres se révèlent tout aussi importants. En effet, la ténacité est un paramètre essentiel de par sa position au sein du modèle. La valeur de la ténacité permet de calculer le volume critique qui décide de la condition de rupture.

L'étude a également montré que les particules minces et élancées se rompent plus facilement que les particules épaisses de même volume.

Enfin, même si elle n'est pas contrôlable, l'orientation est un paramètre très influant sur la rupture des particules. On a pu voir que les particules se réorientent dans la matrice suivant la direction la plus sollicitante. Ceci explique pourquoi les particules non rompues pendant les premiers stades de laminage peuvent se rompre ensuite. Mais au delà de l'orientation, la longueur interceptée (longueur/surface offrant la résistance à l'écoulement) joue un rôle crucial. En effet, la capacité des morphologies à se rompre est conditionnée par leur surface de résistance à l'écoulement.

Le CHAPITRE 6 a permis la mise en évidence de phénomènes de décohésion d'interface simultanément à la rupture des particules. La courbure locale des particules joue un rôle important. Dans ces conditions, le modèle proposé tente de s'affranchir des artefacts dus aux fortes localisations de contraintes. Il reste encore beaucoup de travail sur ce point toutefois les pistes développées ici semblent intéressantes. En effet, il semblerait que les décohésions d'interfaces n'affectent pas significativement le champ de contraintes dans la particule. Ceci est dû au fait que la cellule est soumise à un état de compression.



Le CHAPITRE 7 a été l'occasion d'utiliser l'algorithme développé au chapitre IV sur les particules réelles issues de microtomographie à rayons X. L'objectif était de confirmer la classification obtenue par E. Parra-Denis à partir d'outils statistiques. Cette analyse a montré que d'un point de vue mécanique, le nombre de classes de particules peut-être limitée à trois. Les trois familles sont caractérisées par :

- des particules compactes difficiles à rompre,
- des particules complexes (plutôt isotropes) dont l'orientation n'a pas d'influence significative sur le comportement à rupture,
- des particules complexes (particule avec portions planes) dont le comportement à rupture dépend de manière importante de l'orientation.

L'approche de Weibull, certes incomplète, pousserait vers un regroupement des types 1 et 4, 2 et 3, 5 comme pour l'analyse mécanique. La contrainte de Weibull augmente sensiblement (en moyenne) lorsqu'on passe des types 1 et 4 (particules plutôt compactes), au type 5, puis aux types 2 et 3. La probabilité de rupture augmentant avec  $\sigma_W$ , on observe donc une augmentation de la probabilité de rupture selon cet ordre des types de particules. Ce résultat est tout à fait conforme à l'évolution des populations de particules, les particules de type 1 et 4 augmentant avec la déformation macroscopique, les autres types diminuant par fragmentation. Les classifications des particules selon des critères morphologiques ou micromécaniques sont donc cohérentes.

## VII.6 Conclusions de l'étude

### VII.6.1 Conclusions sur la rupture des particules

Il ressort de cette étude que la rupture des particules intermétalliques est un phénomène très local conditionné par un nombre important de paramètres. La littérature dans ce domaine (particules non convexes) n'étant pas très fournie, il a fallu mener un travail exploratoire quant au choix et à la description des paramètres d'études. Les paramètres choisis sont de natures très diverses. En effet, la rhéologie de la matrice, les propriétés mécaniques des particules ou encore la morphologie des particules ont fait l'objet d'une étude détaillée dans un premier temps sur les particules modèles et dans un second temps sur les particules réelles.

La description des particules modèles est justifiée par différents aspects. Il n'était pas concevable initialement de tester l'ensemble des paramètres choisis sur les particules réelles. Par exemple, cela n'aurait eu aucun sens de tester l'influence de la rhéologie de la matrice sur les particules réelles prises au hasard. De plus, les conclusions tirées de l'analyse des particules modèles se sont révélées assez riches. En effet, plus le volume des particules est important, plus celles-ci ont une chance de se rompre. La chance d'avoir un défaut de taille critique est plus importante dans les grosses particules.

Si la rhéologie de la matrice et le chargement n'ont pas d'influence significative pour une plage de donnée raisonnable (*i.e.*  $\dot{\epsilon} = 1$  à  $20 \text{ s}^{-1}$ ), les propriétés mécaniques des particules sont

très importantes. Effectivement, plus le module de Young des particules est élevé par rapport au module de la matrice, plus le champ de contraintes et donc la probabilité de rupture sont élevés. En réalité, c'est plutôt le contraste de propriétés mécaniques qui importe ( $r$  grand). Mais au delà de ces paramètres matériaux, la ténacité joue un rôle incontestable. Même pour des valeurs caractéristiques d'un comportement fragile, une petite variation de ce paramètre peut entraîner des variations importantes du volume critique. Même pour des volumes importants, on a pu constater qu'au delà de  $K_{1C} = 6 \text{ MPa}$  les chances de rupture diminuent fortement. D'ailleurs, l'évolution (non linéaire) de la déformation à rupture montre que les chances de rompre diminuent si la rupture ne se produit pas lors des premiers stades de laminage. Les méthodes de caractérisation mécaniques proposées dans la littérature (*FeAl* produit en laboratoire) ne permettent pas d'obtenir facilement, cette valeur.

Si le nombre de paramètres testés peut paraître important, c'est aussi en partie dû à la complexité des morphologies (même pour les particules modèles). D'ailleurs, il ressort de ce travail, plusieurs conclusions importantes. Le facteur d'élancement et la longueur/surface interceptée sont des paramètres primordiaux. Les conditions d'élaboration doivent dans la mesure du possible permettre la création de particules minces et élancées. Ces particules sont beaucoup plus faciles à rompre que les particules épaisses. L'étude de l'orientation et des morphologies nous a amené à décrire un nouveau paramètre : la longueur/surface interceptée. L'étude qualitative des mécanismes de déformation montre assez clairement que les orientations les plus sollicitantes sont celles qui offrent le plus de résistance à l'écoulement. Autrement dit, ce sont les orientations et les morphologies dont  $\frac{L_p}{L_m}$  est grand qui favorisent la rupture. Dans ces conditions, les particules très « isotropes » ne sont pas très influencées par l'orientation.

L'ensemble des outils étant mis en place, l'analyse mécanique des particules caractérisées par microtomographie à rayons X a été possible. Cette partie du travail s'appuie en grande partie sur les travaux statistiques réalisés par E. Parra-Denis (2007). Cependant, la classification établie est-elle pertinente du point de vue de l'analyse mécanique ? Les résultats de l'étude mécanique montrent une description différente de la population de particules. Seulement 3 classes de particules ressortent de l'étude.

Revenons sur les différents paramètres morphologiques mesurés et utilisés par E. Parra-Denis (Tableau VII.6). On retrouve bien entendu le volume ( $V$ ) des particules qui joue un rôle important côté statistique comme mécanique. D'un point de vue mécanique, la surface ( $S$ ) n'a pas de réelle signification. Il serait cependant intéressant d'affiner cette mesure par la surface projetée dans la direction de sollicitation ( $DN$ ). Les paramètres  $I_S$  et  $I_C$  respectivement, l'indice de sphéricité et de compacité permettent d'identifier les particules de formes compactes quasi impossibles à rompre. La « complexité » morphologique des particules est estimée à partir de la mesure de la longueur géodésique. Seulement, mécaniquement ce type de mesure ne suffit pas à décrire la rupture des particules.

Enfin, la description du rayon de courbure ( $R_{norm}$ ) et plus généralement de la courbure est

un point essentiel pour les problèmes d'interfaces (Chapitre VI). Une description fine de la courbure des particules réelles (Parra-Denis *et al.*, 2007) est indispensable à la compréhension des phénomènes de décohésion.

	10%		82%		123,5%	
nb particules	4921		13279		17897	
paramètres	moyenne	écart type	moyenne	écart type	moyenne	écart type
$V$	3771,56	6906,16	880,66	2104,17	936,66	2848,18
$S$	2989,91	5336,23	849,33	1924,88	1213,93	3465,95
$I_S$	0,3328	0,2865	0,4006	0,2631	0,4695	0,2741
$I_C$	0,1701	0,1487	0,2166	0,1430	0,2652	0,1544
$IG_g$	18,17	24,45	13,11	20,93	12,33	23,92
$L_g$	35,81	39,34	20,32	22,81	19,20	25,35
$R_{norm}$	0,050	0,0717	0,0641	0,0946	0,0738	0,0788

**Tableau VII.6:** Résultats de la moyenne et de l'écart type des paramètres morphologiques mesurés, d'après E. (Parra-Denis, 2007).

A ce jour, moyennant une puissance de calcul suffisante, rien n'interdit d'envisager une analyse statistique plus poussée des résultats mécaniques sur la rupture des particules. Cela permettrait d'affiner la classification mécanique obtenue.

Au delà même du problème de rupture des particules intermétalliques, beaucoup d'outils développés dans cette thèse pourraient s'adapter aux problèmes de matériaux biphasés en général. En effet, on constate dans ce type de matériaux des fractions volumiques plus élevées (20%, 30%) et de forts gradients de propriétés mécaniques (CMM).

## VII.6.2 La méthodologie

Un intérêt tout particulier a été porté à la description précise de l'algorithme d'extraction de zones. L'objectif était de développer un outil polyvalent (variable scalaire) et assez simple d'utilisation permettant de s'affranchir de maxima locaux (Moulin *et al.*, 2006a,b). De manière plus poussée, une analyse quantitative automatisée des microstructures est possible. Dans ces conditions, pourquoi ne pas envisager l'utilisation de l'algorithme pour la détection de microstructures à partir de tirages aléatoires ?

## VII.7 Quelques perspectives

### VII.7.1 Une connaissance plus fine des matériaux

Le manque d'informations et l'importance de décrire précisément les propriétés mécaniques des intermétalliques nous ont poussé à envisager des méthodes de caractérisation des particules. A ce jour, nous avons entrepris de décrire ces propriétés mécaniques à partir d'essais de nano-indentation. L'avantage de cette technique réside dans la possibilité de tester de vraies morphologies de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182. Les variations locales de composition chimique ( $Al_3Fe$  à  $Al_6Fe$ ) pourront sûrement être prise en compte.

### VII.7.2 Prédiction plus fine du comportement à rupture

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour décrire de façon la plus précise possible la rupture des particules. L'extraction de zones connexes et l'utilisation de loi de Weibull ont été employées parallèlement. Ces deux méthodes possèdent des avantages et des inconvénients. Pour la première, il est assez simple de décrire précisément le champ de contraintes tout en s'affranchissant des artefacts. Seulement, l'information sur la condition de rupture n'est pas suffisante (pas de probabilité de rupture). La deuxième méthode permet au contraire de fournir cette information. Cependant, le nombre de particules analysées doit être suffisamment important pour estimer cette probabilité. Alors pourquoi dans un futur développement, ne pas envisager l'utilisation conjointe de ces deux méthodes ? Cela permettrait d'évaluer pour chaque zone extraite précisément une probabilité de rupture.

Si les capacités de calculs le permettent, une analyse statistique de ces résultats sur un nombre important (quelques milliers) de particules devient envisageable.

La rupture n'étant pas le seul processus d'endommagement, la décohésion est en partie conditionnée par l'évolution des zones de courbures des particules. La description de la courbure des particules, déjà entamée par Parra-Denis *et al.* (2007), devrait pouvoir être utilisée pour décrire précisément les problèmes de décohésions d'interfaces.

### VII.7.3 Vers une prédiction du nombre de fragments

Le manque d'informations quand au nombre de fragments des particules après rupture constitue un réel inconvénient. C'est pourquoi nous avons entrepris le développement de nouvelles techniques pour palier ce manque.

La méthode en cours de développement est basée sur une recherche de coupe minimale (Boykov et Kolmogorov, 2003). Ce travail est réalisé en collaboration avec Stawiaski et Decencière (2007). Ce type d'approche est courant dans le domaine de l'analyse d'image (segmentation 3D). Cependant, elle peut tout à fait s'étendre au domaine des matériaux comme le montrent les travaux de D. Jeulin (1993). Ces travaux proposent une méthode de calcul d'évolution de

l'endommagement dans les matériaux hétérogènes à partir d'une recherche de chemins qui minimisent l'énergie de rupture.

Dans le cas précis de la rupture des particules intermétalliques, un graphe est construit à partir du maillage EF. Les nœuds du maillage EF sont associés aux sommets du graphe et les arêtes des éléments (triangles/tétraèdres) représentent les arcs reliant les sommets du graphe. Chaque arc se voit affecté d'une capacité permettant de calculer le « flow » maximal entre la source ( $S$ ) et le puit ( $P$ ). La source et le puits peuvent être définis comme les nœuds sur lesquelles ont appliqué la sollicitation macroscopique (nœuds des bords supérieur et inférieur de la cellule). Le problème de coupe minimale réside dans le partitionnement de l'ensemble des sommets en deux parties tels que la source soit dans l'une et le puits dans l'autre (Figure VII.18).

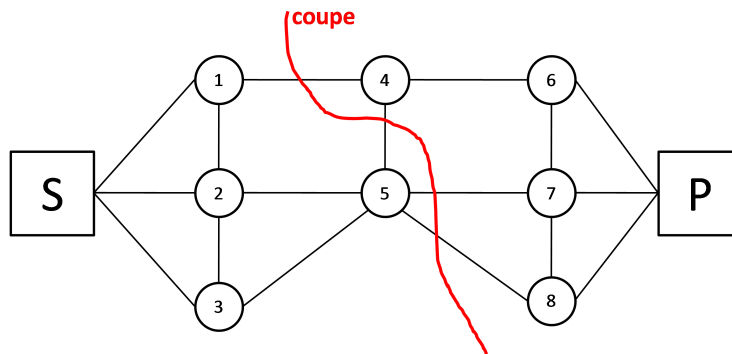
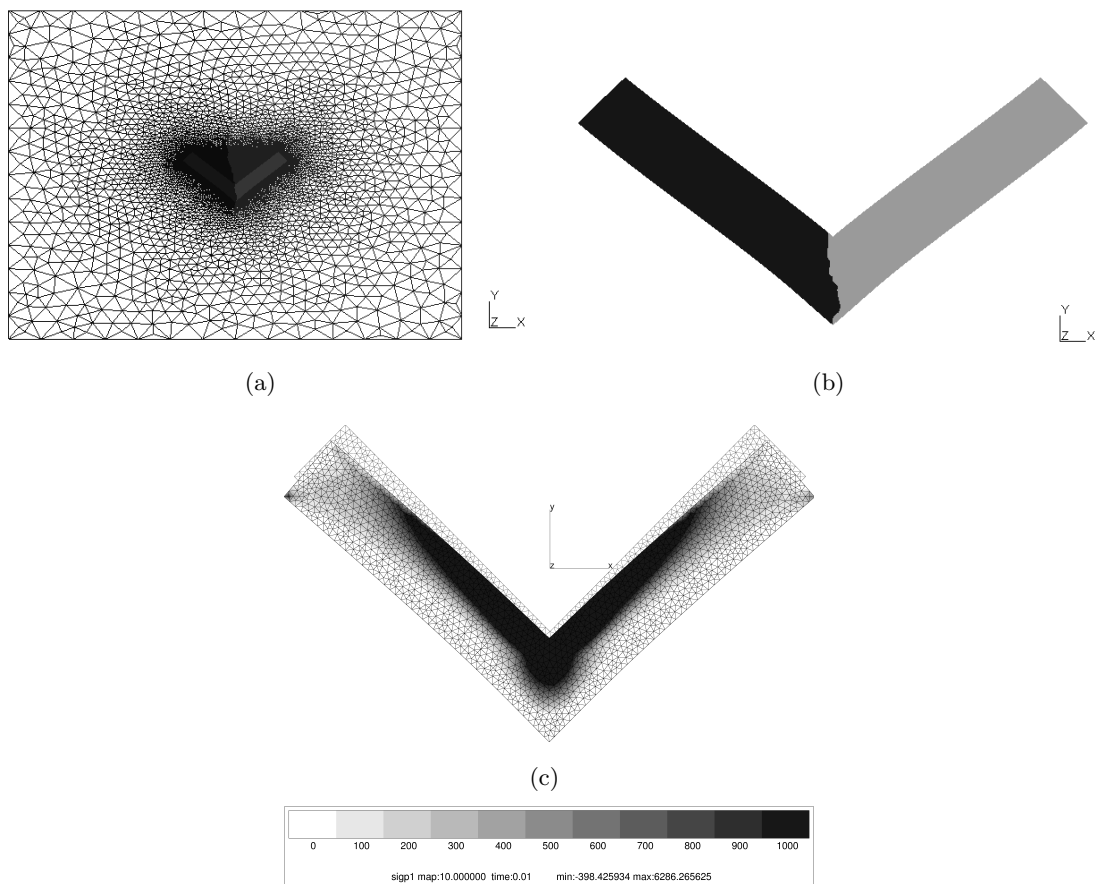


Figure VII.18: Coupe minimale sur un graphe.

La figure VII.19 montre les résultats d'une coupe minimale basée sur la contrainte principale maximale. Bien entendu ce n'est là qu'une piste de développement. Il reste encore du travail quant au choix des fonctions de minimisation, des positions des sources et des puits. Cependant, l'axe de développement est prometteur.



**Figure VII.19:** Représentation de la coupe minimale dans une particule modèle (a) à petite et (b) grande échelle à partir (c) du résultat du calcul EF sur la contrainte principale maximale.



# Annexes





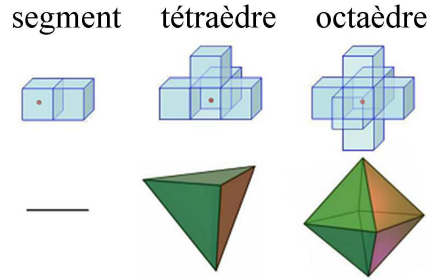
## Outils morphologiques

COMME nous l'avons évoqué dans le chapitre III, certains outils morphologiques sont utilisés pour extraire la forme des particules intermétalliques. Nous proposons donc de définir quelques opérations de base de la morphologie mathématique (Matheron, 1967; Serra, 1982; Schmitt et Mattioli, 1994). Quelques définitions dans le cadre de l'analyse d'images seront introduites ici.

### A.1 La morphologie mathématique

La morphologie mathématique est une discipline basée sur une théorie de traitement de l'information apparue dans les années 60, et très largement employée aujourd'hui en analyse d'images (Matheron, 1967; Jeulin, 1979; Serra, 1982; Coster et Chermant, 1989; Schmitt et Mattioli, 1994; Soille, 1999). Elle est fondée sur la théorie des ensembles (Matheron, 1972, 1975) et sur la géométrie spectrale (Santalo, 1976). Elle consiste à analyser un ensemble par comparaison avec un autre ensemble de forme connue, appelé élément structurant (Figure A.1). Un certain nombre de tests effectués par relations booléennes de types intersection ou inclusion permettent de réaliser cette comparaison. Le principal domaine d'application de la morphologie mathématique est le traitement et l'analyse de différents types d'images. Elle fournit, en particulier, des outils de filtrage, de segmentation et de quantification. Elle s'intéresse aussi aux ensembles aléatoires et aux fonctions aléatoires. Depuis son apparition, cette discipline connaît un succès grandissant et fait désormais partie des outils indispensables en traitement d'images.

Certains outils de base de la morphologie mathématique (érosion, dilatation ...) ont été utilisés dans le chapitre III pour le seuillage et l'extraction des particules intermétalliques de la matrice d'aluminium. Il s'agit, dans ce cas, d'images binaires dont les particules de phases au fer constituent un premier ensemble et la matrice d'aluminium le complémentaire.



**Figure A.1:** Trois types d'éléments structurants unitaires tridimensionnels utilisés couramment ; version continue en bas et numérisée en haut (l'origine de l'élément structurant est représentée par une boule noire).

## A.2 L'érosion

L'érosion morphologique d'un ensemble  $X$  par un élément structurant  $B$  notée  $\varepsilon_B(x)$  est l'ensemble des positions  $x$  du centre de l'élément structurant tel que  $B_x$  soit totalement inclus dans  $X$  (Figure A.2 (a)) :

$$\varepsilon_B(x) = \{x : B_x \subseteq X\} \quad (\text{A.1})$$

L'opération d'érosion morphologique est une transformation ensembliste, c'est à dire que la réponse à cette transformation est de type booléenne. L'équation A.1 peut également s'écrire en terme d'intersection de l'ensemble  $X$  translaté par  $B$  (équation A.2), ou encore en utilisant l'opérateur de soustraction de Minkowski (équation A.3), où  $\check{B}$  correspond au transposé de  $B$  c'est à dire à son symétrique par rapport à son origine. Tous les détails plus petits que la taille de  $B_x$  disparaissent

$$\varepsilon_B(x) = \bigcap_{b \in B} X_{-b} \quad (\text{A.2})$$

$$\varepsilon_B(x) = X \ominus \check{B} \quad (\text{A.3})$$

## A.3 La dilatation

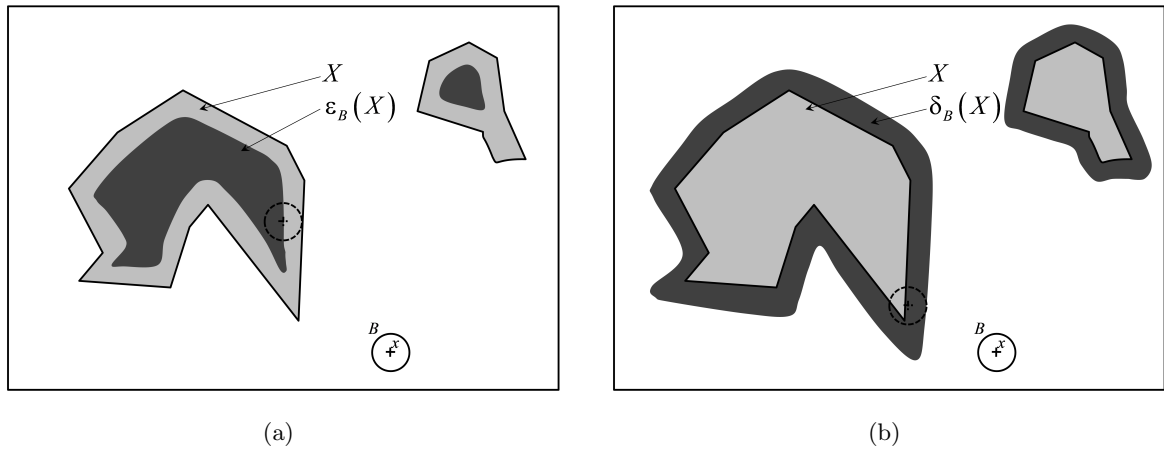
La dilatation morphologique d'un ensemble  $X$  par un élément structurant  $B$  notée  $\delta_B(x)$  est l'ensemble des positions  $x$  du centre de l'élément structurant tel que l'intersection entre  $B_x$  et  $X$  ne soit pas réduite à l'ensemble vide (Figure A.2 (b)) :

$$\delta_B(x) = \{x : B_x \cap X \neq \emptyset\} \quad (\text{A.4})$$

L'équation A.4 peut également s'écrire en terme d'union de l'ensemble  $X$  translaté par  $B$  (équation A.5), ou encore en utilisant l'opérateur d'addition de Minkowski (équation A.6).

$$\delta_B(x) = \bigcup_{b \in B} X_{-b} \quad (\text{A.5})$$

$$\delta_B(x) = X \oplus \check{B} \quad (\text{A.6})$$



**Figure A.2:** Représentation schématique de (a) l'érodé  $\varepsilon_B(x)$  d'un ensemble  $X$  par un disque  $B_x$  centré en  $x$  et (b) du dilaté  $\delta_B(x)$  d'un ensemble  $X$  par un disque  $B_x$  centré en  $x$ .

Pour toutes les propriétés algébriques de la dilatation et de l'érosion morphologique (dualité, extensivité, transformations itératives ...), nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage de J. Serra (1982). Les principales propriétés y sont énoncées.



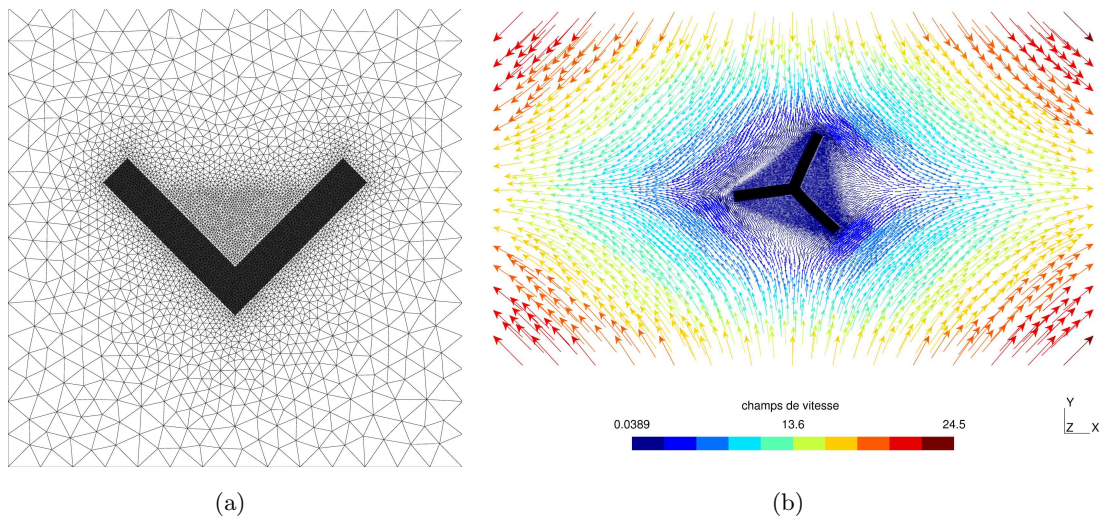
## Transfert maillage GMSH $\rightarrow$ ZeBuLoN

Gmsh© est un logiciel de génération de maillage sous license GNU General Public License (GPL). Gmsh est développé par Christophe Geuzaine (Université de Liège) et Jean-François Remacle (Université Catholique de Louvain). Son utilisation ne se limite pas aux seules applications de maillages. Il permet aussi de visualiser les résultats de calculs (post-processing). L'un des avantages de ce code, au delà de sa gratuité, se situe dans sa simplicité d'utilisation. En effet, la génération de maillage est facilement réalisée, soit à partir du mode interactif, soit à l'aide de fichiers de commandes dont le langage est très proche du C. Il permet également de créer une variété assez intéressante de maillages (2D, 3D, structurés, non structurés ...) à partir de différents types d'éléments (triangles, quadrangles, tétraèdres, hexaèdres, linéaires, quadratiques ...). Pour plus d'informations concernant les possibilités de ce logiciel, nous renvoyons le lecteur à l'adresse suivante : <http://www.geuz.org/gmsh/>.

La figure B.1 (a) donne un exemple de maillage réalisé avec le logiciel Gmsh. La figure B.1 (b) montre un exemple de visualisation d'un champ vectoriel réalisé avec ce logiciel. L'ensemble des maillages de particules modèles ainsi que les visualisations de champs de vitesses utilisés dans le chapitre V ont été réalisés avec Gmsh.

La procédure de transfert de maillage développée en collaboration avec B. Serre ((Serre *et al.*, 2007)) dans le module de maillage du code ZeBuLoN, permet de transférer le maillage au format *fichier.msh* (Gmsh) en maillage au format *fichier.geof* (ZeBuLoN). La procédure consiste en une relecture du fichier d'entrée Gmsh (Figure B.2). Ce format de fichier de maillage est assez simple. On y retrouve, les différentes informations « standards » pour un maillage :

- nombre de nœuds,
- coordonnées des nœuds,
- nombre d'éléments,
- nœuds constituant les éléments,
- groupe d'éléments,



**Figure B.1:** (a) Exemple de maillage bidimensionnel d'une particule modèle réalisé avec Gmsh et (b) exemple de visualisation d'un champ vectoriel; ici le champ de vitesse d'écoulement de la matière autour d'une particule.

- type d'éléments,
- ....

Une fois le maillage généré avec Gmsh, les commandes données sur la figure B.3 permettent de transférer le maillage format Gmsh en maillage format ZeBuLoN.

Cette procédure de transfert a été développée dans le but de simplifier l'étape de création de maillage inhérente à tout calcul EF. Cette procédure a d'autant plus été appréciable que les géométries de particules ne sont pas évidentes à mailler.

```

$NOD
number-of-nodes
node-number x-coord y-coord z-coord
...
$ENDNOD
$ELM
number-of-elements
elm-number elm-type reg-phys reg-elem number-of-nodes node-number-list
...
$ENDELM
    
```

**Figure B.2:** Exemple de fichier de maillage Gmsh (.msh).

---

```
****mesher
***mesh new_mesh
  **import gmsh gmsh_mesh.msh
****return
```

**Figure B.3:** Exemple de fichier d'entrée ZeBuLoN permettant l'import du fichier Gmsh en fichier de maillage ZeBuLoN.





## Détails relatifs à l'algorithme de recherche de zones connexes

L'OBJECTIF de cette courte annexe est de décrire le fonctionnement et l'utilisation de l'algorithme de recherche de zones. C'est l'occasion de présenter les différentes commandes et options possibles pour ce post-traitement. Avant de définir le type de post-processing (global) au moyen de la commande **\*\*process**, plusieurs instructions doivent être renseignées. La figure C.1 présente les différentes instructions nécessaires à l'exécution du post-processing de recherche de zones :

- \*\*output\_number** définit les cartes de temps utilisées lors de l'analyse,
- \*\*file** définit le *type* de fichier dans lequel les instructions seront lues,
- \*\*elset** définit le groupe d'éléments sur lequel porte le traitement,
- \*\*process** définit le nom du *process* utilisé, ici **format\_threshold**.

Au delà des instructions propres au post-traitement, il est nécessaire de renseigner les différents paramètres spécifiques à l'algorithme de recherche de zones actives. La figure C.2 présente les différentes options possibles de l'algorithme d'extraction de zones connexes :

- \*precision** définit le nombre de décimale significative,
- \*analysis\_type** permet de choisir le type de critère utilisé (< ou >),
- \*file** cette commande optionnelle permet d'écrire dans un fichier les valeurs de la variable **\*list\_var** utilisée pour chaque élément testé,
- \*file\_zone** définit la racine des noms des 4 fichiers résultats de l'analyse,
- \*write\_id\_elements** cette commande optionnelle permet d'écrire dans des fichiers les numéros des éléments correspond à un seuil et un pas de temps donnés,
- \*list\_var** décrit la variable sur laquelle est basée le critère permettant d'identifier les éléments actifs,
- \*threshold\_min** définit la valeur basse de l'intervalle d'analyse de la variable définie par **\*list\_var**,

\*threshold\_max défini la valeur haute de l'intervalle d'analyse de la variable définie par \*list\_var,  
\*nb\_threshold défini le nombre de seuil (*i.e.* en contrainte) d'analyse.

```
***global_post_processing  
[ **output_number out-num-list ]  
[ **file file-key ]  
[ **elset elset ]  
[ **process format_threshold ]
```

Figure C.1: Instructions propres à l'exécution d'un post-processing ZeBuLoN.

```
**process format_threshold  
[ *precision value ]  
*analysis_type superior | inferior  
[ *file file-name ]  
*file_zone file-root-name  
[ *write_id_elements file-name ]  
*list_var name  
*threshold_min value  
*threshold_max value  
*nb_threshold value
```

Figure C.2: Instructions nécessaires à l'exécution du post-processing ZeBuLoN de recherche de zones connexes.

La figure C.3 montre un exemple de mise en donnée du post-processing d'extraction de zones connexes. Dans ce cas, le critère est basé sur la contrainte principale maximale (\*list\_var sigp1). L'analyse porte sur l'ensemble des 10 pas de temps de calcul (\*\*output\_number 1-10). Les 37 valeurs seuils utilisées sont comprises entre 0.0 et 1800.0 MPa.

---

```
***global_post_processing
**output_number 1-10
**file integ
**elset particule
**process format_threshold
*precision 3
*analysis_type superior
*file threshold
*file_zone analyse_zone_particule_sigp1
*write_id_elements id_elements_sigp1
*list_var sigp1
*threshold_min 0.0
*threshold_max 1800.0
*nb_threshold 37
```

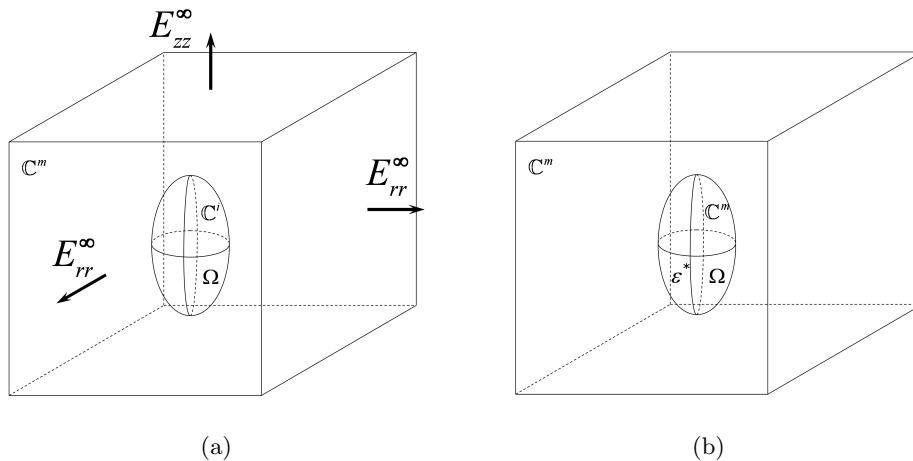
**Figure C.3:** *Exemple de fichier de post-processing ZeBuLoN pour la recherche de zones connexes.*



## Le problème d'Eshelby

PLUSIEURS modèles micromécaniques existent, et tous s'attachent à prévoir les comportements mécaniques des matériaux vis-à-vis de la microstructure (forme des inclusions, orientation des inclusions, fractions volumiques des inclusions ...). Ces modèles s'appuient généralement sur la théorie d'Eshelby (1957).

Dans ces travaux, Eshelby considère une matrice élastique linéaire infinie (de tenseur de Hooke  $\mathbb{C}^m$ ) contenant une hétérogénéité  $\Omega$  ellipsoïdale élastique linéaire (de tenseur de Hooke  $\mathbb{C}^i$ ) (Figure D.1 (a)). Afin de résoudre le problème de l'hétérogénéité, Eshelby considère d'abord une matrice élastique linéaire infinie soumise dans la région  $\Omega$  à une déformation virtuelle <sup>(19)</sup>  $\varepsilon^*$  (Figure D.1 (b)).



**Figure D.1:** (a) Matrice de comportement  $\mathbb{C}^m$  contenant une inclusion de comportement  $\mathbb{C}^i$  (b) matrice de comportement  $\mathbb{C}^m$  soumise à un chargement virtuel  $\varepsilon^*$  dans une région  $\Omega$  de comportement  $\mathbb{C}^m$ .

Dans le cas de l'inclusion de même module que la matrice, le champs de déformation prend

<sup>(19)</sup> Précisons ici les notations utilisées. Les lettres minuscules telles que  $\varepsilon$  et  $\sigma$  sont les contraintes et déformation locales du matériau hétérogène. Les capitales  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{\Sigma}$  désignent les conditions de bord appliquées à grande distance.

la forme suivante :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^i = \mathbf{E}^\infty + \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \text{ dans } \Omega \quad (\text{D.1})$$

où  $\boldsymbol{\varepsilon}^i$ ,  $\mathbf{E}^\infty$  et  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$  sont respectivement la déformation totale dans l'inclusion, la déformation appliquée à l'infini et la perturbation due à la présence de l'inclusion. On peut montrer que la déformation totale dans une inclusion ellipsoïdale soumise à des déformations propres homogènes est elle-même homogène. Ce qui permet d'écrire le lien entre la déformation dans l'inclusion et la perturbation au moyen du tenseur d'Eshelby.

$$\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbb{S} : \boldsymbol{\varepsilon}^* \quad (\text{D.2})$$

$\mathbb{S}$  est un tenseur du quatrième ordre dépendant de la forme de l'inclusion et des constantes élastiques de la matrice. Ainsi, la contrainte élastique dans l'inclusion de même module que la matrice s'écrit :

$$\boldsymbol{\sigma}^i = \mathbb{C}^m : (\mathbf{E}^\infty + \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} - \boldsymbol{\varepsilon}^*) = \mathbb{C}^m : (\mathbf{E}^\infty + (\mathbb{I} - \mathbb{S}^{-1}) : \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}) \quad (\text{D.3})$$

En considérant l'hétérogénéité avec son vrai module  $\mathbb{C}^i$ , la loi de Hooke donne :

$$\boldsymbol{\sigma}^i = \mathbb{C}^i : \boldsymbol{\varepsilon}^i = \mathbb{C}^i : (\mathbf{E}^\infty + \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}) \quad (\text{D.4})$$

En égalant l'état de contrainte dans l'ellipsoïde obtenu pour le problème de l'inclusion de mêmes modules que la matrice et celui obtenu pour l'hétérogénéité, on trouve le champ de perturbation  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$  et la déformation dans l'hétérogénéité, d'où :

$$\boldsymbol{\sigma}^i = \mathbb{C}^i : \boldsymbol{\varepsilon}^i = \mathbb{C}^m : (\boldsymbol{\varepsilon}^i - \boldsymbol{\varepsilon}^*) \quad (\text{D.5})$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^* = \mathbb{S}^{-1} : (\boldsymbol{\varepsilon}^i - \mathbf{E}^\infty) \quad (\text{D.6})$$

La déformation et la contrainte homogène dans l'hétérogénéité s'expriment alors de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\sigma}^i = \mathbb{C}^m : [\boldsymbol{\varepsilon}^i - \mathbb{S}^{-1} : (\boldsymbol{\varepsilon}^i - \mathbf{E}^\infty)] \quad (\text{D.7})$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^i = \left[ \mathbb{S} : (\mathbb{C}^m)^{-1} : (\mathbb{C}^i - \mathbb{C}^m) + \mathbb{I} \right]^{-1} : \mathbf{E}^\infty \quad (\text{D.8})$$

Le tenseur du quatrième ordre  $\mathbb{S}$ , plus communément appelé tenseur d'Eshelby ne dépend que des constantes élastiques de la matrice et de la forme de l'inclusion. La forme du tenseur d'Eshelby varie pour des géométries d'inclusions ellipsoïdales, sphériques ou cylindriques (Mura, 1987).

Dans le cas d'une inclusion sphérique noyée dans une matrice isotrope, les seules composantes non nulles du tenseur d'Eshelby sont : 4 indices égaux ( $u = 1, 2$  ou  $3$ )

$$S_{uuuu} = \frac{5 - 5\nu}{15(1 - \nu)} \quad (\text{D.9})$$

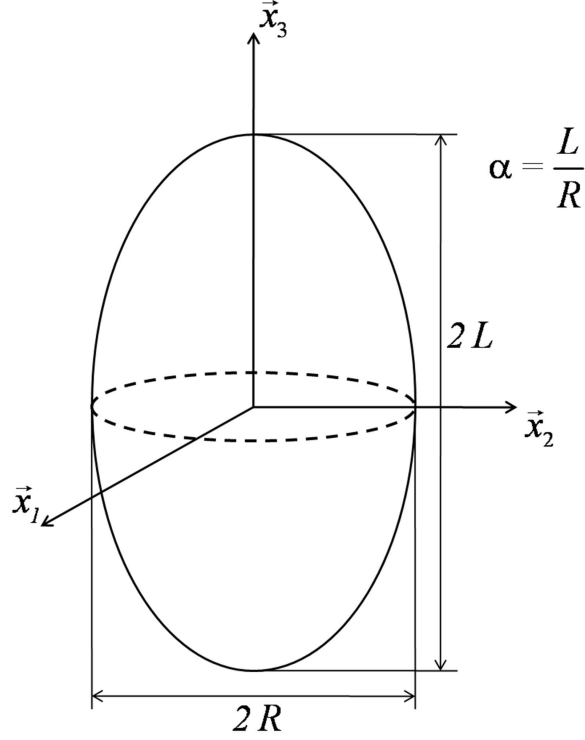
2 premiers indices égaux et 2 derniers indices égaux ( $u, v = 1, 2$  ou  $3, u \neq v$ )

$$S_{uuvv} = \frac{5\nu - 1}{15(1 - \nu)} \quad (\text{D.10})$$

premier et troisième indice égaux et deuxième et quatrième indice égaux ( $u, v = 1, 2$  ou  $3$ )

$$S_{uvuv} = \frac{4 - 5\nu}{15(1 - \nu)} \quad (\text{D.11})$$

où  $\nu$  est le coefficient de Poisson de la matrice.



**Figure D.2:** Représentation schématique d'une inclusion ellipsoïdale.

Dans le cas d'une ellipsoïde de révolution (Figure D.2), les expressions des différentes composantes sont :

$$S_{1111} = S_{2222} = \frac{3}{8(1 - \nu)} \frac{\alpha^2}{(\alpha^2 - 1)} + \frac{1}{4(1 - \nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{9}{4(\alpha^2 - 1)} \right\} g \quad (\text{D.12})$$

$$S_{3333} \frac{1}{2(1 - \nu)} \left[ 1 - 2\nu - \frac{3\alpha^2 - 1}{\alpha^2 - 1} - \left\{ 1 - 2\nu + \frac{3\alpha^2}{\alpha^2 - 1} \right\} g \right] \quad (\text{D.13})$$

$$S_{1122} = S_{2211} = \frac{1}{4(1 - \nu)} \left[ \frac{\alpha^2}{2(\alpha^2 - 1)} - \left\{ 1 - 2\nu - \frac{3}{4(\alpha^2 - 1)} \right\} g \right] \quad (\text{D.14})$$

$$S_{1133} = S_{2233} = \frac{1}{2(1 - \nu)} \frac{\alpha^2}{(\alpha^2 - 1)} + \frac{1}{4(1 - \nu)} \left\{ \frac{3\alpha^2}{(\alpha^2 - 1)} - (1 - 2\nu) \right\} g \quad (\text{D.15})$$

$$S_{3311} = S_{3322} = \frac{1}{2(1 - \nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{1}{(\alpha^2 - 1)} \right\} + \frac{1}{2(1 - \nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{3}{2(\alpha^2 - 1)} \right\} g \quad (\text{D.16})$$



$$S_{1212} = \frac{1}{8(1-\nu)} \frac{\alpha^2}{(\alpha^2-1)} + \frac{1}{4(1-\nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{3}{4(\alpha^2-1)} \right\} g \quad (\text{D.17})$$

$$S_{2323} = S_{1313} = \frac{1}{4(1-\nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{(\alpha^2+1)}{(\alpha^2-1)} \right\} + \frac{1}{8(1-\nu)} \left\{ 1 - 2\nu - \frac{3(\alpha^2+1)}{(\alpha^2-1)} \right\} g \quad (\text{D.18})$$

$$g = \frac{\alpha}{(1-\alpha^2)^{\frac{3}{2}}} \left\{ \cos^{-1} \alpha - \alpha (1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad \alpha < 1 \quad (\text{D.19})$$

$$g = \frac{\alpha}{(1-\alpha^2)^{\frac{3}{2}}} \left\{ \alpha (\alpha^2-1)^{\frac{1}{2}} - \cosh^{-1} \alpha \right\} \quad \alpha > 1 \quad (\text{D.20})$$

# Implémentation de la loi de comportement

DANS cette annexe, nous allons détailler le choix d'implémentation de la loi de comportement de l'AA5182 dans le code ZeBuLoN. Ce logiciel, développé au Centre des Matériaux en partenariat avec l'ONERA et Northwest Numerics, est formulé en C++. Le langage C++ de par l'utilisation de « templates » et de la surcharge d'opérateurs, est très intéressant pour le calcul scientifique. Les développeurs peuvent définir facilement des objets de base (listes, pointeurs, tableaux ...) (Besson et Foerch, 1997, 1998).

Plus précisément, la loi a été développée à partir du pré-processeur  $Z - front$ , inclus dans le code ZeBuLoN. Il permet de traduire un fichier simplifié de définition d'un comportement en un programme C++ compatible ZeBuLoN (Besson, 1999).

## E.1 Intégration de la loi de comportement

L'état thermodynamique d'un matériau est défini par un ensemble de variables d'état internes ( $v_{int}$ ), par exemple le tenseur de déformations élastiques, la déformation plastique cumulée ... Cependant, dans certains cas, pour faciliter les calculs ou post-traiter ses résultats, il est possible de définir des variables auxiliaires ( $v_{aux}$ ).

Dans ces conditions, une variable interne peut donc être traitée de deux façons différentes :

- soit comme une variable à intégrer ( $v_{int}$ ) lorsque l'intégration de sa loi d'évolution est nécessaire,
- soit comme une variable auxiliaire ( $v_{aux}$ ) lorsque l'on dispose de la forme analytique de son évolution.

D'ailleurs, les variables auxiliaires  $v_{aux}$  englobent non seulement des variables internes (dont on connaît la forme analytique de l'évolution) mais aussi les variables que l'on peut utiliser pendant le calcul et dont on peut disposer dans le post-traitement, *i.e.* contrainte équivalente. Il est également possible d'appliquer des paramètres extérieurs EP, *i.e.* la température dans un calcul mécanique.

Le comportement du matériau est également décrit grâce à un ensemble de coefficients (CO),

*i.e.* module de Young, coefficient d'érouissage et de sensibilité à la vitesse. Ces coefficients peuvent dépendre de l'ensemble des variables ( $v_{int}$ ,  $v_{aux}$ , EP)

En règle générale, un calcul éléments finis est basé sur une formulation en déplacement. Dans ces conditions, la déformation totale  $\tilde{\varepsilon}$  et ses incréments  $\Delta\tilde{\varepsilon}$  sont des grandeurs directement accessibles. Sa variable associée est le tenseur des contraintes  $\tilde{\sigma}$  dont les incréments sont notés  $\Delta\tilde{\sigma}$ .

Les lois d'évolution se présentent sous la forme d'équations différentielles des variables internes qu'il est nécessaire d'intégrer :

$$\frac{dv_{int}}{dt} = \mathcal{F} \left( v_{int}, v_{aux}, \text{EP}, \tilde{\varepsilon}, \frac{d\tilde{\varepsilon}}{dt} \right) \quad (\text{E.1})$$

L'intégration de cette équation peut être réalisée à l'aide d'un schéma explicite (méthode de Runge-Kutta) ou implicite ( $\theta$ -méthode).

## E.2 Implémentation des deux schémas d'intégration

La loi de comportement introduite dans le chapitre V s'écrit de la manière suivante (Koplik et Needleman, 1988) :

$$\begin{aligned} \sigma_M &= g(\bar{\varepsilon}) \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \\ g(\bar{\varepsilon}) &= \sigma_0 \left( 1 + \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \right)^n \\ \varepsilon_0 &= \frac{\sigma_0}{E} \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

où  $g(\bar{\varepsilon})$  représente l'évolution de la contrainte effective en fonction de la déformation effective ( $\bar{\varepsilon} = \int \dot{\varepsilon} dt$ ). Dans la suite, on prendra la notation :  $p = \bar{\varepsilon}$ .

L'évolution de la contrainte effective  $g(\bar{\varepsilon})$  en fonction de la déformation effective sera notée  $R(p)$ , d'où son expression :

$$R(p) = E\varepsilon_0 \left( \frac{p}{\varepsilon_0} + 1 \right)^n \quad (\text{E.3})$$

Dans ces conditions, la déformation effective  $p$  s'écrit (avec les nouvelles notations) :

$$p = \dot{\varepsilon}_0 \left( \frac{J}{R(p)} \right)^{1/m} \quad (\text{E.4})$$

où la contrainte effective  $\bar{\sigma}$  est notée  $J$  avec  $J = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij}}$ .

Pour mémoire, les paramètres de la loi de comportement implémentée ici sont récapitulés dans le tableau E.1.

### E.2.1 Variables à intégrer et variables auxiliaires

Dans le cadre du pré-processeur Z-Front, il convient de définir les variables à intégrer et les variables auxiliaires du modèle. Les variables à intégrer sont les suivantes :

Contrainte d'écoulement initiale $\sigma_0$ (MPa)	Vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_0$ ( $s^{-1}$ )	Module de Young E (MPa)	Coefficient de Poisson $\nu$	Paramètre de sensibilité à la vitesse $m$	Coefficient d'écrouissage $n$
138	1	69000	0,3	0,055	0,01

**Tableau E.1:** Paramètres matériau de la matrice d'aluminium.

- déformation élastique :  $\tilde{\varepsilon}_{el}$ ,
- variable  $p$ .

Une seule variable auxiliaire est introduite,  $\tilde{\varepsilon}_v$ . Nous avons introduit la variable  $p$  telle que  $\dot{p} = \varepsilon_0 \left(\frac{f}{R}\right)^{1/m}$  pour l'intégration du comportement viscoplastique.  $\tilde{\varepsilon}_v$  est définie comme variable auxiliaire. La loi de normalité permet d'écrire :  $\dot{\varepsilon}_v = \dot{p}\tilde{n}$  où  $\tilde{n} = \frac{\partial f}{\partial \tilde{\sigma}} = \frac{3}{2} \frac{\tilde{s}}{J}$ .

Les coefficients du modèle sont :

- coefficient d'écrouissage  $n$ ,
- coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$ ,
- déformation initiale  $\varepsilon_0$ ,
- vitesse de déformation initiale  $\dot{\varepsilon}_0$ .

### E.2.2 Intégration à l'aide de la méthode explicite de Runge-Kutta

Les deux équations différentielles gouvernant l'évolution des variables internes sont :

$$\begin{aligned} \dot{p} &= \varepsilon_0 \left(\frac{f}{R}\right)^{1/m} \text{ si } f \geq 0 \\ \dot{\varepsilon}_v &= \dot{p}\tilde{n} \text{ si } f \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

où  $f = J = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij}}$  et  $\tilde{n} = \frac{\partial f}{\partial \tilde{\sigma}} = \frac{3}{2} \frac{\tilde{s}}{J}$ .

La déformation se décompose comme suit :

$$\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_{el} + \tilde{\varepsilon}_v \quad (\text{E.6})$$

Les contraintes sont reliées aux déformations par :

$$\tilde{\sigma} = \tilde{E} : \tilde{\varepsilon}_{el} \quad (\text{E.7})$$

En revanche, la formulation explicite ne permet pas d'obtenir facilement la matrice tangente du comportement. Généralement, on donne comme approximation la matrice d'élasticité ( $\tilde{L} = \frac{\partial \Delta \tilde{\sigma}}{\partial \Delta \tilde{\varepsilon}} \approx \tilde{E}$ ). Ceci ne permet pas une convergence globale et rapide. Ce point justifie donc l'implémentation d'une méthode d'intégration implicite de type point milieu ( $\theta$ -méthode).

### E.2.3 Intégration à l'aide de la méthode implicite

Dans ce cas, il convient d'écrire l'équation E.1 sous la forme incrémentale suivante :

$$\mathbb{R} = \Delta v_{int} - \mathcal{G} \left( v_{int}^\theta, v_{int}^\theta, \mathbf{EP}^\theta, \tilde{\varepsilon}^\theta, \Delta \varepsilon, \Delta t \right) = 0 \quad (\text{E.8})$$

où  $x^\theta = x^t + \theta \Delta x$ . La paramètre  $\theta$  est compris entre 0 et 1, Il permet ainsi de passer de façon continue d'une intégration explicite de type Euler à une intégration implicite. Pour résoudre l'équation E.8 ( $\mathbb{R} = 0$ ) par rapport à  $\Delta v_{int}$ , on utilise la méthode de Newton-Raphson qui nécessite le calcul du jacobien :

$$[J] = \frac{\partial \{\mathbb{R}\}}{\partial \Delta v_{int}} \quad (\text{E.9})$$

avec

$$\{\mathbb{R}\} = \left\{ \begin{array}{l} \tilde{\mathbb{R}}_{el} = \Delta \tilde{\varepsilon}_{el} + \Delta p \tilde{n} - \Delta \tilde{\varepsilon}_{tot} \\ \mathbb{R}_v = \Delta p - \dot{\varepsilon}_0 \left\langle \frac{f}{R(p)} \right\rangle^{1/m} \Delta t \end{array} \right\} \quad (\text{E.10})$$

Le calcul du jacobien se fait par blocs en dérivant chaque terme de  $\{\mathbb{R}\}$  par rapport aux différents termes de  $\Delta v_{int}$ . Les différents termes s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbb{R}}_{el}}{\partial \Delta \tilde{\varepsilon}_{el}} &= \frac{3}{2} \tilde{I}_S + \theta \Delta p \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \tilde{\sigma}} : \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \Delta \tilde{\varepsilon}_{el}} \quad \text{avec} \quad \tilde{I}_S : \tilde{\sigma} = \tilde{s} \\ \frac{\partial \tilde{\mathbb{R}}_{el}}{\partial \Delta p} &= \tilde{n} \\ \frac{\partial \mathbb{R}_v}{\partial \Delta p} &= \theta \Delta t \left( \frac{1}{m} \right) \left( \frac{1}{R} \right) \dot{\varepsilon}_0 \left\langle \frac{f}{R} \right\rangle^{\left( \frac{1}{m} - 1 \right)} \left( \frac{-1}{R} \right) n \varepsilon_0 E \left\langle \frac{p}{\varepsilon_0} + 1 \right\rangle^{(n-1)} \\ \frac{\partial \mathbb{R}_v}{\partial \Delta \tilde{\varepsilon}_{el}} &= \theta \Delta t \left( \frac{1}{m} \right) \left( \frac{1}{R} \right) \dot{\varepsilon}_0 \left\langle \frac{f}{R} \right\rangle^{\left( \frac{1}{m} - 1 \right)} \tilde{n} : \tilde{E} \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

La matrice jacobienne est automatiquement assemblée pour créer le système d'équations qui suit :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbb{R}}_{el} \\ \mathbb{R}_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial \tilde{\mathbb{R}}_{el} / \partial \Delta \tilde{\varepsilon}_{el} & \partial \tilde{\mathbb{R}}_{el} / \partial \Delta p \\ \partial \mathbb{R}_v / \partial \Delta \tilde{\varepsilon}_{el} & \partial \mathbb{R}_v / \partial \Delta p \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \tilde{\varepsilon}_{el} \\ \Delta p \end{bmatrix} \quad (\text{E.12})$$

Une fois le système résolu, on connaît les incréments de variables internes  $\Delta \tilde{\varepsilon}_{el}$  et  $\Delta p$ .

## Récapitulatif des caractéristiques géométriques et des maillages EF des particules « modèles »

CETTE annexe a pour objectif de récapituler l'ensemble des caractéristiques des différents maillages. Pour mémoire, la figure F.1 présente les cinq configurations de particules « modèles » utilisées. Les références de chacune des configurations ((a), (b), (c), (d) et (e)) sont ensuite mentionnées dans les tableaux F.1, F.2, F.3 et F.4. Ces tableaux rassemblent l'ensemble des valeurs des paramètres géométriques des particules ainsi que les caractéristiques des maillages EF correspondant. L'ensemble des caractéristiques suivantes sont données pour une fraction volumique  $f = 1\%$ .

Le nombre de maillages différents est tel qu'il n'aurait aucun sens de présenter l'ensemble des maillages. En conséquence, la figure F.2 présente un bref aperçu des différentes configurations pour des orientations très différentes. Sur cette figure, seul le maillage des particules a été représenté pour plus de clarté. Les maillages initiaux (en rouge) et après sollicitations (en noir) rendent compte des déformations et des rotations de particules (mentionnées dans le chapitre V) au sein de la matrice.

L'étude de la fraction volumique présentée dans le chapitre V porte sur la particule modèle (a). Dans cette analyse, un intervalle de fraction volumique a été testé ( $f = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1; 1,3; 1,5; 2; 5; 8; 10\%$ ). Lorsque que l'on modifie la valeur de  $f$ , les caractéristiques du maillage varient de manière considérable. La figure F.3 présente les différents maillages réalisée pour cette étude ainsi que les caractéristiques (nœuds et éléments) correspondantes.

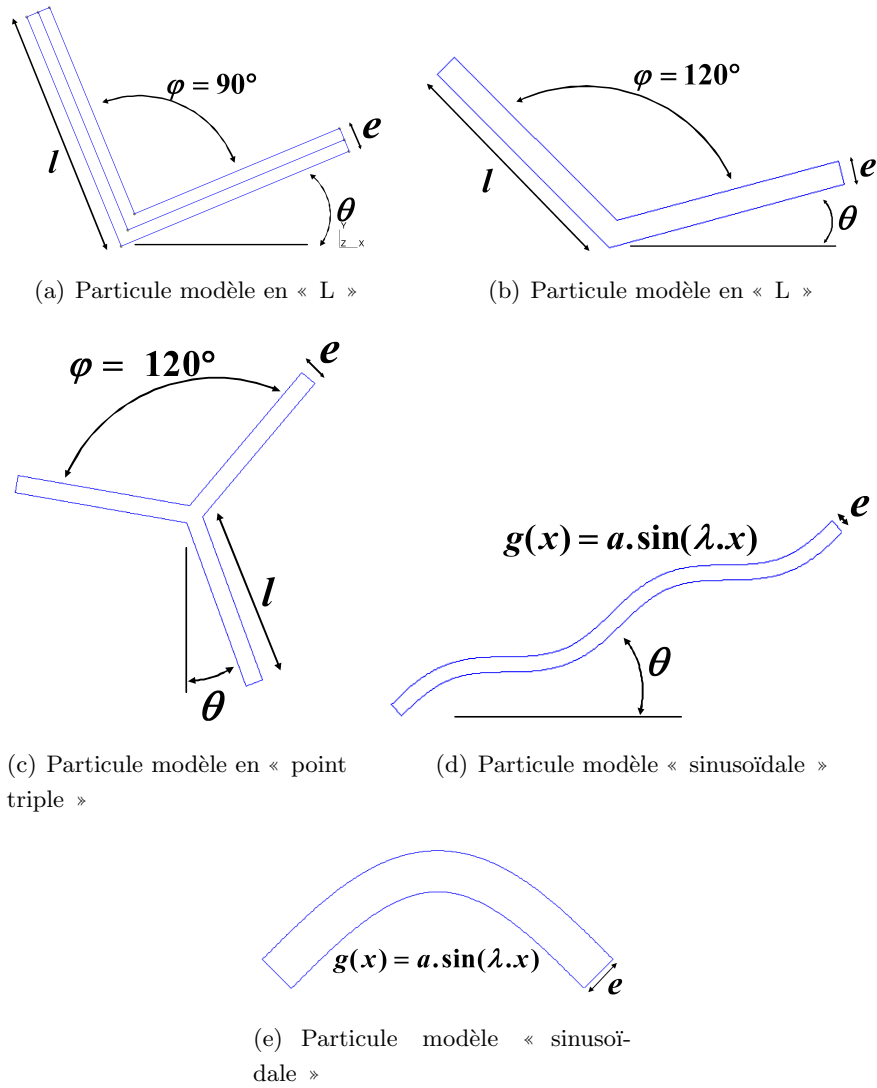


Figure F.1: Géométries et paramétrages des particules types.

Particules	$\theta$	$\frac{e}{l}$	$N_b$	$\phi$	$\frac{e}{a}$	$\frac{e}{\lambda}$	$T$	Nombre de nœuds	Nombre d'éléments
								Total	Total
(a)	0°	0,1	2	90°	-	-	-	5138	10218
(a)	0°	0,2	2	90°	-	-	-	7141	14224
(a)	0°	0,3	2	90°	-	-	-	8970	17883
(a)	0°	0,4	2	90°	-	-	-	10294	20535
(a)	22,5°	0,1	2	90°	-	-	-	5118	10178
(a)	22,5°	0,2	2	90°	-	-	-	7085	14112
(a)	22,5°	0,3	2	90°	-	-	-	9057	18057
(a)	22,5°	0,4	2	90°	-	-	-	10347	20641
(a)	30°	0,1	2	90°	-	-	-	5083	10108
(a)	30°	0,2	2	90°	-	-	-	7078	14098
(a)	30°	0,3	2	90°	-	-	-	8992	17929
(a)	30°	0,4	2	90°	-	-	-	10364	20676
(a)	45°	0,1	2	90°	-	-	-	5063	10068
(a)	45°	0,2	2	90°	-	-	-	7021	13984
(a)	45°	0,3	2	90°	-	-	-	8951	17847
(a)	45°	0,4	2	90°	-	-	-	10268	20480

**Tableau F.1:** Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants à la particule modèle (a).



Particules	$\theta$	$\frac{e}{l}$	$N_b$	$\phi$	$\frac{e}{a}$	$\frac{e}{\lambda}$	$T$	Nombre de nœuds	Nombre d'éléments
								Total	Total
(b)	0°	0,1	2	90°	-	-	-	4488	8918
(b)	0°	0,2	2	90°	-	-	-	8004	15950
(b)	0°	0,3	2	90°	-	-	-	10374	20696
(b)	15°	0,1	2	90°	-	-	-	4431	8804
(b)	15°	0,2	2	90°	-	-	-	7929	15800
(b)	15°	0,3	2	90°	-	-	-	10399	20748
(b)	30°	0,1	2	90°	-	-	-	4394	8730
(b)	30°	0,2	2	90°	-	-	-	7905	15752
(b)	30°	0,3	2	90°	-	-	-	10431	20812
(c)	0°	0,1	3	120°	-	-	-	9263	18468
(c)	0°	0,2	3	120°	-	-	-	16453	32855
(c)	0°	0,3	3	120°	-	-	-	21158	42279
(c)	20°	0,1	3	120°	-	-	-	9330	18602
(c)	20°	0,2	3	120°	-	-	-	15708	31364
(c)	20°	0,3	3	120°	-	-	-	21212	42378
(c)	40°	0,1	3	120°	-	-	-	9330	18602
(c)	40°	0,2	3	120°	-	-	-	16145	32236
(c)	40°	0,3	3	120°	-	-	-	19448	38861

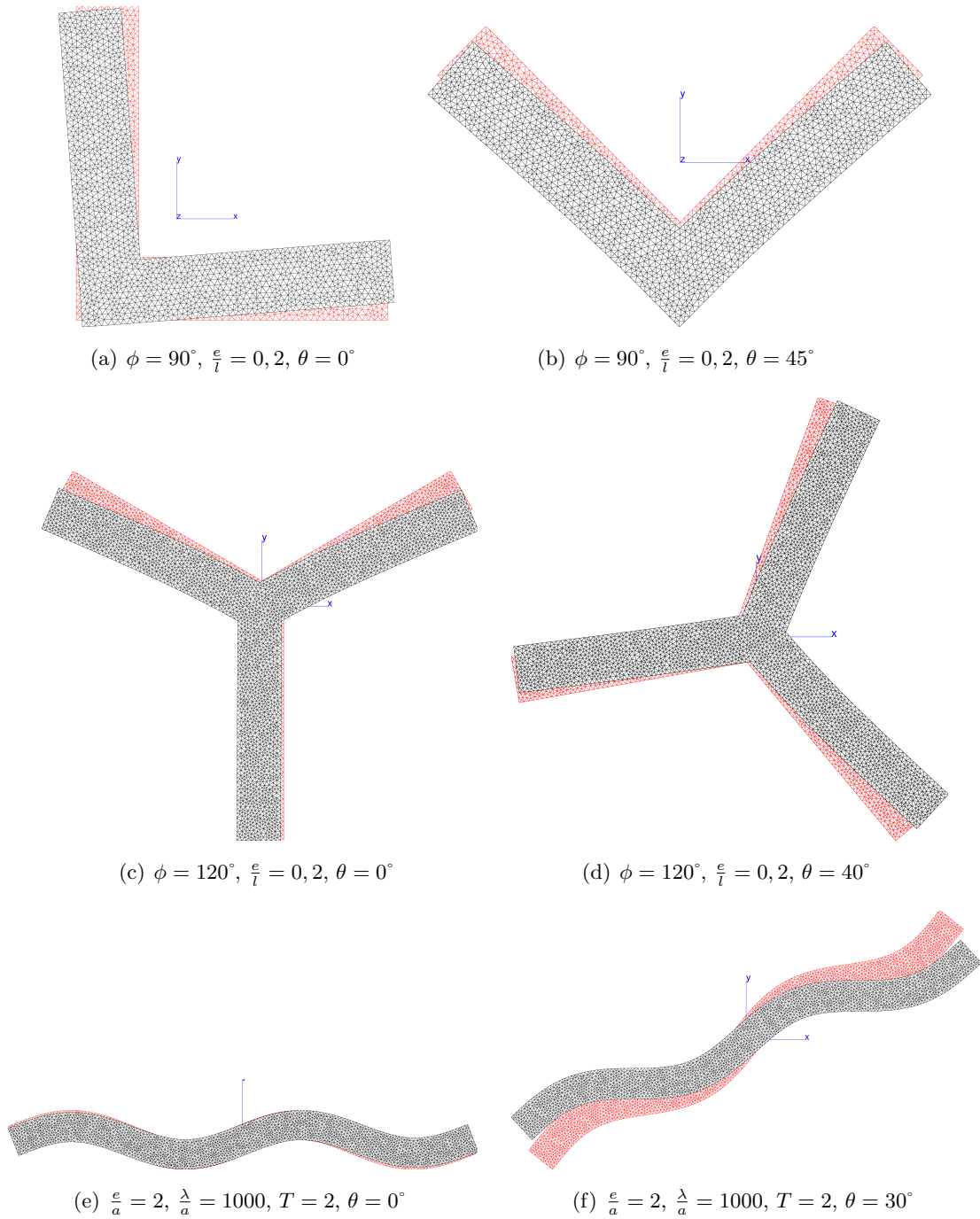
**Tableau F.2:** Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants aux particules modèles (b) et (c).

Particules	$\theta$	$\frac{\epsilon}{l}$	$N_b$	$\phi$	$\frac{\epsilon}{a}$	$\frac{\lambda}{a}$	$T$	Nombre de nœuds	Nombre d'éléments
								Total	Total
(d)	0°	-	-	-	1	1000	2	4940	9822
(d)	0°	-	-	-	2	1000	2	8068	16078
(d)	0°	-	-	-	3	1000	2	9853	19648
(d)	0°	-	-	-	4	1000	2	12099	24143
(d)	22,5°	-	-	-	1	1000	2	4820	9582
(d)	22,5°	-	-	-	2	1000	2	7889	15720
(d)	22,5°	-	-	-	3	1000	2	9827	19596
(d)	22,5°	-	-	-	4	1000	2	12107	24158
(d)	30°	-	-	-	1	1000	2	4828	9598
(d)	30°	-	-	-	2	1000	2	7906	15754
(d)	30°	-	-	-	3	1000	2	9785	19512
(d)	30°	-	-	-	4	1000	2	12093	24128
(d)	45°	-	-	-	1	1000	2	4655	9252
(d)	45°	-	-	-	2	1000	2	7537	15016
(d)	45°	-	-	-	3	1000	2	9508	18958
(d)	45°	-	-	-	4	1000	2	11986	23915

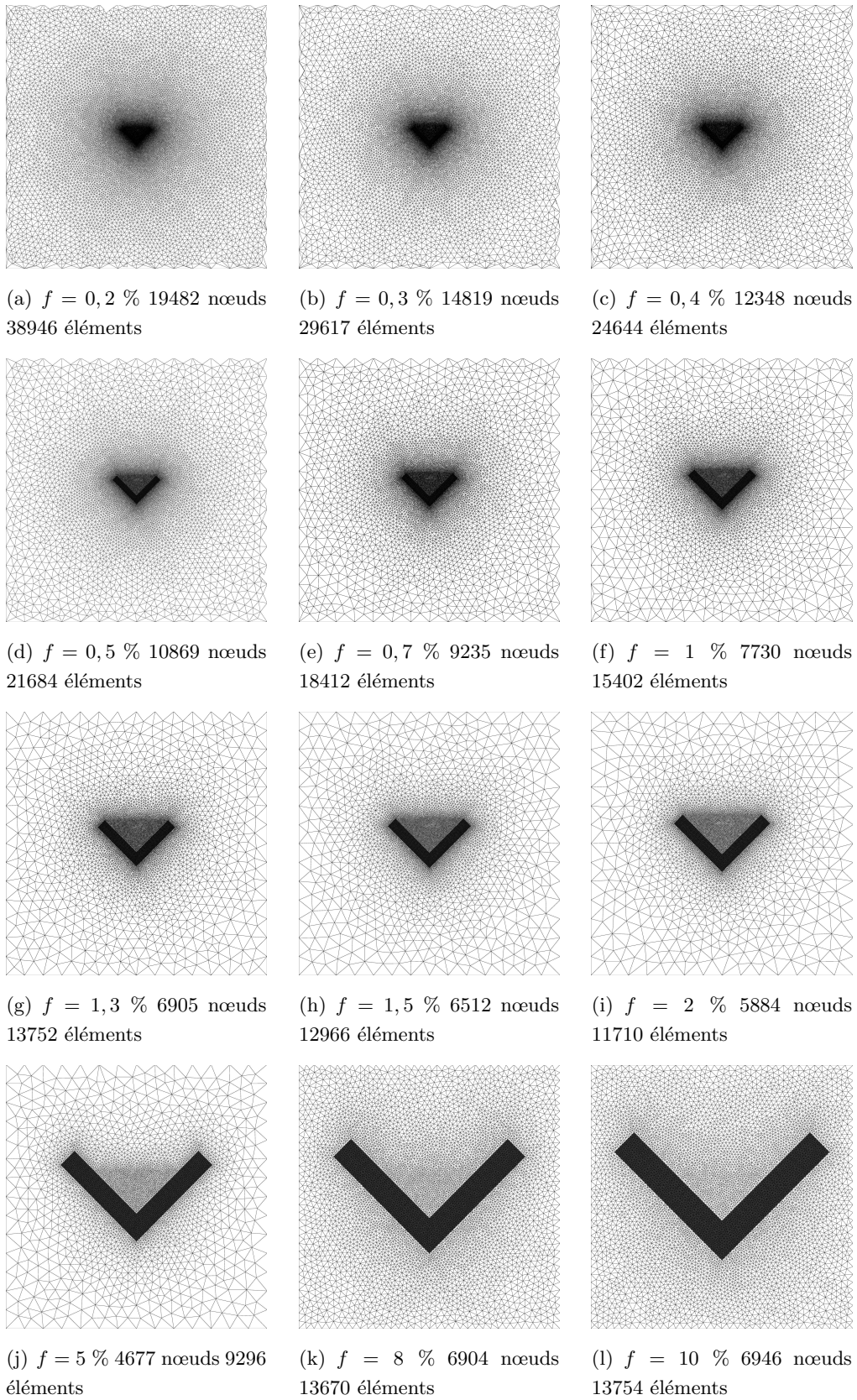
**Tableau F.3:** Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants à la particule modèle (d).

Particules	$\theta$	$\frac{e}{l}$	$N_b$	$\phi$	$\frac{e}{a}$	$\frac{\lambda}{a}$	$T$	Nombre de nœuds	Nombre d'éléments
								Total	Total
(d)	0°	-	-	-	1	400	2	7957	15856
(d)	0°	-	-	-	2	400	2	5572	11086
(d)	0°	-	-	-	3	400	2	12529	25000
(d)	0°	-	-	-	4	400	2	14936	29816
(d)	30°	-	-	-	1	400	2	7929	15800
(d)	30°	-	-	-	2	400	2	10012	19966
(d)	30°	-	-	-	3	400	2	12724	25392
(d)	30°	-	-	-	4	400	2	15086	30117
(d)	45°	-	-	-	1	400	2	7634	15210
(d)	45°	-	-	-	2	400	2	9802	19546
(d)	45°	-	-	-	3	400	2	12561	25064
(d)	45°	-	-	-	4	400	2	15015	29977
(e)	0°	-	-	-	1	1000	0,5	2781	5504
(e)	0°	-	-	-	2	1000	0,5	5572	11086
(e)	0°	-	-	-	3	1000	0,5	7535	15012
(e)	0°	-	-	-	4	1000	0,5	9619	19180
(e)	0°	-	-	-	1	400	0,5	4754	9450
(e)	0°	-	-	-	2	400	0,5	7465	14872
(e)	0°	-	-	-	3	400	0,5	9264	18470
(e)	0°	-	-	-	4	400	0,5	11685	23312

**Tableau F.4:** Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants aux les particules modèles (d) et (e).



**Figure F.2:** Maillages des particules avant (rouge) et après (noir) sollicitations : (a) et (b) particules en forme de « L », (c) et (d) particules en forme de « point triple », (e) et (f) particules de forme sinusoidale.



**Figure F.3:** Maillages des cellules pour différentes fraction volumique  $f$ .

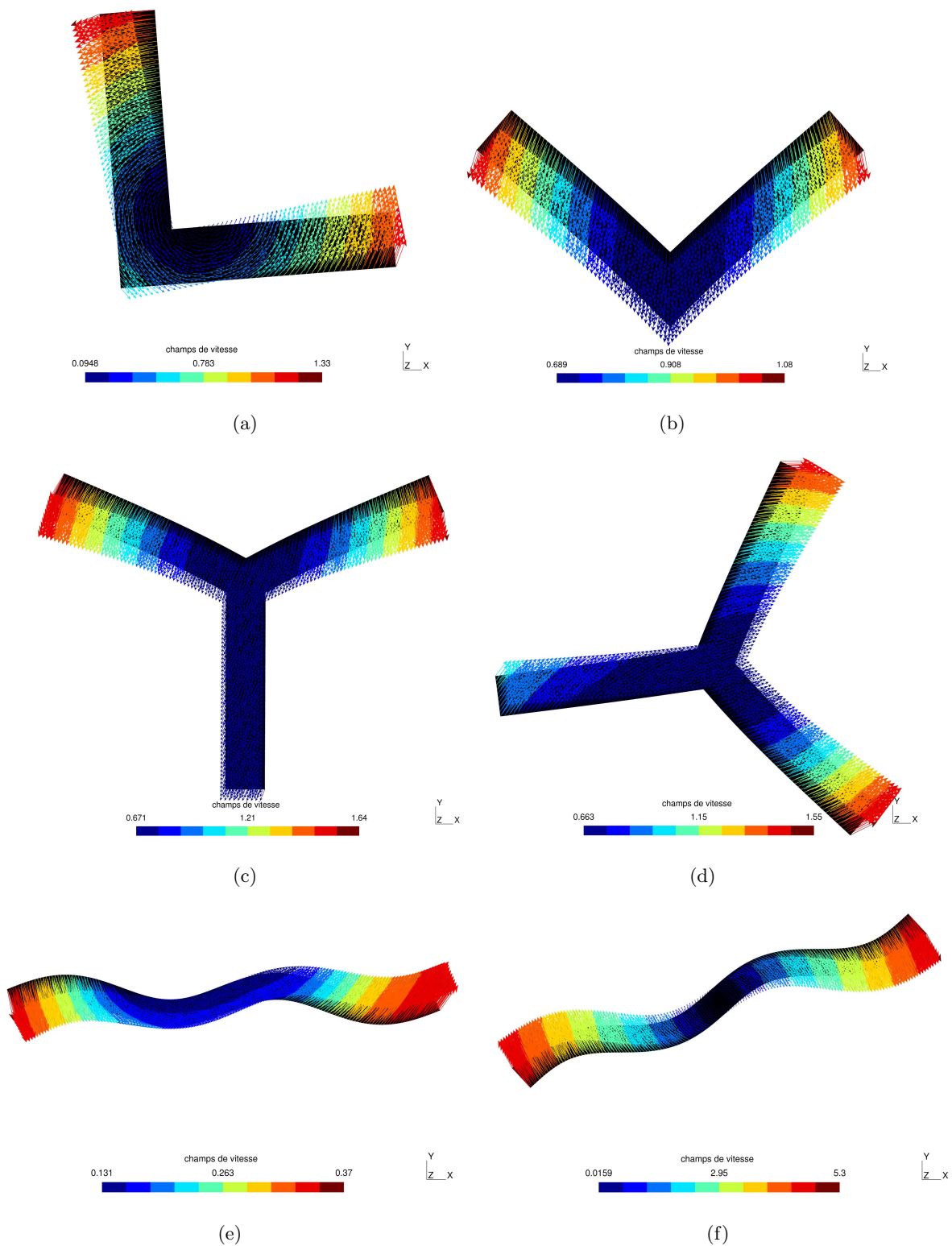
## Résultats supplémentaires sur l'ensemble de particules modèles

COMME indiqué dans le corps principal de la thèse, les paramètres d'études sur les particules « modèles » sont nombreux. Dans ces conditions, tous les phénomènes étudiés n'ont pas été retranscrits sur chacune des configurations. Cette annexe a donc pour objectif d'apporter quelques compléments d'informations sur l'analyse qualitative des mécanismes de déformation. Et, dans un second temps, quelques résultats supplémentaires concernant la longueur projetée (mentionnée en conclusion du chapitre V).

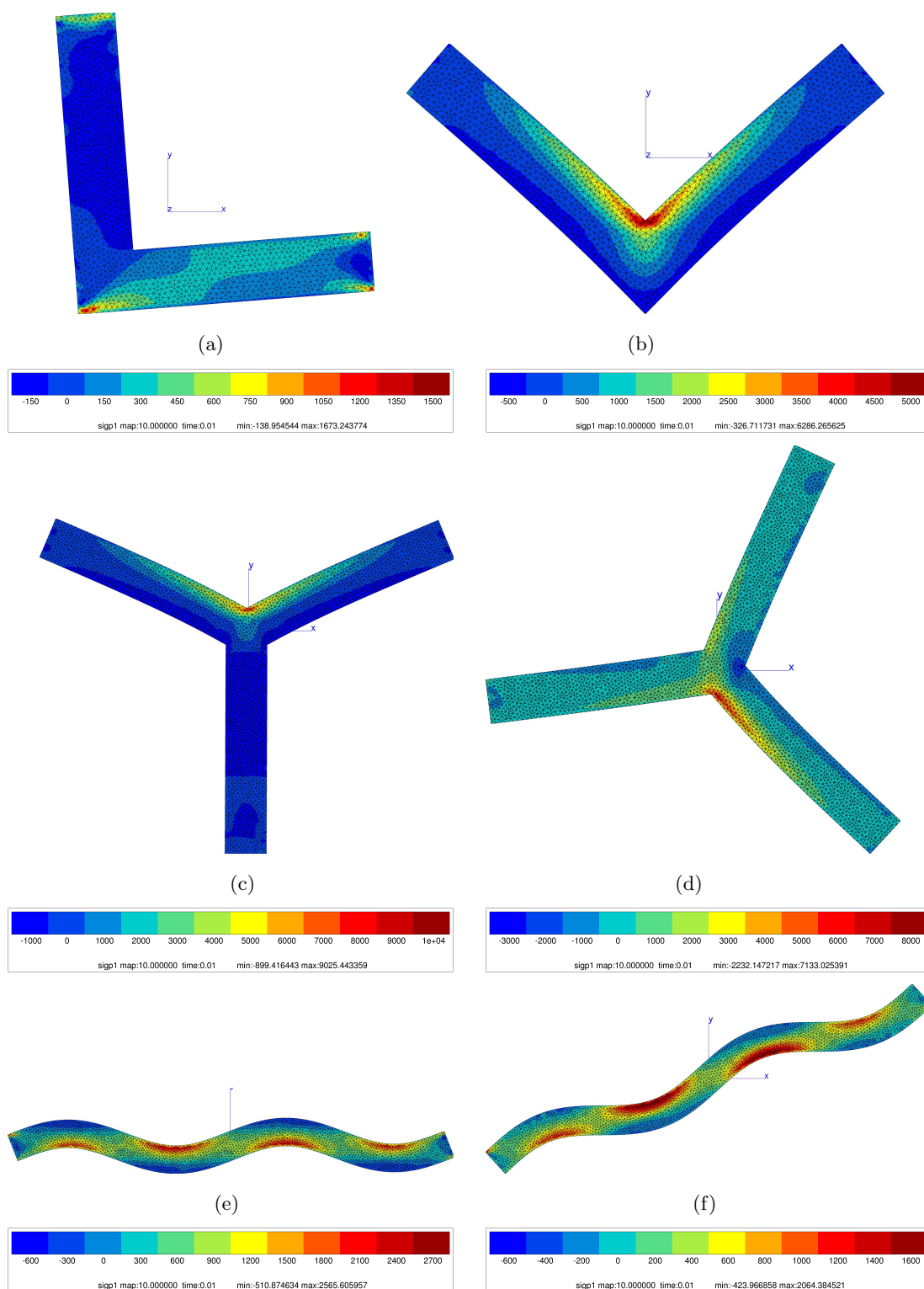
### G.1 Analyse qualitative des mécanismes de déformation

Les tendances décrites sur les particules modèles du chapitre V ont essentiellement été illustrées sur la particule en forme de « L ». Bien entendu, ces observations restent valables pour les autres particules. Dans le but de ne pas alourdir le texte principale, la figure G.1 décrit l'évolution du champs de vitesse sur les autres particules « modèles ». Comme cela a pu être mentionné, les champs de vitesse dans ces particules mettent en évidence les phénomènes simultanés de rotation et de déformation des particules.

La figure G.2 illustre des champs de contrainte dans les particules pour des orientations « extrêmes ». Si le mode de sollicitation ne change pas en fonction de l'orientation des particules, le niveau de contraintes varie de manière significative (échelles).



**Figure G.1:** Champs de vitesse obtenu dans les particules modèles : (a) particule en forme de « L » orientée à  $\theta = 0^\circ$  et (b) orientée à  $\theta = 45^\circ$ , (c) particule en forme de « point triple » orienté à  $\theta = 0^\circ$  et (d) orienté à  $\theta = 40^\circ$ , (e) particule en forme sinusoidale orientée à  $\theta = 0^\circ$  et (f) orientée à  $\theta = 30^\circ$ .



**Figure G.2:** Courbes iso- $\sigma_{p1}$  pour : (a) particule en forme de « L » orientée à  $\theta = 0^\circ$  et (b) orientée à  $\theta = 45^\circ$ , (c) particule en forme de « point triple » orientée à  $\theta = 0^\circ$  et (d) orientée à  $\theta = 40^\circ$ , (e) particule en forme sinusoidale orientée à  $\theta = 0^\circ$  et (f) orientée à  $\theta = 30^\circ$ .

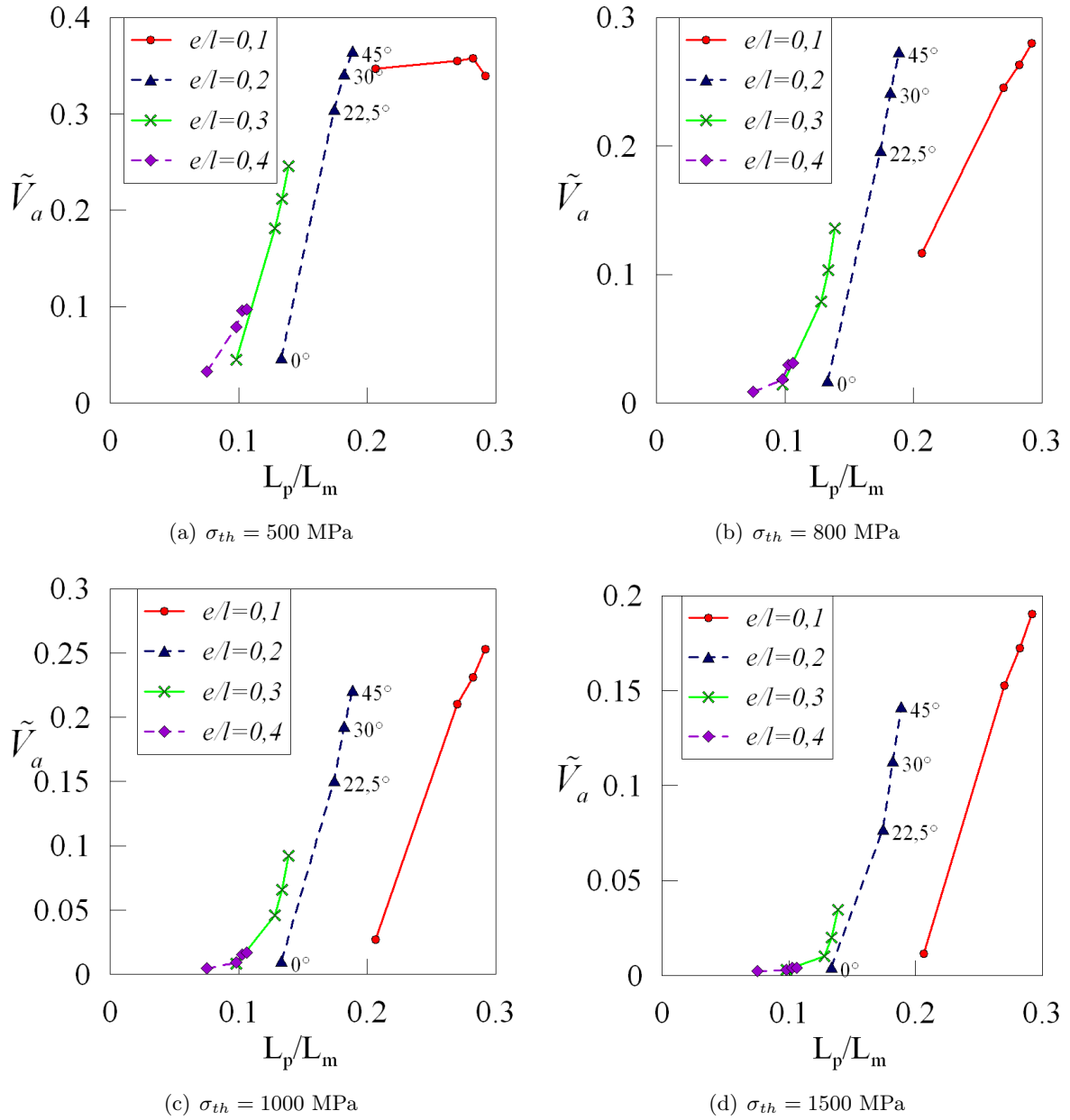


## **G.2 Longueur projetée**

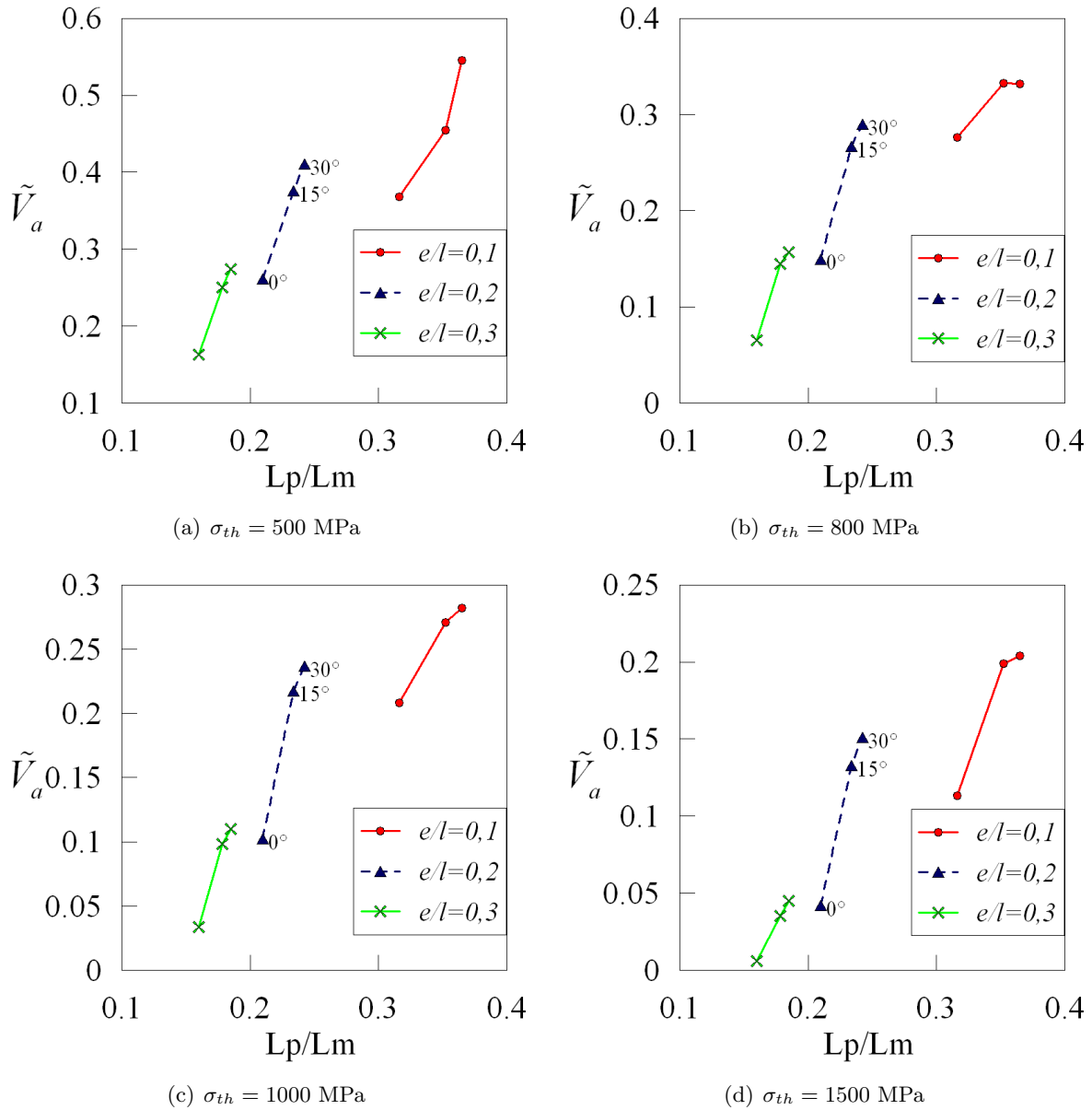
La longueur projetée est considérée comme un paramètre majeur dans la description de la rupture des particules (Cf. conclusion du chapitre V). Les tendances décrites dans la conclusion sont données pour des valeurs seuils de 800 et 1500MPa. Il semblait donc intéressant de compléter cette information par l'ajout de valeurs seuils supplémentaires. Les figures G.3, G.4, G.5, G.6 et G.7 présentent donc pour les mêmes particules, l'évolution du volume relatif en fonction de la longueur projetée. Les tendances décrites dans la conclusion sont identiques pour ces nouvelles valeurs de la contrainte seuil.

Rappelons les conclusions majeures. Pour les particules en forme de « L », le volume actif augmente linéairement en fonction de la longueur projetée pour les particules fines. Pour les particules épaisses on observe 2 régimes correspondant à la prédominance d'une sollicitation en « flexion » ou en « traction pure » .

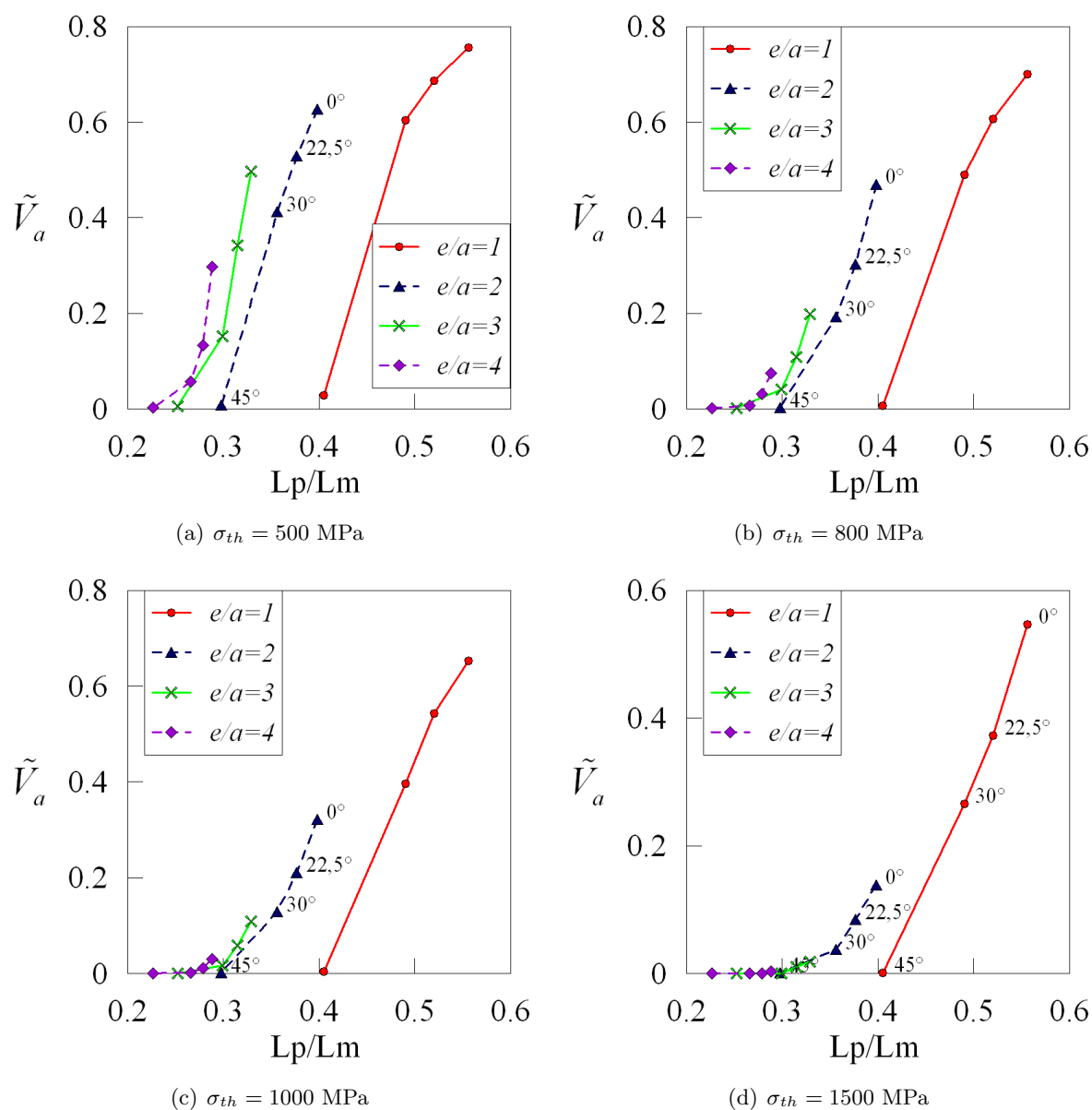
Les particules sous forme de sinusoïde ont un comportement similaire aux particules en « L » . Le volume actif ainsi que la longueur projetée des particules en forme de point triple sont quasiment indépendants de l'orientation.



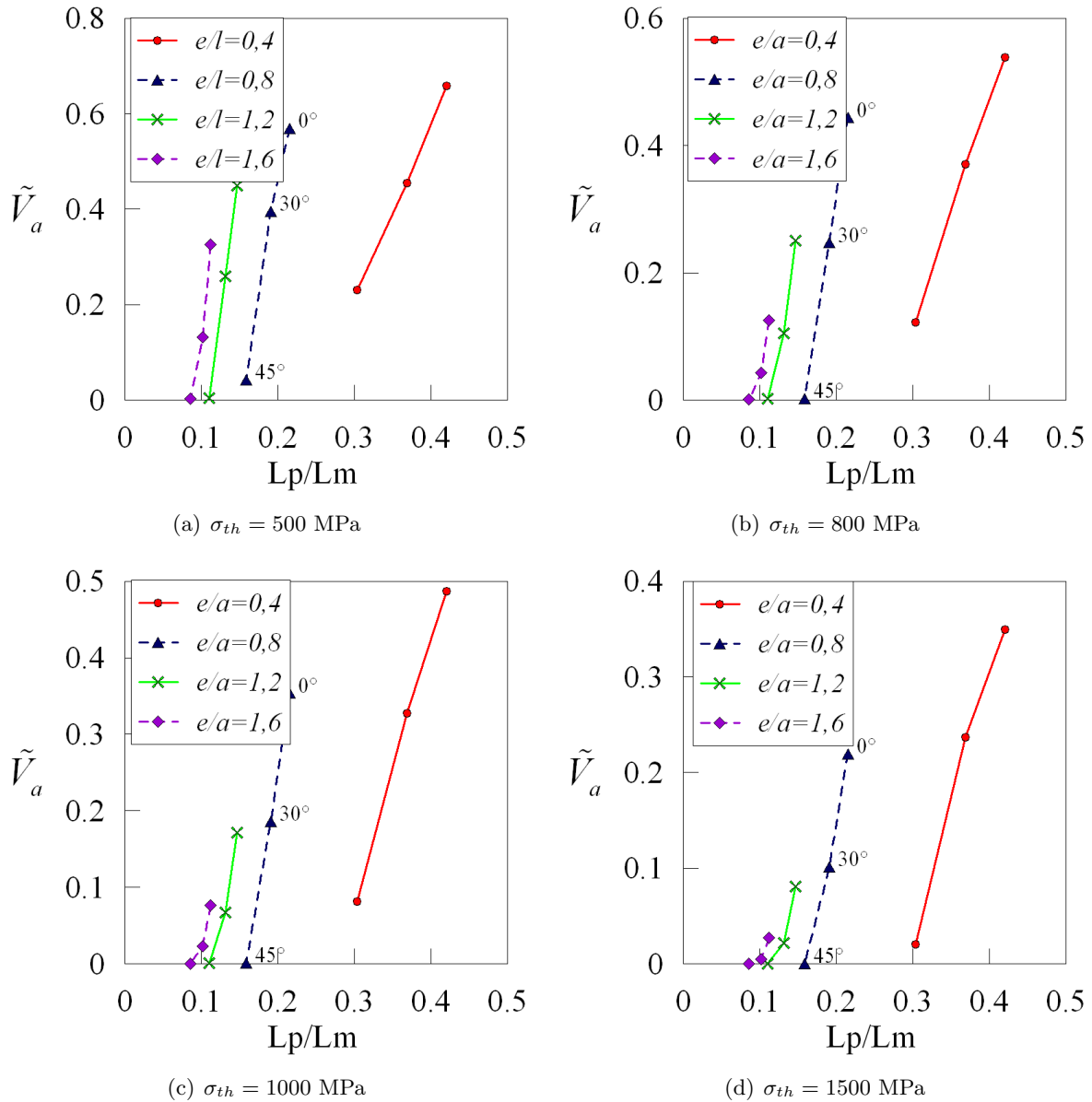
**Figure G.3:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour une particule modèle en forme de « L » (avec  $\phi = 90^\circ$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).



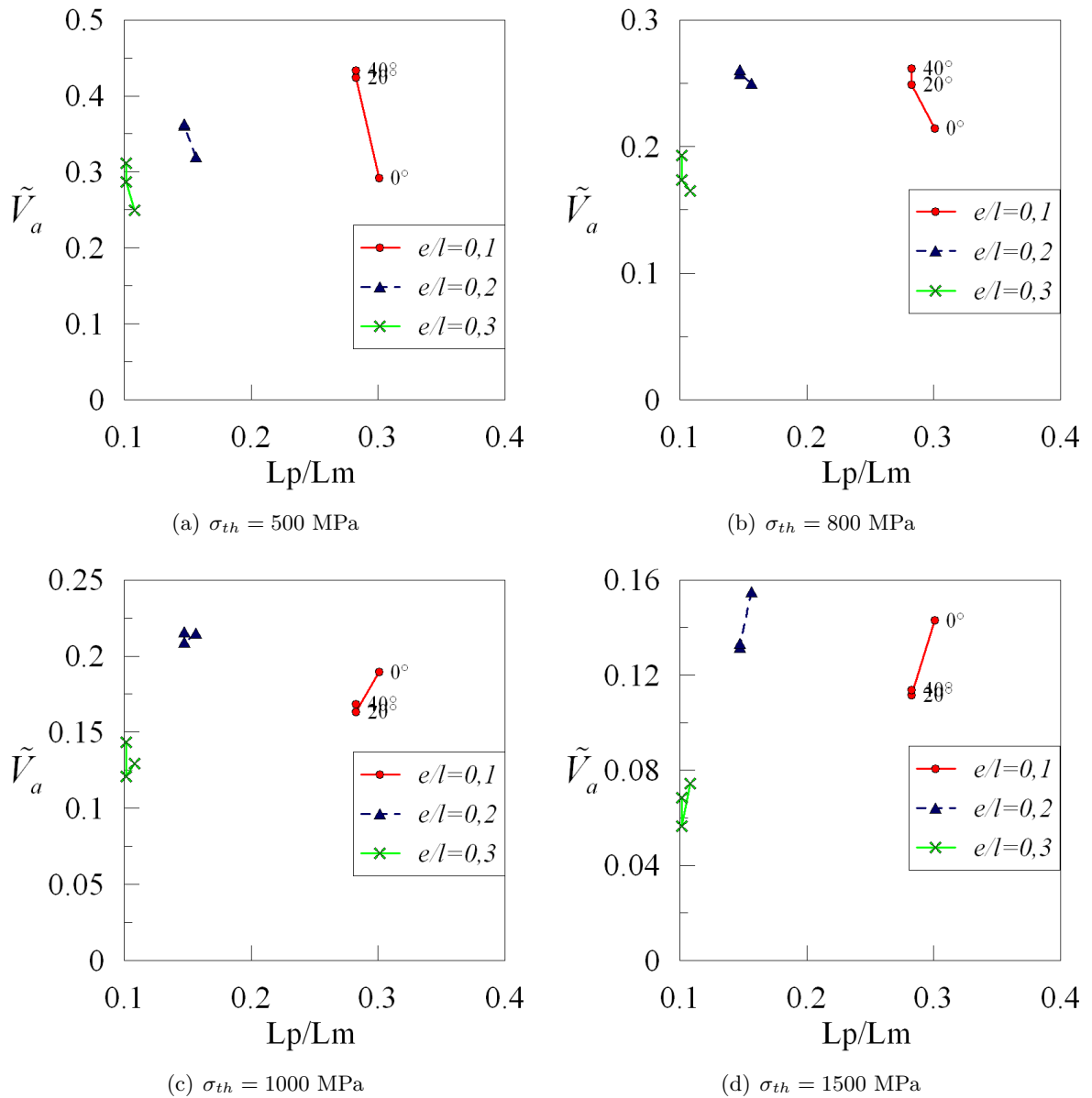
**Figure G.4:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour une particule modèle en forme de « L » (avec  $\phi = 120^\circ$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).



**Figure G.5:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour une particule modèle en forme de « sinusoïde » (avec  $a = 0,02$  et  $T = 2$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).



**Figure G.6:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour une particule modèle en forme de « sinusoïde » (avec  $a = 0,05$  et  $T = 2$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).



**Figure G.7:** Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio  $\frac{L_p}{L_m}$  pour une particule modèle en forme de « point triple » pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ).



## Compléments d'informations sur l'influence du comportement des matériaux

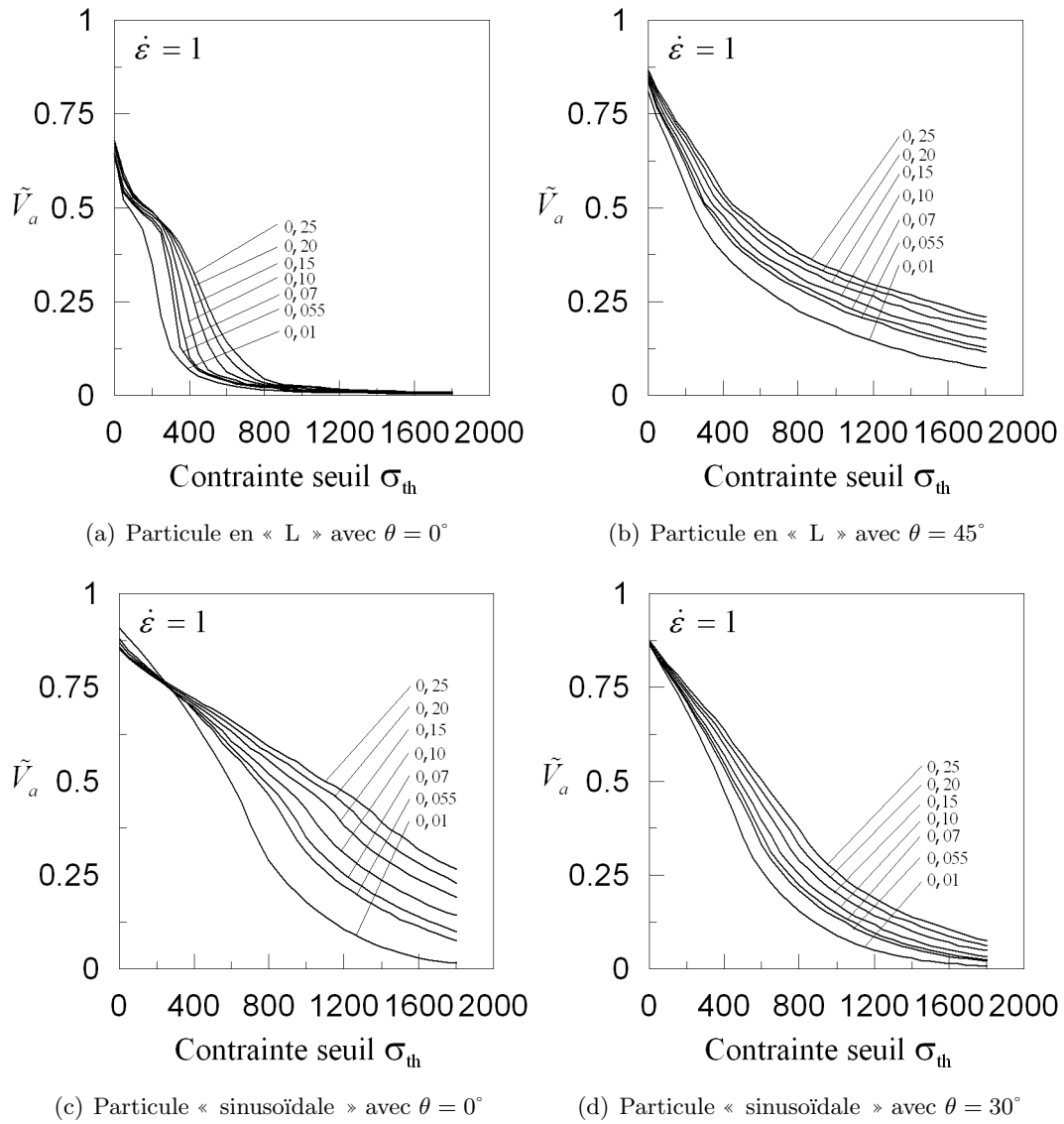
### H.1 Influence du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation

La figure H.1 présente l'influence du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation pour les quatre particules testées dans le chapitre V. On constate qu'il existe un effet significatif de  $m$  sur le volume actif relatif pour une déformation de  $\varepsilon = 20\%$ . D'ailleurs, cette influence dépend beaucoup de la configuration choisie. Cela signifie que l'orientation et la morphologie de la particule ont bien plus d'importance que la rhéologie de la matrice.

Les travaux de A. Baldacci (2003) ont montré que cette influence est négligeable pour de faibles déformations mais devient plus importante pour des grandes déformations. Cela semble en accord avec ces conclusions, tout au moins pour les déformations élevées ( $\varepsilon = 20\%$ ).

Enfin, la gamme de coefficients testés est très large. Certaines de ces valeurs de sont pas raisonnables compte tenu des autres paramètres matériaux choisis (coefficient d'écrouissage). En conséquence, pour des valeurs plus raisonnables de  $m$ , les variations du volume relatif sont moindres.





**Figure H.1:** Evolution du volume actif relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à  $1s^{-1}$  et plusieurs valeurs du coefficient de sensibilité à la vitesse ( $m$ ).

## Caractéristiques des maillages EF utilisés pour l'étude des particules complexes

CETTE courte annexe a pour but de rassembler les caractéristiques des différents maillages utilisés pour simuler le comportement de chacune des 5 classes morphologiques obtenues par ACP. La figure I.1 présente une exemple de maillage d'une particule extraite de chacune des 5 classes. Les caractéristiques des maillages de ces particules ainsi que de l'ensemble des échantillons de particules utilisées dans le chapitre VII sont décrites dans le tableau I.1.

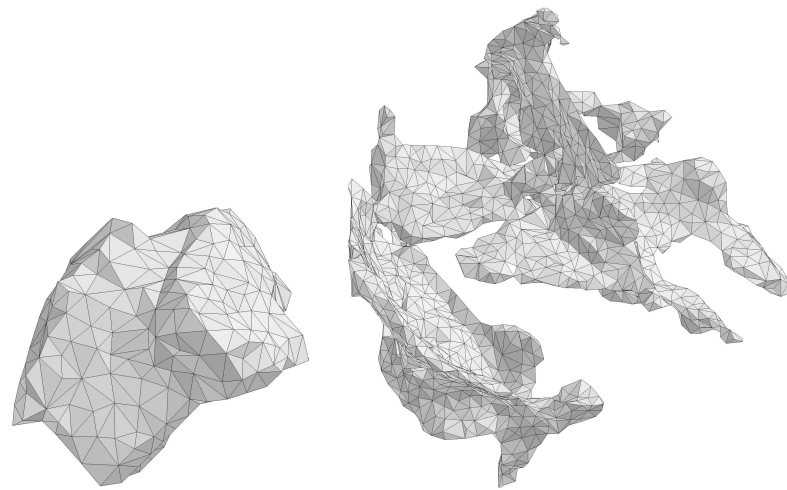
Type	Label (Aphelion)	Volume <sup>(a)</sup> (voxels)	Volume ( $\mu m^3$ )	Nombre de nœuds	Nombre d'éléments <sup>(b)</sup>
1	4057	1785	612	31620	168417
1	4356	1066	366	17871	93297
1	2547	1610	552	27759	147225
1	1886	1499	514	28027	148781
1	120	1252	429	8630	35303
1	1448	2121	728	14290	59836
1	4079	1161	398	7525	30527
1	3446	1072	368	9033	36315
2	4630	38514	13210	72983	386333
2	2922	29792	10219	67102	338189
2	2265	29246	10031	58810	304454
2	1801	37367	12816	70053	371675
2	1247	30252	10376	72854	361066
2	1043	34847	11952	69573	362992
2	375	24782	8500	62431	306394
2	39	22707	7788	57392	281534

3	3590	11731	4023	49047	222431
3	2637	10593	3633	45962	203883
3	2415	14674	5033	58811	265371
3	2302	14419	4945	58538	268583
3	2120	12024	4124	48260	217700
3	1896	8319	2853	36409	163480
3	115	12068	4139	48658	220186
3	4290	20988	7198	76647	350344
4	153	1800	617	33355	178012
4	608	1092	374	21596	113595
4	1692	1146	393	18872	98563
4	1753	2786	955	18351	76626
4	2050	1525	523	10362	42363
4	2052	1269	435	8604	35056
4	2354	1825	625	32573	173768
4	2697	1465	502	10507	43258
4	2866	1395	478	8751	35814
5	247	14146	4852	40732	193266
5	646	23922	8205	66118	319865
5	924	11289	3872	43467	196369
5	1281	14907	5113	57714	260785
5	3709	11852	4065	46442	208952
5	3877	20666	7088	54902	265956
5	3904	14696	5040	57423	259217
5	4608	28393	9738	68273	339462

<sup>(a)</sup> : Les volumes mentionnés ici correspondent aux volumes des particules.

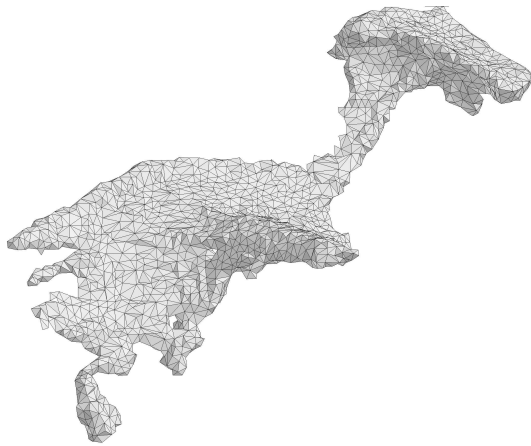
<sup>(b)</sup> : Les éléments utilisés sont des tétraèdres linéaires. Les caractéristiques (nœuds, éléments) sont données pour le maillage globale (particule + matrice).

**Tableau I.1:** Caractéristiques des maillages 3D de particules réelles.

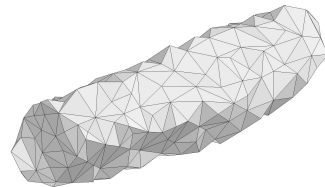


(a) Particule n°4057 (Type 1)

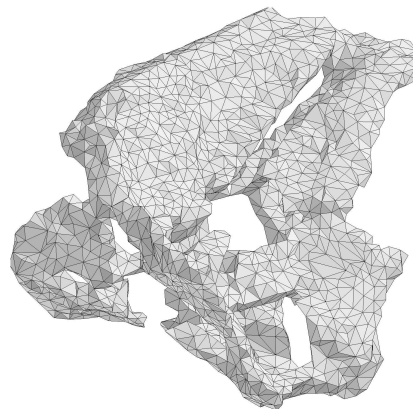
(b) Particule n°1043 (Type 2)



(c) Particule n°3590 (Type 3)



(d) Particule n°608 (Type 4)



(e) Particule n°1281 (Type 5)

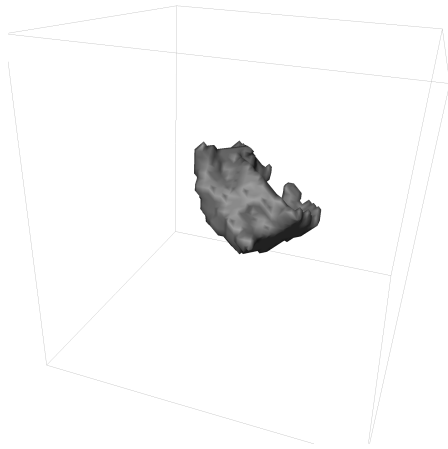
**Figure I.1:** Exemple de maillage de particules « réelles ». Sur ces figures, seul les maillages de particules sont représentés. Les caractéristiques de ces maillages sont données dans le tableau I.1.



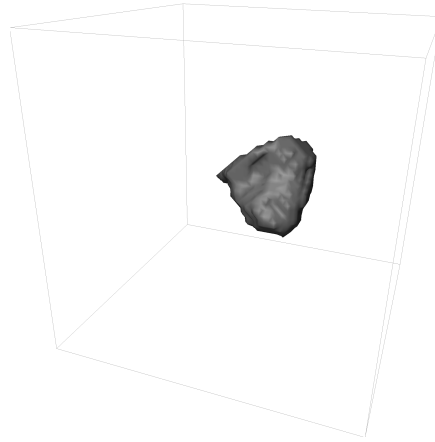
## Résultats de la classification réalisée par E. Parra-Denis sur les particules intermétalliques de AA5182 déformé à 10%

CETTE annexe illustre de manière plus détaillée les résultats obtenus par la classification proposée par E. Parra-Denis (2007) sur les particules intermétalliques de l'AA5182 déformé à 10%.

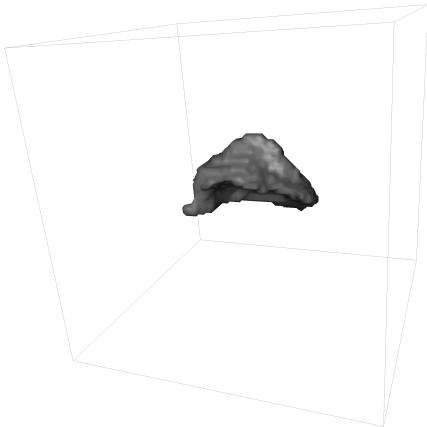
- Le premier groupe de particule (type 1), dont un échantillon est représenté sur la figure J.1, correspond à une population de forme compacte, peu allongée et assez sphérique. Les formes varient entre des formes sphériques et elliptiques peu allongées.
- Les particules du type 2 (Figure J.2) sont caractérisées par un allongement et un volume important ainsi qu'une répartition de masse plutôt sphérique.
- Les particules de type 3 (Figure J.3) sont caractérisées par un allongement important dans une direction de l'espace ainsi qu'une répartition de masse cylindrique.
- Les particules appartenant au type 4 sont caractérisées par une forme en cigare (Figure J.4) proche de la distribution de masse cylindrique de type filaire.
- Enfin, les particules de type 5 (Figure J.5) sont plutôt complexes avec des portions planes.



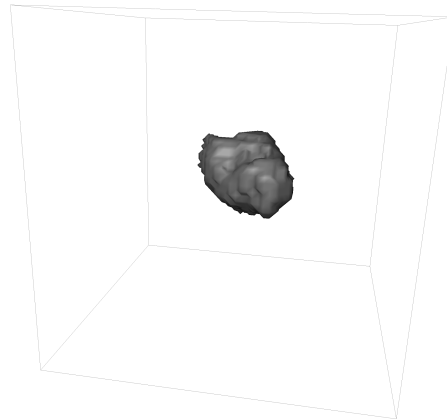
(a)  $V_p$  : 1252 voxels ( $877 \mu m^3$ )



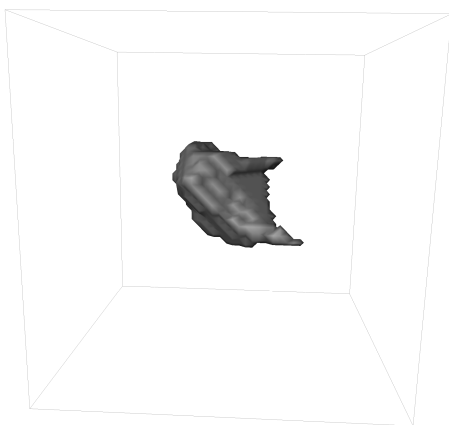
(b)  $V_p$  : 2121 voxels ( $728 \mu m^3$ )



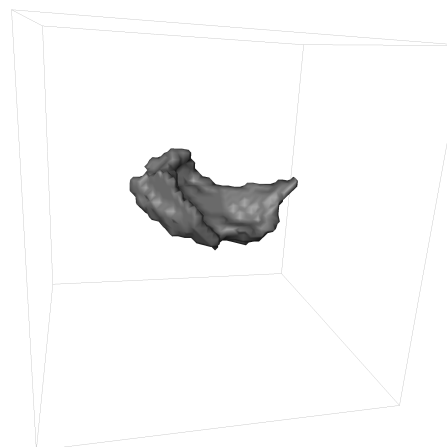
(c)  $V_p$  : 1499 voxels ( $514 \mu m^3$ )



(d)  $V_p$  : 1610 voxels ( $552 \mu m^3$ )

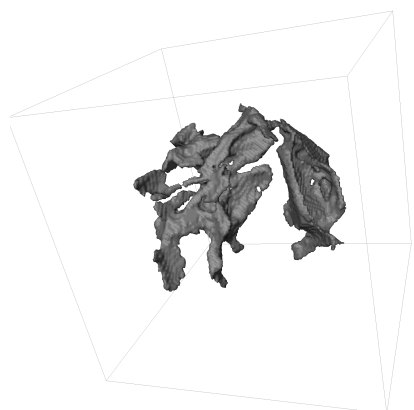


(e)  $V_p$  : 1072 voxels ( $368 \mu m^3$ )

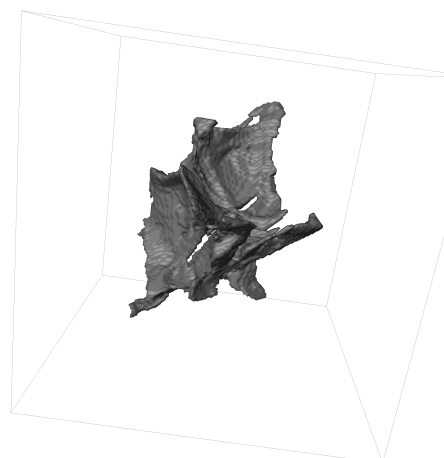


(f)  $V_p$  : 1785 voxels ( $612 \mu m^3$ )

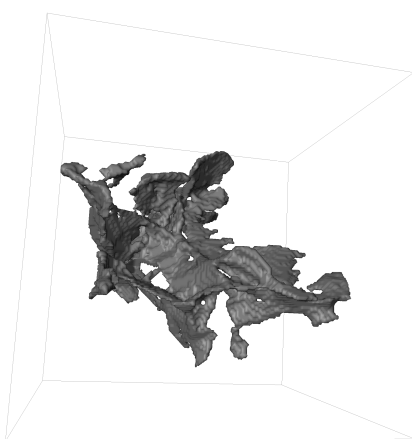
**Figure J.1:** Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 1.



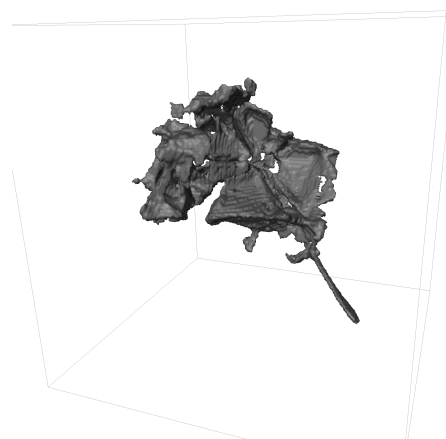
(a)  $V_p$  : 34847 voxels ( $11953 \mu\text{m}^3$ )



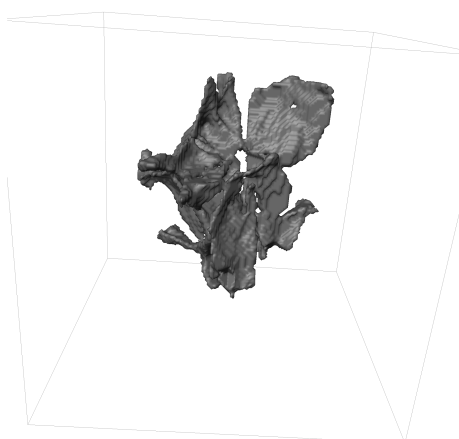
(b)  $V_p$  : 30252 voxels ( $10376 \mu\text{m}^3$ )



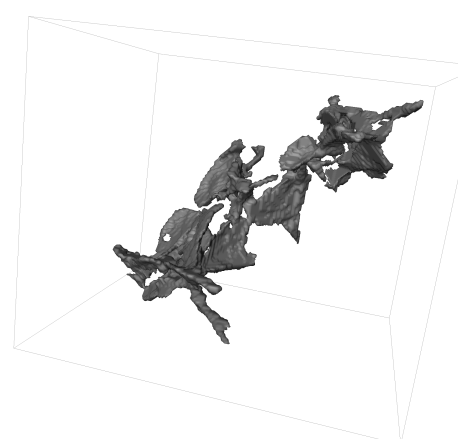
(c)  $V_p$  : 37367 voxels ( $12817 \mu\text{m}^3$ )



(d)  $V_p$  : 44920 voxels ( $15408 \mu\text{m}^3$ )



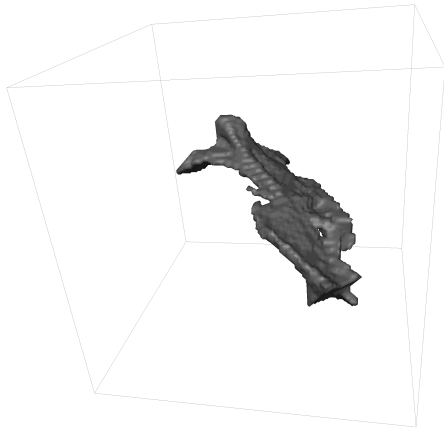
(e)  $V_p$  : 29246 voxels ( $10031 \mu\text{m}^3$ )



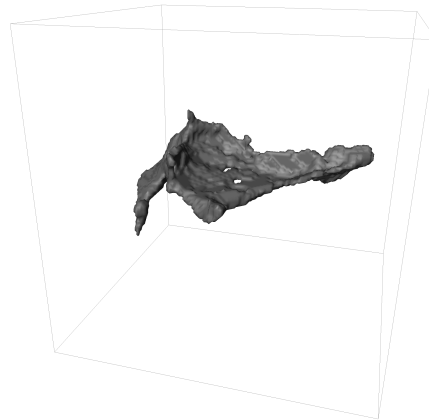
(f)  $V_p$  : 29173 voxels ( $10006 \mu\text{m}^3$ )

**Figure J.2:** *Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 2.*

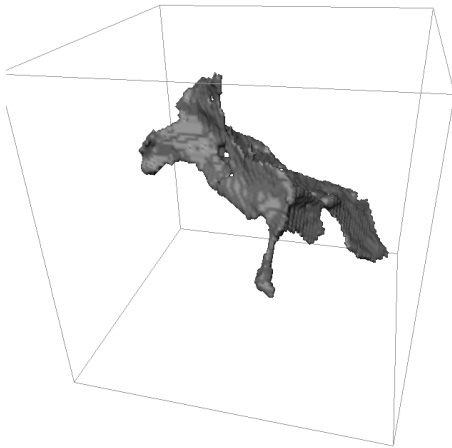




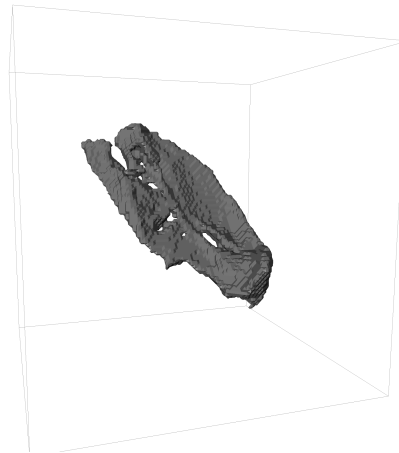
(a)  $V_p$  : 8319 voxels ( $2853 \mu m^3$ )



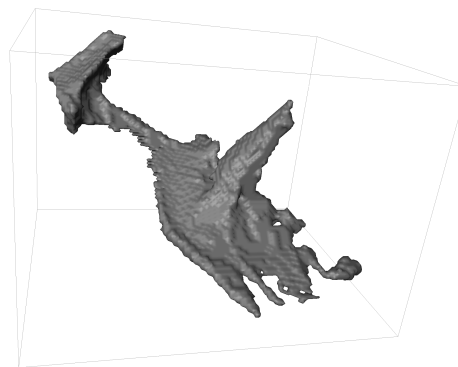
(b)  $V_p$  : 12024 voxels ( $4124 \mu m^3$ )



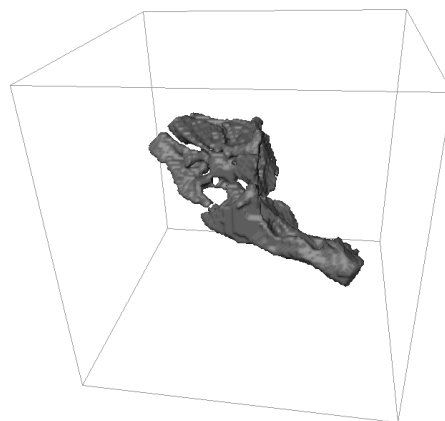
(c)  $V_p$  : 14419 voxels ( $4946 \mu m^3$ )



(d)  $V_p$  : 14674 voxels ( $5033 \mu m^3$ )

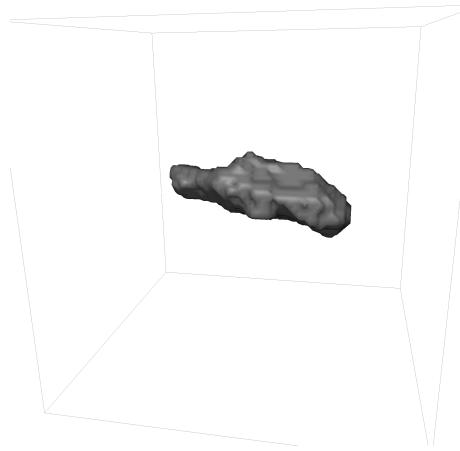


(e)  $V_p$  : 11731 voxels ( $4024 \mu m^3$ )

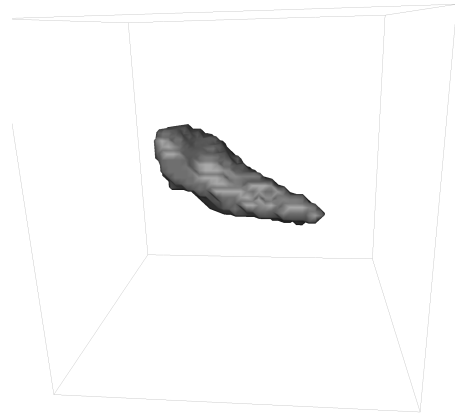


(f)  $V_p$  : 20988 voxels ( $7199 \mu m^3$ )

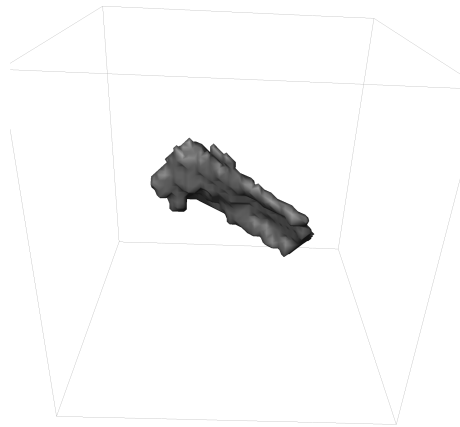
**Figure J.3:** Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 3.



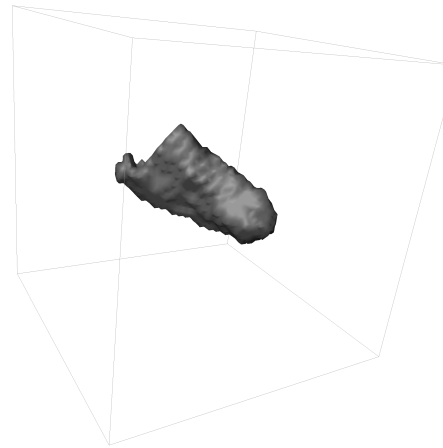
(a)  $V_p$  : 2786 voxels ( $956 \mu\text{m}^3$ )



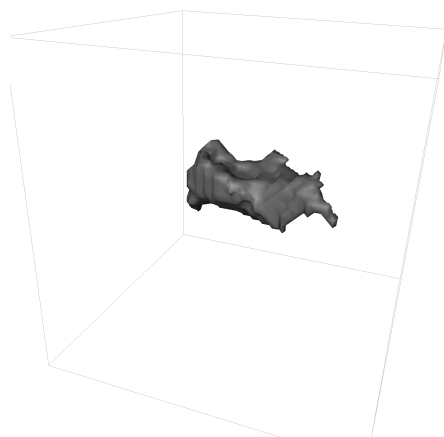
(b)  $V_p$  : 1525 voxels ( $523 \mu\text{m}^3$ )



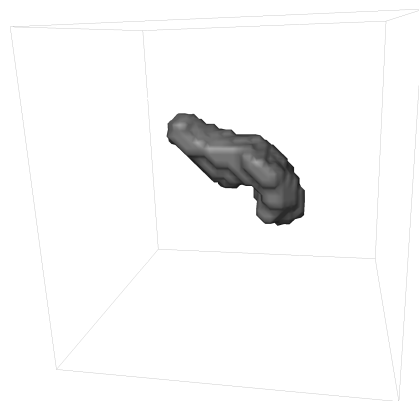
(c)  $V_p$  : 1269 voxels ( $435 \mu\text{m}^3$ )



(d)  $V_p$  : 1825 voxels ( $626 \mu\text{m}^3$ )

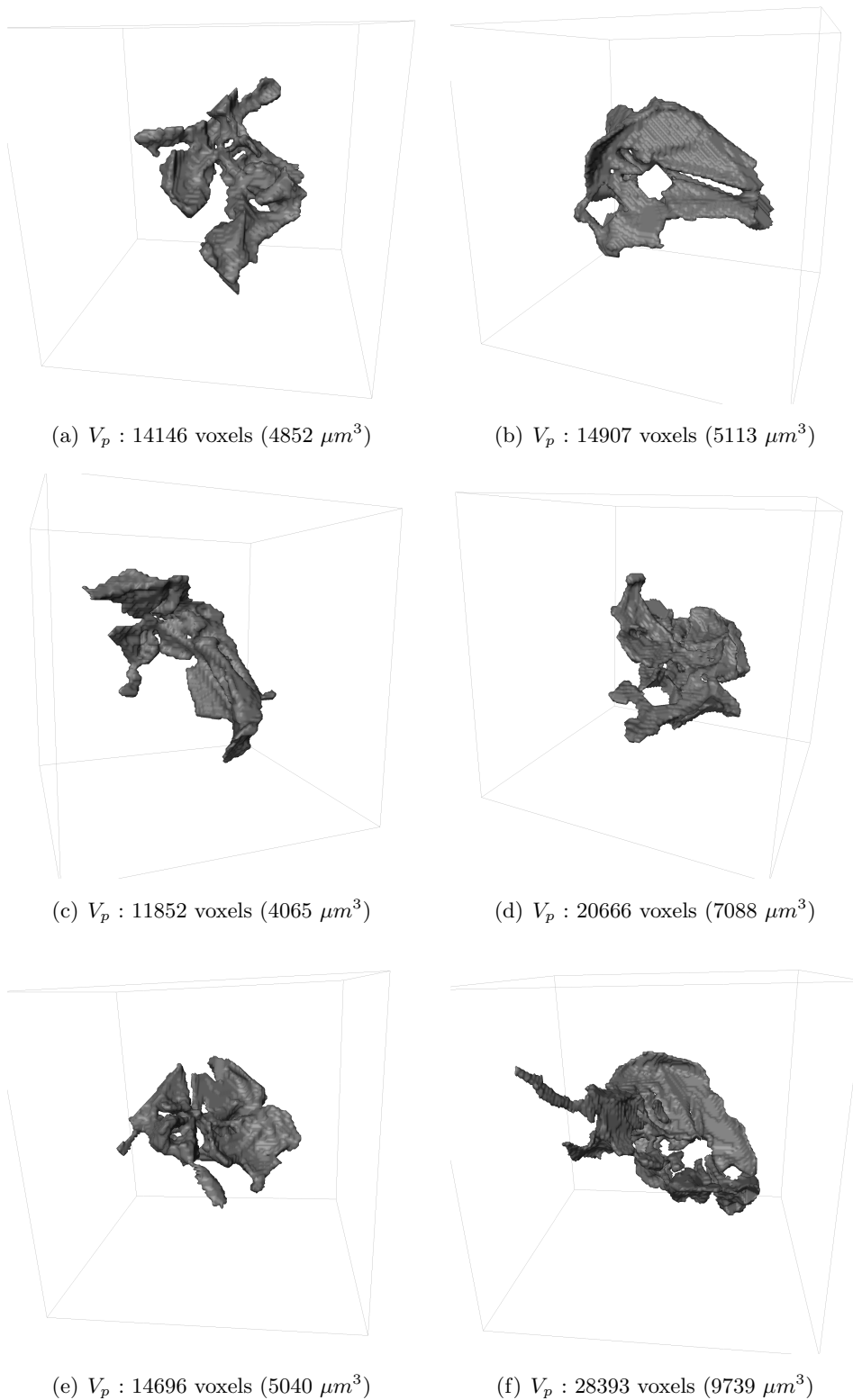


(e)  $V_p$  : 1465 voxels ( $502 \mu\text{m}^3$ )



(f)  $V_p$  : 1395 voxels ( $478 \mu\text{m}^3$ )

**Figure J.4:** *Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 4.*



**Figure J.5:** Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 5.

## Liste des acronymes

ESRF	European Synchrotron Radiation Facility
ONERA	Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
CRV	Centre de Recherche de Voreppe
ddl	degrés de libertés
EF	Eléments Finis
MEB (SEM)	Microscope Electronique à Balayage (Scanning Electron Microscope)
FEG	Field Emission Gun
ACP	Analyse en Composante Principale
MD	Molecular Dynamics
CZM	Cohezive Zone Model
PFS	Plasticity-Free Strip
VIB	Virtual Internal Bound
X-FEM	eXtended Finite Element Method



## Liste des symboles

### Chapitre I :

$DN, DL, DT$	direction Normale, de Laminage, Transverse
$Mg_2Si$	particule magnésium silicium
$Al_xFe$	particule aluminium fer
$K_{1C}$	ténacité
$\sigma_r$	contrainte à rupture
$\sigma_y$	contrainte d'écoulement

### Chapitre II :

$\bar{\bar{\sigma}}$	tenseur des contraintes dans l'essai de compression
$\bar{\dot{\epsilon}}$	tenseur des vitesses de déformations dans l'essai de compression
$h_0, w_0, t_0$	dimensions initiales de l'échantillon de compression plane
$h, w, t$	dimensions actuelles de l'échantillon de compression plane
$\varepsilon_i, \sigma_i$	composantes suivant l'axe $i$ en déformation et en contrainte
$\bar{\varepsilon}, \bar{\sigma}$	déformation et contrainte équivalentes
$d_{mesure}$	déplacement réel de la traverse de la machine de compression
$Q_{mesuree}$	force réelle sur la traverse de la machine de compression
$k$	compliance de la machine de compression
$h_{teflon}$	épaisseur du film de lubrifiant solide
$\dot{W}_F, \dot{W}_P$	puissances dissipées en frottement et en déformation plastique
$\bar{m}$	coefficient de frottement de Tresca
$\tau$	contrainte de cisaillement
$n$	coefficient d'écrouissage
$m$	coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation
$\bar{\varepsilon}_p$	déformation plastique cumulée
$N_i, N_0$	nombre de photons transmis, incident
$E$	énergie du faisceau
$\mu$	coefficient d'atténuation
$\rho$	densité locale
$Z$	numéro atomique

### Chapitre III :

$h(x, y, z)$	fonction de convolution du filtre gaussien
--------------	--

$\sigma$	écart type de la gaussienne
$(v_1, v_2) \rightarrow \bar{v}$	contraction de deux sommets
$\Delta(v)$	erreur quadratique

#### Chapitre IV :

$v_c, v_a$	volume critique, actif
$a_c$	longueur de fissure (défaut)
$\alpha$	coefficient correctif
$K_{1C}$	ténacité du matériau
$\sigma_{th}$	valeur seuil (ici, contrainte seuil)
$\sigma_{pmax}$	contrainte principale maximale
$\sigma(\vec{x})$	tenseur des contraintes
$\ \sigma(\vec{x})\ _k$	norme ou invariant du tenseur $\sigma(\vec{x})$
$\Omega$	volume d'étude
$E_\infty$	chargement macroscopique
$Z_i$	zone connexe d'éléments actifs
$L_{vois}$	liste temporaire d'éléments voisins
$L_{ae}$	liste d'éléments actifs
$L_b$	liste de booléens
$N_{th}$	nombre de seuil d'analyse
$N_{z.s.enf}$	nombre de zones sans enfant
$A_{arbre}$	arborescence des zones pour un pas de temps donné
$N_t$	nombre de pas de temps de l'analyse
$AA_{temps}$	historique d'évolutions des zones
$L_{final}$	liste finale d'éléments
$\sigma_M$	contrainte d'écoulement
$\bar{\varepsilon}, \bar{\sigma}$	déformation, contrainte équivalentes
$n, m$	coefficient d'écrouissage, de sensibilité à la vitesse de déformation
$E$	module de Young
$L_x, L_y, L_z$	dimension initiale de la cellule
$e$	épaisseur de la particule
$l$	longueur de branche
$\frac{e}{l}$	rapport d'élancement
$V_p, V_m$	volume de la particule, de la matrice
$V_{zones}$	volume des zones activées par le seuil
$\theta$	orientation de la particule

$V_{moy}$	volume moyen d'un élément de la particule
$\alpha$	paramètre caractéristique du maillage

### Chapitre V :

$\mathbb{C}^i, \mathbb{C}^m$	tenseur de Hooke de la particule, de la matrice
$\Omega$	domaine d'étude
$\varepsilon^i, \sigma^i$	déformation et contrainte homogène dans l'inclusion
$\varepsilon^*$	déformation virtuelle
$\mathbb{L}^m, \mathbb{L}^i$	tenseurs de compliance élastique de la matrice, de l'inclusion
$\mathbb{S}$	tenseur du 4 <sup>e</sup> ordre appelé tenseur d'Eshelby
$\mathbf{E}^\infty, \Sigma^\infty$	déformation et contrainte de la cellule
$\mathbb{I}$	tenseur identité
$\varepsilon_p^i, \mathbf{E}_p^\infty$	déformation plastique homogène de l'inclusion, de la matrice
$\sigma_{max}$	contrainte maximale
$R_m$	limite à rupture
$S_{tot}$	section droite
$S$	section droite sollicitée
$\sigma_{th}$	contrainte seuil
$v_c, v_a$	volume critique, actif
$a_c$	longueur de fissure (défaut)
$K_{1C}$	ténacité du matériau
$V_p, V_m$	volume de la particule, de la matrice
$\tilde{V}_a$	volume actif relatif
$V_{typ}$	volume moyen d'une classe type de particules
$V_{phy}$	volume physique représentatif
$f, f_0$	fraction volumique et initiale
$L_{x0}, L_{y0}, L_{z0}$	dimension initiale de la cellule
$V_C$	volume de la cellule
$u_y^{\text{imposé}}$	déplacement imposé
$\sigma_M$	contrainte d'écoulement
$\bar{\varepsilon}, \bar{\sigma}$	déformation, contrainte équivalentes
$n$	coefficient d'écrouissage
$m$	coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation
$E$	module de Young
$\dot{\varepsilon}$	vitesse de déformation
$\theta$	orientation des particules



$r$	rapport des modules de Young
$e$	épaisseur de la particule
$l$	longueur d'une branche de particule
$\frac{e}{l}$	rapport d'élanement
$N_b$	nombre de branche
$\phi$	angle d'ouverture
$\frac{e}{a}$	rapport d'élanement (particule sinusoïdale)
$\frac{a}{\lambda}$	rapport de forme (particule sinusoïdale)
$a$	amplitude (particule sinusoïdale)
$\lambda$	pulsation (particule sinusoïdale)
$T$	période (particule sinusoïdale)
$\frac{a}{\lambda}$	rapport de forme (particule sinusoïdale)
$\mathbf{v}$	vitesse
$\mathbf{u}$	déplacement
$t, \Delta t$	temps, pas de temps
$\mathbf{x}(t)$	position à l'instant $t$
$\sigma_{pmax}$	contrainte principale maximale
$V_r$	volume à rupture
$\varepsilon_r$	déformation à rupture

## Chapitre VI :

$\vec{n}$	vecteur normal
$\vec{t}$	vecteur tangentiel
$\vec{b}$	vecteur binormal
$\Delta u$	saut de déplacement
$u^+$	déplacement de la lèvres supérieure
$u^-$	déplacement de la lèvres inférieure
$w_d$	énergie de décohésion
$\gamma_M, \gamma_I$	énergie de la matrice, de l'inclusion (par unité de surface)
$\gamma_{IM}$	énergie de l'interface inclusion-matrice
$\theta$	angle de contact entre les surfaces de la matrice et de l'inclusion
$\vec{T}$	vecteur contrainte
$\sigma_{nn}$	contrainte normale
$\sigma_{nt}$	contrainte tangentielle
$\sigma_c$	contrainte critique

$R_m$	limite à rupture
$S_c$	surface/longueur critique
$\vec{r}$	fonction vectorielle
$\kappa$	courbure
$R$	rayon de courbure
$e$	excentricité

### Chapitre VII :

$f, f_0$	fraction volumique et initiale
$L_{x0}, L_{y0}, L_{z0}$	dimension initiale de la cellule
$N$	nombre d'éléments
$f_r$	fréquence associée à la contrainte de rupture
$P_r$	densité de probabilité de rupture
$P_0(\sigma)$	probabilité de rupture cumulée
$V_0, V$	volume de chaque élément, volume total
$m$	module de Weibull
$\sigma_0$	seuil de contrainte
$\sigma_W$	contrainte Weibull
$\sigma_1^M$	contrainte principale maximale
$\sigma_{th}$	contrainte seuil
$v_c, v_a$	volume critique, actif
$K_{1C}$	ténacité du matériau
$V_p, V_m$	volume de la particule, de la matrice
$\tilde{V}_a$	volume actif relatif
$V_{typ}$	volume moyen d'une classe type de particules
$V_{phy}$	volume physique représentatif

### Annexes :

$X$	ensemble
$B$	élément structurant
$\varepsilon_B(x)$	érosion morphologique
$\check{B}$	transposé de $B$
$\delta_B(x)$	dilatation morphologique

$\mathbb{C}^i, \mathbb{C}^m$	tenseur de Hooke de la particule, de la matrice
$\Omega$	domaine d'étude
$\varepsilon^i, \sigma^i$	déformation et contrainte homogène dans l'inclusion
$\boldsymbol{\varepsilon}^*$	déformation virtuelle
$\tilde{\varepsilon}$	perturbation due à la présence de l'inclusion
$\mathbb{L}^m, \mathbb{L}^i$	tenseurs de compliance élastique de la matrice, de l'inclusion
$\mathbb{S}$	tenseur du 4 <sup>e</sup> ordre appelé tenseur d'Eshelby
$S_{ijkl}$	composantes du tenseur d'Eshelby
$\mathbf{E}^\infty, \boldsymbol{\Sigma}^\infty$	déformation et contrainte de la cellule
$\mathbb{I}$	tenseur identité
$v_{int}$	variable interne
$v_{aux}$	variable auxiliaire
EP	paramètre extérieur
CO	coefficient
$\tilde{\varepsilon}$	déformation totale
$\Delta\tilde{\varepsilon}$	incrément de déformation totale
$p$	déformation effective
$\tilde{\varepsilon}_{el}$	déformation élastique
$\tilde{\varepsilon}_{vp}$	déformation viscoplastique
$f$	surface d'écoulement
$J$	second invariant
$\tilde{n}$	normale à la surface de charge
$\tilde{s}$	déviateur des contraintes
$\tilde{\mathbb{E}}$	matrice d'élasticité
$[J]$	matrice jacobienne
$n$	coefficient d'écrouissage
$m$	coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation
$e$	épaisseur de la particule
$l$	longueur d'une branche de particule
$\frac{e}{l}$	rapport d'élanement
$N_b$	nombre de branche
$\phi$	angle d'ouverture
$\frac{e}{a}$	rapport d'élanement (particule sinusoïdale)
$\frac{a}{\lambda}$	rapport de forme (particule sinusoïdale)
$a$	amplitude (particule sinusoïdale)
$\lambda$	pulsation (particule sinusoïdale)

$T$  période (particule sinusoïdale)  
 $\frac{a}{\lambda}$  rapport de forme (particule sinusoïdale)



# Table des figures

1	Description du process industriel. . . . .	2
2	(a) Relation température-déformation pendant le laminage à chaud des tôles, en trait plein les hautes températures et en trait pointillé les basses températures et (b) schématisation des tôles laminées et présentation des directions caractéristiques du laminage (DN, DL et DT). . . . .	3
I.1	(a) Photographie du laminoir pilote de CRV ALCAN et (b) Visualisation des axes DN, DL, et DT pendant le laminage d'une tôle. . . . .	10
I.2	Changement microstructural durant la compression plane à chaud. Image obtenue à un agrandissement de 10 par microscope optique (Baldacci <i>et al.</i> , 2002a). . . . .	11
I.3	(a) Observation par FEG-SEM d'un échantillon d'AA5182 à l'état brut de coulée après dissolution sélective (cliché ALCAN). Présence de particules magnésium silicium de couleur sombre, et de phases au fer de couleur claire de composition chimique (Al, Cu, Mg) et (Al, Fe, Mn, Si) et (b) microstructure 3D typique de l'alliage d'aluminium 5182, en noir les cavités, en gris foncé les $Mg_2Si$ et en gris clair $Al_xFe$ . . . . .	12
I.4	Images obtenues au FEG-SEM après dissolution sélective de la matrice d'aluminium de l'échantillon 5182 brut de coulée (cliché ALCAN). (a) Morphologie en « trèfle » et (b) en « bout de bois ». . . . .	13
I.5	Images obtenues au FEG-SEM après dissolution sélective de la matrice d'aluminium de l'échantillon 5182 brut de coulée (cliché ALCAN). (a) Morphologie en « écaille de tortue » et (b) en « aile de raie finement ciselée » ou « bout de bois ». . . . .	13
I.6	Diagramme de phase du système $Fe - Al$ - Structures cristallographiques (Ikeda <i>et al.</i> , 2001). . . . .	15
II.1	Machine de compression utilisée pour les essais. . . . .	26
II.2	Détermination de la loi de comportement aux grandes déformations. Traction sur tôles prédéformés d'acier inoxydable X30Cr13 d'après C. Maurice (1994). . . . .	26

II.3	Essai de compression plane (a) schéma de principe, (b) dimensions de l'échantillon dans son plan de déformation et (c) dispositif. . . . .	27
II.4	Courbes contrainte - déformation de l'alliage d'aluminium 5182 déformée en compression uniaxiale à 500°C pour différentes vitesses de déformation. . . . .	29
II.5	(a) Coefficient d'écrouissage $n$ en fonction de la déformation pour plusieurs vitesses de déformation et (b) Coefficient de sensibilité à la vitesse $m$ en fonction de la vitesse de déformation. . . . .	30
II.6	Force mesurée en fonction du déplacement durant la compression plane à chaud pour différentes vitesses de déformations. . . . .	31
II.7	Etapes de la dissolution sélective par la méthode de PATCh-PEEL. . . . .	32
II.8	(a) Interaction électrons matière et (b) poire d'interaction. . . . .	33
II.9	Installation du rayonnement synchrotron (Nenner <i>et al.</i> , 1989). . . . .	34
II.10	Principe physique de la tomographie par transmission à travers une tranche de matière (plan $(x, y)$ en $z = z_i$ ). . . . .	36
II.11	Schéma général de principe de l'acquisition de projections en tomographie sur la ligne ID19 à l'ESRF (Buffiere <i>et al.</i> , 1999). . . . .	37
II.12	Coupe de AA5182 déformé à 10% contenant des artefacts de type (a) contraste de phase, (b) anneaux. . . . .	38
III.1	(a) Image tridimensionnelle de l'AA5182 et (b) coupe de l'image tridimensionnelle, blanc : phase au fer, gris clair : matrice d'aluminium, gris plus foncé : $Mg_2Si$ , noir : cavités. . . . .	43
III.2	Coupe obtenue par microtomographie aux rayons X de l'alliage d'aluminium 5182 déformé à 2% (blanc : phase au fer, gris clair : matrice d'aluminium, gris plus foncé : $Mg_2Si$ , noir : cavités). . . . .	44
III.3	Histogramme à niveaux de gris de l'image de AA5182 déformé à 10% obtenues par microtomographie aux rayons X (Parra-Denis, 2007). . . . .	45
III.4	Schéma de la méthode de segmentation multi-classe. . . . .	45
III.5	Illustration des différentes étapes de la segmentation des particules de phase au fer de l'AA5182 déformé à 2% . . . . .	47
III.6	Résultats de la segmentation multi-classe des particules intermétalliques sur une coupe de AA5182 déformé à 2% : (a) l'image brute, (b) l'extraction des phases au fer, (c) l'extraction des $Mg_2Si$ et (d) l'extraction des cavités. . . . .	49
III.7	(a) Résultats de la segmentation multi-classe des particules intermétalliques pour l'AA5182 déformé à 2% (taille de l'image $1,4 \cdot 10^7 \mu m^3$ ), (b) extraction des phases au fer (fraction volumique : 0,411%), (c) extraction des $Mg_2Si$ (fraction volumique : 0,15%) et (d) extraction des cavités (fraction volumique : 0,13%). . . . .	50

---

III.8 (a) Description de l'algorithme des <i>Marching Cubes</i> (Lorensen et Cline, 1987) ; (b) intersection surface-cellule pour l'ensemble des 15 configurations utilisant les propriétés de symétrie et rotation permettant de préserver la topologie (Frey et George, 1999). . . . .	54
III.9 (a) Topologie de la surface à l'intérieur d'un cube et (b) les deux cas de symétrie.	55
III.10 Maillage surfacique d'une particule intermétallique pour différents niveaux de simplification de la surface : (a) 96880 points et 193854 triangles, (b) 84357 points et 168776 triangles, (c) 29412 points et 58878 triangles, (d) 14824 points et 29696 triangles. . . . .	57
III.11 (a) L'arête en surbrillance est contractée en un seul sommet ; (b) connexion de deux parties disjointes du modèle. . . . .	57
III.12 Maillage volumique d'une particule intermétalliques avec la matrice d'aluminium englobante ( $100 \mu m \times 100 \mu m \times 100 \mu m$ ). La particule est en gris foncé et la matrice en gris clair. Le maillage contient 109 405 nœuds et 603 055 tétraèdres linéaires. . . . .	59
III.13 Schématisation de la procédure de transfert de maillage Amira® $\rightarrow$ ZeBuLoN. .	60
IV.1 Champ de contrainte dans une particule intermétallique élastique incluse dans une matrice élasto-viscoplastique. La cellule est soumise à un chargement s'apparentant à de la déformation plane. (a) Contrainte principale maximale (en <i>MPa</i> ) pour une déformation macroscopique de 0,1 et (b) de 0,2. Le volume de la particule représentée est de 34847 voxels, soit $11952 \mu m^3$ . . . . .	65
IV.2 Représentation schématique de concentrations de contraintes à l'intérieur d'une particule de seconde phase incluse dans une matrice chargée de manière homogène ( $\mathbf{E}_\infty$ ). La distribution locale de contrainte ( $\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})$ ) est représentée pour deux valeurs de la déformation macroscopique ( <i>i.e.</i> $\mathbf{E}_\infty^1$ et $\mathbf{E}_\infty^2$ ). . . . .	68
IV.3 Distribution locale de contrainte ( $\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})$ ) dans une particule pour deux valeurs de la déformation macroscopique ( <i>i.e.</i> $\mathbf{E}_\infty^1$ et $\mathbf{E}_\infty^2$ ) (a) dans un concentrateur à longue portée ( $x_1$ ) et (b) dans un concentrateur à courte portée ( $x_2$ ). La contrainte locale est comparée aux valeurs seuils $\sigma_{th}^1$ et $\sigma_{th}^2$ . Si le chargement augmente, la zone soumise à concentrations augmente fortement dans un concentrateur à longue portée (a) et augmente très faiblement dans le cas d'un concentrateur à courte portée. . . . .	69
IV.4 Algorithme général d'analyse des concentrations de contraintes. L'algorithme principal est composé de quatre sous algorithmes exécutés pour chaque pas de temps de l'analyse. . . . .	71
IV.5 Algorithme d'extraction de zones connexes d'éléments actifs. . . . .	74



IV.6	Détection de zones connexes d'éléments actifs sur une structure bidimensionnelle simple. (a) La structure comporte trois zones indépendantes d'éléments actifs. (b,c,d) L'élément 11 est choisi dans la liste d'éléments actifs. (b, c) Les éléments ayant un nœuds commun avec l'élément 11 sont sélectionnés. (d) Enfin, les éléments 21 à 24 sont sélectionnés. L'algorithme détermine alors automatiquement une nouvelle zone. . . . .	75
IV.7	Détection de zones connexes d'éléments actifs sur la structure bidimensionnelle montrée sur la figure IV.6. La détection de tous les éléments de la zones $Z_1$ est détaillée. La procédure est similaire pour les zones $Z_2$ et $Z_3$ . . . . .	76
IV.8	Zones connexes satisfaisant la condition scalaire : $\ \boldsymbol{\sigma}(\vec{x})\ _k \geq \sigma_{th} \forall \vec{x} \in \Omega(\mathbf{E}_\infty, \sigma_{th})$ pour deux valeurs distinctes ( $\sigma_{th}^1$ et $\sigma_{th}^2$ ) et deux valeurs du chargement ( $\mathbf{E}_\infty^2$ et $\mathbf{E}_\infty^1$ ). . . . .	77
IV.9	Algorithme d'arborescence des zones pour un pas de temps donné. Cet algorithme est utilisé à chaque pas de temps. . . . .	77
IV.10	Historique d'évolution des zones pour un seuil donné. . . . .	78
IV.11	Représentation du volume critique en fonction de plusieurs valeurs de ténacité ( $K_{1C}$ en $MPa\sqrt{m}$ ). Si $\Omega$ est inférieur à $v_c$ , la rupture est impossible (phénomène représenté sur la figure pour $K_{1C} = 6MPa\sqrt{m}$ ). . . . .	80
IV.12	Géométrie de la cellule d'une particule « modèle » bidimensionnelle utilisée pour tester l'algorithme. . . . .	81
IV.13	Cartographie de $\sigma_{pmax}$ pour deux niveaux de déformation. . . . .	83
IV.14	Evolution des zones activées en fonction de la contrainte seuil et de la déformation macroscopique. . . . .	83
IV.15	(a) Evolution du volume des zones pour la particule en forme de « L » (a) en fonction de la contrainte seuil et (b) en fonction de la déformation homogène. Le rapport des volumes est représenté en échelle logarithmique (en base 10) pour permettre de représenter les écarts importants entre les volumes des différentes zones. . . . .	84
IV.16	Evolution du volume total des zones activées en fonction de la contrainte seuil pour plusieurs valeurs du rapport d'allongement ( $\frac{\epsilon}{l} = 0, 1; 0, 2; 0, 3; 0, 4$ ). L'angle $\theta$ correspond à l'orientation de la branche inférieure de la particule en « L » par rapport à la direction de sollicitation $DN$ ( $DN$ correspond ici à la verticale ascendante). . . . .	84
IV.17	Maillage initial d'une microstructure simulée d'un composite fibré. . . . .	85
IV.18	(a) Déformation plastique cumulée dans la matrice. <i>Remarque</i> : <i>Le maillage des particules a volontairement été supprimé pour plus de lisibilité.</i> (b) Représentation du volume total des zones activées normalisé par le volume de la matrice en fonction de la déformation seuil pour différents niveaux de la déformation macroscopique. . . . .	85
IV.19	Exemples de 4 niveaux de raffinements du maillage pour la configuration n°1. . . . .	87

---

IV.20 Exemple de 4 niveaux de raffinements du maillage vu au niveau de la particule pour la configuration n°2. . . . .	87
IV.21 Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de la cellule pour les maillages (a) de la configuration n°1, (b) de la configuration n°2. . . . .	89
IV.22 Evolution du coefficient $\alpha$ en fonction du nombre d'éléments du maillage (a) pour la configuration n°1, (b) pour la configuration n°2. . . . .	89
IV.23 Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de particule pour différents seuils en fonction du nombre d'éléments (a) pour la configuration n°1 et (b) pour la configuration n°2. . . . .	90
IV.24 Evolution du rapport volume total des zones divisé par le volume de particule pour différents seuils en fonction du coefficient $\alpha$ (a) pour la configuration n°1 et (b) pour la configuration n°2. . . . .	90
IV.25 Evolution du temps de calcul en fonction des trois paramètres principaux (a) le raffinement de maillage, (b) le nombre de seuils et (c) le nombre de pas de temps analysés. . . . .	91
V.1 (a) Matrice de comportement $\mathbb{C}^m$ contenant une inclusion de comportement $\mathbb{C}^i$ (b) matrice de comportement $\mathbb{C}^m$ soumise à un chargement virtuel $\varepsilon^*$ dans une région $\Omega$ de comportement $\mathbb{C}^m$ . . . . .	99
V.2 Définition de morphologies de particules d'après Ishizaki <i>et al.</i> (1998). . . . .	102
V.3 Particules extraites des cinq familles types de particules $Al_x(Fe, Mn)$ contenues dans l'AA5182 déformé à 10%. . . . .	103
V.4 Deux particules types d'après Baldacci (2003) ( $\frac{1}{4}$ de la particule est représentée). (a) Type A : plans secondaires orthogonaux au plan principal et (b) type B : plans secondaires parallèles au plan principal. . . . .	105
V.5 Mécanisme de rupture des particules, d'après Baldacci (2003). . . . .	106
V.6 Description des conditions de rupture possibles pour la particule : (a) rupture en traction si la condition V.5 est respectée et (b) propagation d'un défaut de taille critique $a_c$ si la condition V.6 est respectée. . . . .	107
V.7 Evolution de $\tilde{V}_a$ en fonction de la contrainte seuil $\sigma_{th}$ dans une particule « modèle ». . . . .	108
V.8 Evolution du volume physique $V_{phy}$ en fonction de la contrainte seuil $\sigma_{th}$ dans une particule modèle pour différents niveaux de chargement et plusieurs valeurs de ténacité (ici $V_{typ} = 900\mu m^3$ ). . . . .	109
V.9 Evolution de la déformation à rupture en fonction de la ténacité pour une particule « modèle ». Deux particules d'épaisseur différente sont représentées sur ce graphique. . . . .	110
V.10 Schéma d'une tôle laminée comportant la position du modèle cellulaire ( $H$ représente l'épaisseur totale de la tôle laminée). . . . .	111
V.11 Géométrie du modèle cellulaire bidimensionnel. . . . .	112

V.12 Différents types de chargement pour plusieurs valeurs de l'angle d'orientation ( $\theta$ ) pour le cas de la particule en « L ». Sur les schémas, les axes de compression ( $DN$ ), d'allongement ( $DL$ ) ont été représentés. La direction transverse ( $DT$ ) perpendiculaire au plan ( $DN, DL$ ) n'a pas été représentée, la déformation suivant cette direction est nulle. . . . .	113
V.13 Représentation schématique des formes modèles. Les grains d'aluminium primaire de la matrice sont représentés en pointillé et les particules intermétalliques correspondent aux formes grisées. (a) Particule englobant plusieurs grains, (b) particule en forme de « L » autour d'un grain, (c) particule en forme de « point triple », (d) particule en forme de « nappe sinusoïdale » et (e) particule compacte. . . . .	116
V.14 Formes tridimensionnelles de particules « réelles » représentatives des formes modèles. (a) Particule englobant plusieurs grains, (b) particule en forme de « L » autour d'un grain, (c) particule en forme de « point triple » située à l'intersection de plusieurs grains, (d) particule en forme de « nappe sinusoïdale » et (e) particule compacte. Sur cette figure, $V_p$ représente le volume de la particule. Les caractéristiques dimensionnelles sont données sur le tableau V.4. . . . .	117
V.15 Géométries et paramétrages des particules types. . . . .	120
V.16 Exemples de maillages de particules modèles réalisés avec GMSH (1997) : (a) 13984 éléments, 7021 nœuds et (b) 15720 éléments, 7889 nœuds. . . . .	121
V.17 Géométrie des particules modèles utilisées pour l'analyse des modes de déformations.	123
V.18 Champs de vitesse obtenue pour une particule modèle en forme de « L » : (a) orientation $\theta = 0^\circ$ , (b) orientation $\theta = 22,5^\circ$ , (c) orientation $\theta = 30^\circ$ et (d) orientation $\theta = 45^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	125
V.19 Courbes $iso - \sigma_{p1}$ pour une particule modèle en forme de « L » : (a) orientation $\theta = 0^\circ$ , (b) orientation $\theta = 22,5^\circ$ , (c) orientation $\theta = 30^\circ$ et (d) orientation $\theta = 45^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	126
V.20 Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles : (a) et (d) particule en forme de « L » orientée à $45^\circ$ , (b) et (e) particule en forme de « point triple » orienté à $40^\circ$ et (c) et (f) particule en forme sinusoïdale orientée à $0^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	128
V.21 Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles à plus grande échelle : (a) particule en forme de « L » orientée à $0^\circ$ et (b) particule en forme de « point triple » orienté à $40^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	129
V.22 Champs de vitesse obtenus autour des particules modèles permettant l'observation de zones mortes : (a) particule de forme « sinusoïdale » orientée à $0^\circ$ et (b) particule en forme de « point triple » orienté à $40^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	130
V.23 Courbes $iso$ -déformation plastique cumulée autour des particules « modèles » : (a) particule de forme « sinusoïdale » orientée à $0^\circ$ et (b) particule en forme de « point triple » orienté à $40^\circ$ ( $\{x, y, z\} = \{DL, DN, DT\}$ ). . . . .	130

---

V.24 Maillages des particules modèles choisies pour l'étude du comportement des matériaux. . . . .	134
V.25 Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young ( $r$ ) entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ). . . . .	136
V.26 Evolution de la position du maximum de la contrainte principale maximale pour deux niveaux de déformation (4% et 20%) pour la particule sinusoïdale ( $\theta = 30^\circ$ ). Les figures (c) et (d) correspondent à des agrandissements des figures (a) et (b). Pour les figures (c) et (d), les échelles ont été resserrées pour faire ressortir les maxima entourés par un cercle noir. . . . .	137
V.27 Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young $r$ entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ) dans le cas précis où l'on connaît la position du maximum de contrainte. . . . .	138
V.28 Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 en fonction du rapport des modules de Young $r$ dans le cas où $\varepsilon = 0, 2$ . . . . .	139
V.29 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young $r$ entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ). . . . .	140
V.30 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young $r$ entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ). . . . .	141
V.31 Evolution de la déformation à rupture ( $\varepsilon_r$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à 1 et plusieurs rapports de modules de Young $r$ entre la matrice et la particule ( $E_p = r E_m$ ). . . . .	142
V.32 Contrainte principale maximale dans les particules modèles pour un rapport de module de Young de $r = 1$ entre la particule et la matrice et plusieurs vitesses de déformation ( $\dot{\varepsilon} (s^{-1}) = 1; 10; 100$ ). . . . .	143
V.33 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour $r = 1$ égale à 1 et plusieurs valeurs de la vitesse de déformation. . . . .	144
V.34 Schématisation des variations de fraction volumique locale dans l'AA5182. . . . .	146
V.35 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ), (a) pour des fraction volumiques allant de 0,2 à 2 % et (b) pour des fractions volumiques comprises entre 1 et 8 % ( $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$ ). . . . .	147
V.36 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) pour différentes valeurs de la contraintes seuil ( $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$ ). . . . .	148
V.37 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) en fonction des différents volumes moyen ( $V_{typ}$ ) et pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%). . . . .	148
V.38 Evolution de la déformation à rupture ( $V_r$ ) en fonction de la ténacité pour les différentes valeurs de fraction volumique. . . . .	149

V.39 Influence du volume moyen des particules et de la ténacité sur le volume à rupture ( $V_r$ ). . . . .	150
V.40 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour différentes orientations. Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références. . . . .	151
V.41 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différent niveau du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction de l'orientation. Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est égale à $900 \mu m^3$ . . . . .	152
V.42 Courbes $iso - \sigma_{p1}$ dans la particule « modèle » en forme de « L » pour une déformation de 20%. . . . .	152
V.43 Courbes $iso - \sigma_{p1}$ dans la particule sinusoïdale pour une déformation de 20%. . . . .	153
V.44 Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes orientations de particules. . . . .	153
V.45 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour différentes valeurs du rapport d'élanement. Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références. . . . .	154
V.46 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction du facteur d'élanement. Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est choisi égale à $900 \mu m^3$ . . . . .	156
V.47 Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes épaisseurs de particules. . . . .	156
V.48 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour deux valeurs du nombre de branches ( $N_b$ ). Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références. . . . .	157
V.49 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différent niveau du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction du nombre de branches ( $N_b$ ). Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est égal à $6000 \mu m^3$ . . . . .	157
V.50 Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs géométries de particules modèles et différentes épaisseurs de particules. . . . .	158
V.51 Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil pour deux valeurs de l'angle d'ouverture ( $\phi$ ). Les paramètres géométriques correspondent aux valeurs références. . . . .	158
V.52 Evolution du volume à rupture ( $V_r$ ) pour différents niveaux du chargement macroscopique (2%, 10% et 20%) en fonction de l'angle d'ouverture ( $\phi$ ). Les courbes sont données de haut en bas pour des valeurs de ténacité allant de $K_{1C} = \llbracket 1; 10 \rrbracket$ . Le volume moyen est égal à $6000 \mu m^3$ . . . . .	159
V.53 Evolution des déformations à rupture en fonction de la valeur de la ténacité pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture et différentes orientations des particules. . . . .	159

---

V.54 Exemple d'une particule « réelle » dont la forme se rapproche d'une particule modèle de forme « sinusoïdale ». Pour cette particule élançée, la valeur de $T$ est élevée ( $\approx 1$ ). Le volume ( $V_p$ ) de la particule est de 15566 voxels ( $5339 \mu m^3$ ). Les dimensions de la boîte englobante sont données en voxels (résolution : 1 voxel $\rightarrow 0,7 \mu m^3$ ). . . . .	160
V.55 (a) Evolution du volume relatif, (b) du volume à rupture et (c) de la déformation à rupture dans des particules « sinusoïdales » pour deux valeurs de $T$ . Les configurations testées correspondent à une orientation $\theta$ de $0^\circ$ . Tous les paramètres géométriques, excepté ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références. . . . .	161
V.56 (a) Evolution du volume relatif, (b) et (c) des volumes à rupture dans des particules « sinusoïdales » pour deux valeurs de $\frac{\lambda}{a}$ . Tous les paramètres géométriques, excepté ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références. . . . .	161
V.57 Champs de contrainte principale maximale dans les particules « sinusoïdales » pour deux valeurs de $\frac{\lambda}{a}$ . . . . .	161
V.58 Evolution de la déformation à rupture dans des particules « sinusoïdales » pour deux valeurs de $\frac{\lambda}{a}$ . Tous les paramètres géométriques, exceptés ceux mentionnés sur les figures, sont ceux de références. . . . .	162
V.59 Influence de la contrainte d'écoulement $\sigma_0$ de la matrice sur les volume relatifs. Résultats correspondant à une particule en « L » orientée à $45^\circ$ dont les paramètres de formes sont ceux de références. . . . .	165
V.60 Description de la longueur projetée $L_p$ . . . . .	168
V.61 Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour 4 particules « modèles » pour différentes orientations des particules et deux valeur de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	170
VI.1 Endommagement observé autour de particules intermétalliques d'AA5182. Les phases au fer apparaissent en blanc et les $Mg_2Si$ en gris foncé. Les cavités (en noir) se distinguent par un halo blanc (Feuerstein (2006)). . . . .	171
VI.2 Différence de déplacement entre les lèvres de la fissure reliée à la contrainte par une équation constitutive. . . . .	172
VI.3 Relation entre la contrainte normale appliquée sur les lèvres de la fissure en fonction du saut de déplacement normal pour $u_t = 0$ . . . . .	173
VI.4 Détermination de l'énergie d'interface inclusion-matrice (Hancock <i>et al.</i> , 1968). . . . .	175
VI.5 Représentation de l'orientation ( $\varphi$ ) du vecteur normal à l'interface dans le cas d'une particule ellipsoïdale. . . . .	178
VI.6 (a) Evolution du rayon de courbure et de l'angle d'orientation de la normale( $\varphi$ ) et (b) évolution de la courbure et de l'angle d'orientation de la normale( $\varphi$ ) en fonction de la position $x$ sur le grand axe $a$ . . . . .	179

VI.7	Courbes d'iso-contrainte ( $\sigma_{11}$ dans la direction horizontale) pour une particule ellipsoïdale noyée dans une matrice axisymétrique comprimée de 1% dans la direction verticale. La particules et la matrice ont toutes deux un comportement élastique. (a) Représentation des contraintes sur $\frac{1}{8}$ du modèle et (b) représentation à plus grandes échelles de ces contraintes. . . . .	180
VI.8	Mécanisme de décohésion d'interface. . . . .	181
VI.9	Detection de l'interface entre deux constituants et calcul des directions normales aux éléments. . . . .	182
VI.10	Exemple de calcul de normales aux éléments d'interface, (a) portion 3D d'interface pour une particule ellipsoïdale, (b) interface 2D dans le cas d'une particule en forme de L et (c) interface dans le cas d'une particule « réelle » . . . . .	182
VI.11	Algorithme général d'analyse des concentrations de contraintes. L'algorithme principal est composé de quatre sous algorithmes exécutés pour chaque pas de temps de l'analyse. La partie retenue et adaptée aux problèmes des interfaces est encadrée par un trait discontinu rouge. . . . .	184
VI.12	(a) Dédoublage des nœuds à l'interface particule-matrice et (b) décohésion de l'interface. . . . .	185
VI.13	Algorithme général adapté au problème des décohésions d'interfaces. L'interface est redéfinie à chaque pas de temps de calcul donnant lieu à une décohésion. . . .	186
VI.14	(a) Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$ et $f = 1\%$ ). (b) Evolution du volume actif relatif dans une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$ et $f = 1\%$ ). . .	187
VI.15	Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule sinusoïdale ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{a} = 2$ , $\frac{\lambda}{a} = 1000$ et $f = 1\%$ ). . . . .	187
VI.16	Evolution du volume actif relatif dans une particule sinusoïdale ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{a} = 2$ , $\frac{\lambda}{a} = 1000$ et $f = 1\%$ ). . . . .	188
VI.17	Naissance des contraintes dans une particule. . . . .	188
VI.18	(a) Cartographie de la contrainte de von Mises avec relâchement de contrainte à l'interface d'une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$ et $f = 1\%$ ). (b) Evolution du volume actif relatif dans une particule en « L » ( $\theta = 0^\circ$ , $\frac{\epsilon}{l} = 0,2$ et $f = 1\%$ ). . .	189
VII.1	Microtomographie de l'AA5182 brut de coulée (taille du volume $200 \times 200 \times 200$ voxels). Les particules $Mg - 2Si$ sont en gris clair, $Al_XFe$ en gris foncé et les cavités en noire. . . . .	194
VII.2	Géométrie des échantillons prélevés. . . . .	197
VII.3	(a) Histogramme des volumes et (b) histogramme cumulé des volumes, en fraction volumique des particules de la phase au fer dans l'AA5182 déformé à 10%, 82% et 123,5%. . . . .	199

---

VII.4	Illustration de particule de volume important (34847 voxels soit environ $11952,5 \mu m^3$ ) contenue dans l'AA5182 déformé à 10% montrant un accolement de deux intermétalliques de volume plus petit. . . . .	200
VII.5	Représentation des axes principaux d'inertie d'une particule. $I_{max}$ et $I_{min}$ représentent respectivement les directions dans lesquelles la valeur de l'inertie est maximale et minimale. . . . .	200
VII.6	Projection stéréographique de l'axe principal d'inertie de chaque particule intermétallique de la phase au fer de AA5182 déformé à (a) 10% et (c) 123,5% (d'après E. Parra-Denis (2007)). . . . .	201
VII.7	Exemples de particules extraites des cinq familles types de particule $Al_x (Fe, Mn)$ contenus dans l'AA5182 déformé à 10%. . . . .	202
VII.8	Histogramme des pourcentages en nombre de particules de chaque type de particules de la phase au fer dans l'AA5182. . . . .	203
VII.9	Histogrammes des volumes de particule de chaque type en fraction volumique des particules de la phase au fer dans l'AA5182 déformé à (a) 10%, (b) 82% et (c) 123,5%. . . . .	204
VII.10	Histogramme des pourcentages en nombre de particules de chaque type de particules de la phase au fer dans l'AA5182 après regroupement. . . . .	205
VII.11	Géométrie du modèle cellulaire tridimensionnel. . . . .	206
VII.12	Evolution de $P_R$ en fonction de $\sigma$ pour différentes valeurs de $m$ . . . . .	209
VII.13	Histogramme cumulé des contraintes de Weibull ( $\sigma_W$ ) pour chaque type de particules. Les courbes sont données pour 21 particules de chaque type dans le cas où $m = 5$ et $\sigma_u = 500 MPa$ . Pour l'ensemble des particules $V_0$ correspond au volume initial de la particule. . . . .	211
VII.14	Représentation des 3 configurations de sollicitations pour chaque particule réelle sélectionnée. . . . .	212
VII.15	Evolution du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ) pour chaque type de particules. Les courbes d'évolution du volume sont données pour 21 particules de chaque type ( $7 \times 3$ orientations). . . . .	214
VII.16	Evolution moyenne par type du volume relatif ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). Les évolutions moyennes par classe sont réalisées à partir des 21 particules de chaque type de la figure VII.15. . . . .	216
VII.17	Evolution du volume ( $V_{phy}$ ) en fonction de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ) pour chaque type de particules. Les courbes d'évolution du volume sont données pour 21 particules de chaque type. . . . .	217
VII.18	Coupe minimale sur un graphe. . . . .	226
VII.19	Représentation de la coupe minimale dans une particule modèle (a) à petite et (b) grande échelle à partir (c) du résultat du calcul EF sur la contrainte principale maximale. . . . .	227



A.1	Trois types d'éléments structurants unitaires tridimensionnels utilisés couramment ; version continue en bas et numérisée en haut (l'origine de l'élément structurant est représentée par une boule noire). . . . .	232
A.2	Représentation schématique de (a) l'érodé $\varepsilon_B(x)$ d'un ensemble $X$ par un disque $B_x$ centré en $x$ et (b) du dilaté $\delta_B(x)$ d'un ensemble $X$ par un disque $B_x$ centré en $x$ . . . . .	233
B.1	(a) Exemple de maillage bidimensionnel d'une particule modèle réalisé avec Gmsh et (b) exemple de visualisation d'un champ vectoriel ; ici le champ de vitesse d'écoulement de la matière autour d'une particule. . . . .	236
B.2	Exemple de fichier de maillage Gmsh (.msh). . . . .	236
B.3	Exemple de fichier d'entrée ZeBuLoN permettant l'import du fichier Gmsh en fichier de maillage ZeBuLoN. . . . .	237
C.1	Intructions propres à l'exécution d'un post-processing ZeBuLoN. . . . .	240
C.2	Intructions nécessaires à l'exécution du post-processing ZeBuLoN de recherche de zones connexes. . . . .	240
C.3	Exemple de fichier de post-processing ZeBuLoN pour la recherche de zones connexes. . . . .	241
D.1	(a) Matrice de comportement $\mathbb{C}^m$ contenant une inclusion de comportement $\mathbb{C}^i$ (b) matrice de comportement $\mathbb{C}^m$ soumise à un chargement virtuel $\varepsilon^*$ dans une région $\Omega$ de comportement $\mathbb{C}^m$ . . . . .	243
D.2	Représentation schématique d'une inclusion ellipsoïdale. . . . .	245
F.1	Géométries et paramétrages des particules types. . . . .	252
F.2	Maillages des particules avant (rouge) et après (noir) sollicitations : (a) et (b) particules en forme de « L », (c) et (d) particules en forme de « point triple », (e) et (f) particules de forme sinusoïdale. . . . .	257
F.3	Maillages des cellules pour différentes fraction volumique $f$ . . . . .	258
G.1	Champs de vitesse obtenu dans les particules modèles : (a) particule en forme de « L » orientée à $\theta = 0^\circ$ et (b) orientée à $\theta = 45^\circ$ , (c) particule en forme de « point triple » orienté à $\theta = 0^\circ$ et (d) orienté à $\theta = 40^\circ$ , (e) particule en forme sinusoïdale orientée à $\theta = 0^\circ$ et (d) orientée à $\theta = 30^\circ$ . . . . .	260
G.2	Courbes $iso - sig_{p1}$ pour : (a) particule en forme de « L » orientée à $\theta = 0^\circ$ et (b) orientée à $\theta = 45^\circ$ , (c) particule en forme de « point triple » orienté à $\theta = 0^\circ$ et (d) orienté à $\theta = 40^\circ$ , (e) particule en forme sinusoïdale orientée à $\theta = 0^\circ$ et (d) orientée à $\theta = 30^\circ$ . . . . .	261
G.3	Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour une particule modèle en forme de « L » (avec $\phi = 90^\circ$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	263

---

G.4	Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour une particule modèle en forme de « L » (avec $\phi = 120^\circ$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	264
G.5	Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour une particule modèle en forme de « sinusoïde » (avec $a = 0,02$ et $T = 2$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	265
G.6	Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour une particule modèle en forme de « sinusoïde » (avec $a = 0,05$ et $T = 2$ ) pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	266
G.7	Evolution des volumes relatifs ( $\tilde{V}_a$ ) en fonction du ratio $\frac{L_p}{L_m}$ pour une particule modèle en forme de « point triple » pour différentes orientations ( $\theta$ ) des particules et quatre valeurs de la contrainte seuil ( $\sigma_{th}$ ). . . . .	267
H.1	Evolution du volume actif relatif ( $\tilde{V}_a$ ) dans les particules modèles pour une vitesse de déformation égale à $1s^{-1}$ et plusieurs valeurs du coefficient de sensibilité à la vitesse ( $m$ ). . . . .	270
I.1	Exemple de maillage de particules « réelles » . Sur ces figures, seul les maillages de particules sont représentés. Les caractéristiques de ces maillages sont données dans le tableau I.1. . . . .	273
J.1	Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 1. . . . .	276
J.2	Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 2. . . . .	277
J.3	Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 3. . . . .	278
J.4	Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 4. . . . .	279
J.5	Visualisation de particules intermétalliques contenues dans l'AA5182 déformé à 10% de type 5. . . . .	280



# Liste des tableaux

I.1	Composition chimique de l'alliage d'aluminium 5182 en % de masse. Aluminium : le complément à 100 % . . . . .	9
I.2	Récapitulatif des différentes morphologies des phases au fer présentes dans l'alliage d'aluminium 5182 (N.T.T. : Non Traité Thermiquement). . . . .	14
I.3	Propriétés élastiques issues de la littérature. . . . .	15
I.4	Données bibliographiques sur la ténacité des particules intermétalliques. . . . .	16
I.5	Contraintes d'écoulement et limites à rupture pour les particules intermétalliques. . . . .	17
I.6	Propriétés mécaniques de composés intermétalliques types. . . . .	18
I.7	Propriétés mécaniques des particules intermétalliques retenues pour l'étude. . . . .	18
II.1	Paramètres d'acquisition en tomographie X sur ID19. . . . .	37
II.2	Echantillons scannés à l'ESRF et volume de l'image correspondante. . . . .	39
IV.1	Géométrie de la particule. . . . .	86
IV.2	Récapitulatif des caractéristiques des différents maillages. . . . .	86
IV.3	Volumes moyens et écart types des éléments de la particule. . . . .	88
V.1	Evolution des pourcentages en nombre de particules dans chaque famille au cours du laminage pour 10% 82% et 123,5%, d'après E. Parra-Denis (2007). . . . .	104
V.2	Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé à 10% après classification. . . . .	104
V.3	Volumes moyens de particule retenus pour l'analyse mécanique. . . . .	105
V.4	Caractéristiques dimensionnelles des particules « réelles » de la figure V.14. . . . .	115
V.5	Valeurs numériques prises par les paramètres globaux. . . . .	119
V.6	Valeurs prises par les paramètres de forme communs. . . . .	120
V.7	Valeurs spécifiques aux particules sinusoïdales prises par les paramètres de forme. . . . .	121
V.8	Caractéristiques des maillages d'une particule en forme de « L » (cas (a) sur la figure V.15) pour $\frac{c}{l} = 0,2$ et plusieurs valeurs de l'angle d'orientation ( $\theta$ ). . . . .	122
V.9	Valeurs prises par l'angle d'orientation $\theta$ . . . . .	123

V.10 Bilan sur l'analyse des mécanismes de déformation des particules modèles. « / » signifie que le phénomène n'apparaît pas. Les symboles « - », « + » et « ++ » correspondent respectivement à une influence faible, moyenne et importante du paramètre considéré. . . . .	132
V.11 Valeurs références prises par les différents paramètres. . . . .	133
V.12 Géométrie et paramétrage de la particule « modèle » étudiée. . . . .	146
VII.1 Echantillons d'alliages d'aluminium étudiés. . . . .	197
VII.2 Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé. La taille des volumes testés est donnée par le tableau VII.1 (résolution 1 voxels $\rightarrow$ $0,7 \mu m^3$ ). . . . .	198
VII.3 Résultats de la moyenne et de l'écart-type pour l'ensemble des particules intermétalliques de la phase au fer du matériau déformé à 10% après classification par ACP. . . . .	203
VII.4 Module de Weibull pour des matériaux courants. . . . .	210
VII.5 Représentation des particules de comportement « extrêmes ». . . . .	215
VII.6 Résultats de la moyenne et de l'écart type des paramètres morphologiques mesurés, d'après E. (Parra-Denis, 2007). . . . .	224
E.1 Paramètres matériau de la matrice d'aluminium. . . . .	249
F.1 Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants à la particule modèle (a). . . . .	253
F.2 Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants aux particules modèles (b) et (c). . . . .	254
F.3 Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants à la particule modèle (d). . . . .	255
F.4 Valeurs prises par les paramètres géométriques et caractéristiques des maillages de la cellule correspondants aux les particules modèles (d) et (e). . . . .	256
I.1 Caractéristiques des maillages 3D de particules réelles. . . . .	272

# Bibliographie

- AMIRA : Advanced 3d visualization and volume modeling, 1999. URL <http://www.amiravis.com/>.
- APHELION : Un environnement logiciel de traitement et d'analyse d'images, 1995. URL <http://www.adcis.net/fr/Products/index.html>.
- A. S. ARGON, J. IM et R. SAFOGLU : Cavity formation from inclusions in ductile fracture. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 6:825–837, 1975.
- R. J. ASARO et D. M. BARNETT : The non-uniform transformation strain problem for an anisotropic ellipsoidal inclusion. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 23:77–83, 1975.
- B. AVITZUR : Experimental study of hydrostatic extrusion. *Dans Trans. ASME*, p. 658–668, 1972.
- I. BAKER et P. R. MUNROE : Mechanical properties of FeAl. *International Materials Reviews*, 42(5):181–205, 1997.
- I. BAKER, H. XIAO, O. KLEIN, C. NELSON et J.D. WHITTENBERGER : The effect of temperature and Fe : Al ratio on the flow and fracture of FeAl. *Acta Metallurgica et Materialia*, 43(4):1723–1730, 1995.
- A. BALDACCI : *Rupture des particules intermétalliques durant le laminage à chaud d'un alliage d'aluminium 5182*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2003.
- A. BALDACCI, A. BIGOT, H. KLÖCKER et J. H. DRIVER : Constituent particle break-up during hot rolling of AA5182. *Dans TMS, San Diego, USA*, 2003.
- A. BALDACCI, B. ILLINGWORTH, A. BIGOT, H. KLÖCKER et J. H. DRIVER : Particle break-up during hot plane strain compression of 5182 Al alloy. *Dans CD-ROM, Matériaux 2002, Tour , France*, 2002a.

- A. BALDACCI, H. KLÖCKER et J. H. DRIVER : Stress concentrations in non-convex second phase particles embedded in metal matrix submitted to large plastic deformations. *Dans EMMC6 Conference on Non Linear Mechanics of Anisotropic Materials, Liège, Belgique, 2002b.*
- R. G. BALIGIDAD, A. RADHAKRISHNA et U. PRAKASH : Mechanical properties of high carbon Fe<sub>3</sub>Al-based intermetallic alloys. *Materials Science and Engineering A*, 257(2):235–239, 1998.
- G. BAO, J. W. HUTCHINSON et R. M. McMEEKING : Particle reinforcement of ductile matrices against plastic flow and creep. *Acta Metallurgica et Materialia*, 39(8):1871–1882, 1991.
- F. BARBE, L. DECKER, D. JEULIN et G. CAILLETAUD : Intergranular and intragranular behavior of polycrystalline aggregates. Part 1 : FE model. *International Journal Of Plasticity*, 17(4):513–536, 2001a.
- F. BARBE, S. FOREST et G. CAILLETAUD : Intergranular and intragranular behavior of polycrystalline aggregates. Part 2 : Results. *International Journal Of Plasticity*, 17(4):537–563, 2001b.
- G. I. BARENBLATT : Mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Advances in Applied Mechanics*, 7:55–129, 1962.
- J. BARUCHEL, J. Y. BUFFIÈRE, E. MAIRE, P. MERLE et G. PEIX : *X-RAY tomography in material science*. Hermes Sciences, 2000.
- F.M. BEREMIN : A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 14A:2277–2287, 1983.
- M. BERVEILLER et A. ZAOUÏ : An extension of the self-consistent scheme to plastically-flowing polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 26:325–344, 1979.
- J BESSON : Modélisation numérique de la rupture ductile des matériaux hétérogènes. Habilitation à Diriger les Recherches, 1999.
- J. BESSON et R. FOERCH : Large scale object-oriented finite element code design. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1–2:165–187, 1997.
- J. BESSON et R. FOERCH : Application of object-oriented programming techniques to the finite element method. part I- general concepts. *Revue européenne des éléments finis*, 7, 5:535–566, 1998.
- Y. BOYKOV et V. KOLMOGOROV : Computing geodesics and minimal surfaces via graph cuts. *Dans International Conference on Computer Vision, Nice, France, 2003.*
- J. Y. BUFFIERE, E. MAIRE, P. CLOETENS, G. LORMAND et R. FOUGERES : Characterization of internal damage in a MMCp using X-ray synchrotron phase contrast microtomography. *Acta Materialia*, 47(5):1613–1625, 1999.

- 
- H. D. BUI : *Etude de l'évolution de la frontière du domaine élastique avec l'écroutissage et relations de comportement elasto-plastique des métaux cubiques*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1969.
- J. D. CAWLEY : *Encyclopedia of Materials : Science and Technology*, chapitre Binar Oxide Ceramics :  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$ , Structure and Properties, p. 524–533. Elsevier, 2001.
- C. Y. CHEN et C. G. CHAO : Effect of particle-size distribution on the properties of high volume-fraction  $\text{SiC}_p$ -Al-Based composites. *Metallurgical and Materials Transactions*, 31A:2351–2359, 2000.
- W. T. CHEN : On the elliptic elastic inclusion in an anisotropic medium. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 20:307–313, 1967.
- B. CHENAL et J. DRIVER : Ecroutissage d'alliages d'aluminium. *Dans Techniques de l'Ingénieur, traité matériaux métalliques*, 1999.
- E. CHERNYAEV : Marching cubes 33 : Construction of topologically correct isosurfaces. Rapport technique, CERN CN 95-17, CERN, 1995.
- C. CHOVET, Ch. DESRAYAUD et F. MONTHEILLET : A mechanical analysis of the plane strain channel-die compression test : Friction effects in hot metal testing. *International Journal of Mechanical Sciences*, 44(2):343–357, 2002.
- T. CHRISTMAN, A. NEEDLEMAN et S. SURESH : An experimental and numerical study of deformation in metal-ceramic composites. *Acta Metallurgica*, 37(11):3029–3050, 1989.
- P. CLOETENS, W. LUDWIG, J. GUIGAY, J. BARUCHEL, M. SCHLENKER et D. VAN DYCK : *Phase contrast tomography, X-ray tomography in material science*. Hermes Sciences, 2000.
- J. P. COCQUEREZ et S. PHILIPP : *Analyse d'images : filtrage et segmentation*. Masson, 1993. ISBN 2-225-84923-4.
- J. W. COHRON, Y. LIN, R. H. ZEE et E. P. GEORGE : Room-temperature mechanical behavior of FeAl : effects of stoichiometry, environment, and boron addition. *Acta Materialia*, 46(17):6245–6256, 1998.
- T. CORDONNIER : *Tenue mécanique d'interface modèles dans les alliages Fe-40Al (B2)*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2005.
- M. COSTER et J. L. CHERMANT : *Précis d'analyse d'images*. Presses du CNRS, 1989.
- G. DEWITH : High temperature fracture of boron carbide : Experiments and simple theoretical models. *Journal of Materials Science*, 19:457–466, 1984.
- D. S. DUGDALE : Yielding of steel sheets containing slits. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 8(2):100–104, 1960.



- R. H. EDWARDS : Stress concentrations around spheroidal inclusions and cavities. *Journal of Applied Mechanics*, 18:19–30, 1951.
- J. D. ESHELBY : The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problem. *Proceedings of the Royal Society*, A 241:376–396, 1957.
- J. D. ESHELBY : The elastic field outside an ellipsoidal inclusion. *Proceedings of the Royal Society*, A 252:561–569, 1959.
- J. D. ESHELBY : Elastic inclusions and inhomogeneities. *Dans Progress in SOLID MECHANICS*, éditeur : *Sneddon, N. and Hill, R.*, vol. 2, p. 89–140, North-Holland, Amsterdam, 1961.
- L. FALAT, A. SCHNEIDER, G. SAUTHOFF et G. FROMMEYER : Mechanical properties of Fe-Al-M-C (M=Ti, V, Nb, Ta) alloys with strengthening carbides and laves phase. *Intermetallics*, 13(12):1256–1262, 2005.
- M. FEUERSTEIN : *Influence de la microstructure sur les propriétés mécaniques de tôles d'aluminium AA5182*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2006.
- H. F. FISCHMEISTER, E. NAVARA et K. E. EASTERLING : Effects of alloying on structural stability and cohesion between phases in oxide/metal composites. *Metal Science Journal*, 6:211–215, 1972.
- P. H. FRANCIS : On the extent of plastic yielding surrounding a surface "inclusion" under remote tension. *International Journal of Mechanical Sciences*, 13(5):461–469, 1971.
- P. J. FREY et P. L. GEORGE : *Maillages : applications aux éléments finis*. Hermès Science, 1999. ISBN 2-7462-0024-4.
- E. J. GARBOCZI et A. R. DAY : Algorithm for computing the effective linear elastic properties of heterogeneous materials 3-dimensional results for composites with equal phase poisson ratios. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 43(9):1349–1362, 1995.
- M. GARLAND et P. S. HECKBERT : Surface simplification using quadric error metrics. *Dans SIGGRAPH '97 : Proceedings of the 24th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, p. 209–216, New York, USA, 1997. ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co. ISBN 0-89791-896-7.
- GMSH : A three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, 1997. URL <http://www.geuz.org/gmsh/>.
- J. N. GOODIER : Concentration of stress around spherical and cylindrical inclusions and flaws. *Journal of Applied Mechanics*, 55:A39–44, 1933.

- 
- D. GRIFFIN, A. DAABIN et P. K. DATTA : Deformation and fracture, during cooling, of the alumina scale developed on Fe<sub>3</sub>Al. *Surface and Coatings Technology*, 126(2-3):142–151, 2000.
- J. GURLAND et J. PLATEAU : The mechanism of ductile rupture of metals containing inclusions. *Transactions of the American Society for Metals*, 56:442, 1963.
- A. GUÉZIEC : Surface simplification with variable tolerance. *Dans Medical Robotics and Computer Assisted Surgery (MRCAS'95)*, p. 132–139, 1995.
- J. W. HANCOCK, I. L. DILLAMORE et R. E. SMALLMAN : Void nucleation and growth during the low-temperature deformation of nickel-cobalt-alumina alloys. *Dans Sixth Plansee Seminar on High Temperature Materials, held at Reutte, Austria*, p. 24–28, 1968.
- M. R. HARMOUCHE et A. WOLFENDEN : Temperature and composition dependence of young's modulus for ordered B2 polycrystalline CoAl and FeAl. *Materials Science and Engineering*, 84:35–42, 1986.
- Z. HASHIN et S. SHTRIKMAN : A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 11(2):127–140, 1963.
- H. HOPPE : Progressive meshes. *Computer Graphics*, 30:99–108, 1996.
- H. HOPPE, T. DEROSE, T. DUCHAMP, J. McDONALD et W. STUETZLE : Mesh optimization. *Computer Graphics*, 27:19–26, 1993.
- W. C. HUANG : Theoretical study of stress concentrations at circular holes and inclusions in strain hardening materials. *International Journal of Solids and Structures*, 8:149–192, 1972.
- F. J. HUMPHREYS et M. HARTHELY : *Recrystallisation an related annealing phenomena*. Pergamon Press, Oxford, 1996.
- O. IKEDA, I. OHNUMA, R. KAINUMA et K. ISHIDA : Phase equilibria and stability of ordered BCC phases in the Fe-rich portion of the Fe-Al system. *Intermetallics*, 9(9):755–761, 2001.
- C. E. INGLIS : Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. *Transactions of the Institution of Naval Architects*, 55:219–230, 1913.
- M. INOUE, K. SUGANUMA et K. NIIHARA : Fracture properties at ambient temperatures of iron aluminides fabricated by reactive hot-pressing. *Scripta Materialia*, 39(10):1477–1482, 1998.
- T. INOUE et S. KINOSHITA : Three stages of ductile fracture process and criteria of void initiation in spheroidized and ferrite/perlite steels. *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 17(9):523–531, 1977.
- K. ISHIZAKI, Komarneni S. et M. NANKO : *Porous Materials : Process Technology and Applications*. Kluwer Academic, 1998.

- P. JARRY et E. JANOT : *Utilisation de la dissolution sélective en métallurgie structurale des alliages d'aluminium*. Imagerie 3D en science de Matériaux, Presses de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, 2004.
- D. JEULIN : *Morphologie mathématique et propriétés physiques des agglomérés de minerais de fer et de coke métallurgique*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 1979.
- D. JEULIN : Damage simulation in heterogeneous materials from geodesic propagations. *Engineering Computations*, 10:81–91, 1993.
- D. JEULIN : Random structure models for composite media and fracture statistics. *Advances in Mathematical Modelling of Composite Materials*, K. Markov(ed), World Scientific Company (*Advances in Mathematics for Applied Sciences*), 15:239–289, 1994.
- H. JIN et R. I. TANNER : Generation of unstructured tetrahedral meshes by advancing front technique. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 36:1805–1823, 1993.
- W. C. JOHNSON, Y. Y. EARMME et J. K. LEE : Approximation of the strain field associated with an inhomogeneous precipitate. I : Theory. *Journal of Applied Mechanics*, 47:775–780, 1980.
- B. S. J. KANG, Q. YAO, Z. LI et C. T. LIU : Investigation on environmental assisted fracture behavior of iron aluminides using moire interferometry. *Materials Science and Engineering A*, 239-240:344–352, 1997.
- T. KANIT, S. FOREST, I. GALLIET, V. MOUNOURY et D. JEULIN : Determination of the size of the representative volume element for random composites : statistical and numerical approach. *International Journal Of Solids And Structures*, 40(13-14):3647–3679, 2003.
- N. KINOSHITA et T. MURA : Elastic fields of inclusions in anisotropic media. *Physica Status Solidi A*, 5:759–768, 1971.
- G. KIRSCH : Die theorie der elastizität und die bedürfnisse der festigkeitslehre. *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 42:797–807, 1898.
- R. KLETTE et P. ZAMPERONI : *Handbook of Image processing operators*. John Wiley and sons, Baffins Lane Chichester, 1996. ISBN 0471 95642 2.
- S. H. KO, R. GNANAMOORTHY et S. HANADA : Effect of environment on tensile ductility and fracture toughness of iron aluminides. *Materials Science and Engineering A*, 222(2):133–139, 1997.
- J. KOPLIK et A. NEEDLEMAN : Void growth and coalescence in porous plastic solids. *International Journal of Solids and Structures*, 24(8):835–853, 1988.

- 
- E. KRÖNER : Zur plastischen verformung des vielkristalls on the plastic deformation of polycrystals. *Acta Metallurgica*, 9(2):155–161, 1961.
- I. A. KUNIN et E. G. SOSNINA : Ellipsoidal inhomogeneity in an elastic medium. *Soviet Physics Doklady*, 16:534, 1972.
- S. LAUNOIS et A. FRACZKIEWICZ : Effet de l’environnement sur le comportement mécanique d’un alliage FeAl(40at.%Al) renforcé. *Journal de Physique IV*, C2:223–228, 1996.
- H. J. LEAMY, E. D. GIBSON et F. X. KAYSER : The elastic stiffness coefficients of iron-aluminum alloys : I experimental results and thermodynamic analysis. *Acta Metallurgica*, 15(12):1827–1838, 1967.
- J. B. LEBLOND, G. PERRIN et P. SUQUET : Exact results and approximate models for porous viscoplastic solids. *International Journal of Plasticity*, 10(3):213–235, 1994.
- D. LI, D. LIN (T.L. LIN) et Y. LIU : Effect of temperature on the tensile properties and dislocation structures of FeAl alloys. *Materials Science and Engineering A*, 249(1-2):206–216, 1998.
- R. D. LIST et J. P. O. SILBERSTEIN : Two-dimensional elastic inclusion problems. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 62:303–311, 1966.
- K. S. LIU, C. T. et Kumar : Ordered intermetallic alloys. I. nickel and iron aluminides. *JOM (USA)*, 45(5):38–44, 1993.
- J. LLORCA et C. GONZALEZ : Microstructural factors controlling the strength and ductility of particle-reinforced metal-matrix composites. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 46(1):1–5, janvier 1998.
- J. LLORCA, A. NEEDLEMAN et S. SURESH : An analysis of the effects of matrix void growth on deformation and ductility in metal-ceramic composites. *Acta Metallurgica et Materialia*, 39(10):2317–2335, octobre 1991.
- W. E. LORENSEN et H. E. CLINE : Marching cubes : A high resolution 3D surface construction algorithm. *Dans SIGGRAPH '87 : Proceedings of the 14th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, p. 163–169, New York, USA, 1987. ACM Press. ISBN 0-89791-227-6.
- R. LÖHNER et P. PARIKH : Generation of three-dimensional grids by the advancing-front method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8:1135–1149, 1988.
- K. MADI, S. FOREST, M. BOUSSUGE, S. GAILLIEGUE, E. LATASTE, J. Y. BUFFIERE, D. BERNARD et D. JEULIN : Finite element simulations of the deformation of fused-cast refractories based on X-ray computed tomography. *Computational Materials Science*, 39(1):224–229, 2007.

- E. MAIRE, A. FAZEKAS, L. SALVO, R. DENDIEVEL, S. YOUSSEF, P. CLOETENS et J. M. LETANG : X-ray tomography applied to the characterization of cellular materials. related finite element modeling problems. *Composites Science and Technology*, 63(16):2431–2443, 2003.
- E. MAIRE, F. WATTEBLED et J. Y. BUFFIÈRE : Deformation of a metallic foam studied by X-Ray computed tomography and finite element calculations. *Euromat 99*, ed. T. W. Clyne, F. Simancik, Wiley, 5:68–73, 1999.
- R. A. MASUMURA et Y. T. CHOU : Antiplane strain transformation of an elliptic inclusion in anisotropic half space. *Journal of Applied Mechanics*, 49:52–54, 1982.
- G. MATHERON : *Éléments pour une théorie des milieux poreux*. Masson, 1967.
- G. MATHERON : Ensembles aléatoires, ensembles semi-markovien, et polyèdre poissoniens. *Advances in Applied Probability*, 4:508–541, 1972.
- G. MATHERON : *Random sets and integral geometry*. John Wiley & Sons, 1975.
- C. MAURICE : *Textures de compression plane à chaud d'alliages d'aluminium : expériences et simulation*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1994.
- C. MAURICE et J. DRIVER : High temperature plane strain compression of cube oriented aluminum crystals. *Acta metallurgica et materialia*, 41(6):1653–1664, 1993.
- F. A. MCCLINTOCK : A criterion for ductile fracture by growth of holes. *Journal of Applied Mechanics*, 35:363–371, 1968.
- M. MEH, B. KLEIN et D. PAPACONSTANTOPOULOS : First-principles calculation of elastic properties. *Dans Intermetallic Compounds*, p. 195–210. John Wiley & Sons Ltd., 1994.
- R. D. MINDLIN et D. H. CHENG : Thermoelastic stress in semi-infinite solid. *Journal of Applied Physics*, 21:931, 1950.
- A. G. T. MISEREZ : *Fracture and toughening of high volume fraction ceramic particle reinforced metals*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002.
- Y. MONERIE : *Fissuration des matériaux composites : rôle de l'interface fibre / matrice*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille II, 2000.
- F. MONTHEILLET et F. MOUSSY : *Physique et mécanique de l'endommagement, Groupe de Réflexion Endommagement GRECO Grandes Déformations et Endommagement*. Les éditions de physique, 1988. ISBN 978-2868831057.
- T. MORI et K. TANAKA : Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions. *Acta Metallurgica*, 21(5):571–574, 1973.

- 
- N. MOULIN, H. KLÖCKER et D. JEULIN : The introduction of physically representative volumes for FE-analysis of stresses around and inside intermetallic particles in aluminium alloy. *Dans CD-ROM, AMPT 2006, Las Vegas, Nevada*, 2006a.
- N. MOULIN, H. KLÖCKER et D. JEULIN : Recherche d'un volume physique représentatif à partir d'une analyse EF basée sur les champs de contraintes dans des particules intermétalliques. *Dans CD-ROM, Matériaux 2006, Dijon, France*, 2006b.
- S. K. MUKHERJEE et S. BANDYOPADHYAY : Mechanical and interfacial characterisation of Fe<sub>3</sub>Al and Fe<sub>3</sub>Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> intermetallic composite made by mechanical smearing and hot isostatic pressing. *Composites Part B : Engineering*, 28(1-2):45–48, 1997.
- R. MULLER et P. RUEGSEGGER : 3-dimensional finite-element modeling of noninvasively assessed trabecular bone structures. *Medical Engineering & Physics*, 17(2):126–133, 1995.
- T. MURA : *Micromechanics of Defects in Solids (second ed.)*. Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1987. ISBN 90-247-3343-X.
- T. MURA et P. C. CHENG : The elastic field outside an ellipsoidal inclusion. *Journal of Applied Mechanics*, 44:591–594, 1977.
- T. MURA, T. MORI et M. KATO : The elastic field caused by a general ellipsoidal inclusion and the application to martensite formation. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 24(5):305–318, 1976.
- A. NAGY, U. HARMS, F. KLOSE et H. NEUHAUSER : Mechanical spectroscopy of ordered ferromagnetic Fe<sub>3</sub>Al intermetallic compounds. *Materials Science and Engineering A*, 324(1-2):68–72, 2002.
- A. NEEDLEMAN : Void growth in an elastic-plastic medium. *Journal of Applied Mechanics*, 39:964–970, 1972.
- A. NEEDLEMAN : A continuum model for void nucleation by inclusion debonding. *Journal of Applied Mechanics*, 54:525–531, 1987.
- I. NENNER, H. DEXPERT et M. BESSIÈRE : Rayonnement synchrotron et applications. *Dans Techniques de l'Ingénieur, traité Analyse et Caractérisation*, 1989.
- G. M. NIELSON et B. HAMANN : The asymptotic decider : resolving the ambiguity in marching cubes. *Dans Visualization, 1991. Visualization '91, Proceedings., IEEE Conference on*, p. 83–91, 413, 1991.
- J. ORR et D. K. BROWN : Elasto-plastic solution for a cylindrical inclusion in plane strain. *Engineering Fracture Mechanics*, 6(2):261–274, 1974.

- Lixin PANG et K. S. KUMAR : Tensile ductility of an Fe-40Al-0.6C alloy. *Intermetallics*, 8 (5-6):693–698, 2000.
- E. PARRA-DENIS : *Analyse morphologique 3D de particules de formes complexes. Application aux intermétalliques dans les alliages d'aluminium*. Thèse de doctorat, Université Jean-Monnet, Saint-Etienne, 2007.
- E. PARRA-DENIS, C. BARAT, C. DUCOTTET et D. JEULIN : Caractérisation de la forme complexe de particules intermétalliques dans les alliages d'aluminium par analyse statistique. *Dans CD-ROM, Matériaux 2006, Dijon, France*, 2006.
- E. PARRA-DENIS, C. DUCOTTET et D. JEULIN : 3D image analysis of intermetallic inclusions. *Dans 9th European congress on Stereology and Image Analysis and 7th STEREMAT international Conference on stereology and Image Analysis in Materials science, Zakopane, Poland*, vol. 2, p. 111–122, 2005. ISBN 83-917834-3-X.
- E. PARRA-DENIS et D. JEULIN : Modélisation morphologique 3D des particules intermétalliques dans les alliages d'aluminium. *Dans CD-ROM, Matériaux 2006, Dijon, France*, 2006.
- E. PARRA-DENIS, N. MOULIN et D. JEULIN : Three dimensional complex shapes analysis from 3D local curvature measurements. Application to intermetallic particles in aluminium alloy 5XXX. *Image Analysis and Stereology*, 26:1–7, 2007.
- J. PERROT et J. L. CHENOT : Calcul par éléments-finis de l'évolution d'une inclusion dans une matrice déformée uniformément. *Dans J. HULT et J. LEMAÎTRE, éditeurs : IUTAM Symposium, Senlis, France*, p. 216–219, 1980.
- L. M. PIKE et C. T. LIU : Environmental and strain rate effects on the ductility and yield strength of Fe-40Al. *Scripta Materialia*, 38(10):1475–1480, 1998.
- Shuyi QIN, Changrong CHEN, Guoding ZHANG, Wenlong WANG et Zhongguang WANG : The effect of particle shape on ductility of SiCp reinforced 6061 Al matrix composites. *Materials Science and Engineering A*, 272(2):363–370, 1999.
- A. REUSS : Calculation of the flow limits of mixed crystals on the basis of the plasticity of the monocrystals. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 9:49–58, 1929.
- W. ROBERTS, B. LEHTINEN et K. E. EASTERLING : An in situ sem study of void development around inclusions in steel during plastic deformation. *Acta Metallurgica*, 24(8):745–758, 1976.
- K. ROBINSON : Elastic energy of an ellipsoidal inclusion in an infinite solid. *Journal of Applied Physics*, 22:1045–1054, 1951.
- B. RONCIN et P. BAQUE : . *Dans Symposium Franco-Polonais "Problèmes de rhéologie et de mécanique des sols", Nice, France*, p. 391, 1974.

- 
- J. ROSSIGNAC et P. BORREL : Multi-resolution 3D approximations for rendering complex scenes. Dans In B. FALCIDIENO et T. KUNII, éditeurs : *Modeling in Computer Graphics : Methods and Applications*, p. 455–465, 1993.
- L. A. SANTALO : *Integral geometry and geometric probability, volume 1*. Addison Wesley, Cambridge Massachussets, encyclopedia of mathematics and its applications edition, 1976.
- O. SBAIZERO et G. PEZZOTTI : Influence of residual and bridging stresses on the R-curve behavior of Mo- and FeAl-toughened alumina. *Journal of the European Ceramic Society*, 20 (8):1145–1152, 2000.
- M. SCHMITT et J. MATTIOLI : *Morphologie Mathématique*. Masson, 1994.
- W. J. SCHROEDER, J. A. ZARGE et Lorensen W. E. : Decimation of triangle meshes. Dans *SIGGRAPH '92 : Proceedings of the annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, vol. 26, p. 65–70, New York, USA, 1992. ACM Press.
- A. P. S. SELVADURAI : The distribution of stress in a rubber-like elastic material bounded internally by a rigid spherical inclusion subjected to a central force. *Mechanics Research Communications*, 2(3):99–106, 1975.
- A. P. S. SELVADURAI : The load-deflection characteristics of a deep rigid anchor in an elastic medium. *Geotechnique*, 26:603, 1976.
- A. P. S. SELVADURAI : The response of a deep rigid anchor due to undrained elastic deformations of the surrounding soil medium. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2:189–197, 1978.
- K. SEO et T. MURA : Elastic field in a half space due to ellipsoidal inclusions with uniform dilatational eigenstrains. *Journal of Applied Mechanics*, 46:568, 1979.
- J. SERRA : *Image analysis and mathematical morphology, volume 1*. London academic Press, Orlando, FL, USA, 1982.
- B. SERRE, C. MAURICE et R. FORTUNIER : Simulation 3D de la croissance de grain. Dans *Huitième colloque national en calcul des structures*, vol. 2, p. 277–282. Lavoisier, 2007. ISBN 978-2-7462-1823-9.
- V. M. SGLAVO, E. TRENTINI et M. BONIECKI : Fracture toughness of high-purity alumina at room and elevated temperature. *Journal of Materials Science Letters*, 18:1127–1130, 1999.
- V. K. SIKKA, S. VISWANATHAN et C. G. MCKAMEY : Development and commercialization status of Fe<sub>3</sub>Al-based intermetallic alloys. Rapport technique, Oak Ridge National Lab., TN (United States), 1993.



- P. SOILLE : *Morphological image analysis principles and applications*. Springer Verlag, Berlin, 2<sup>e</sup> édition, 1999.
- M. SOUCY et D. LAURENDEAU : Multiresolution surface modeling based on hierarchical triangulation. *Dans Computer Vision and Image Understanding*, vol. 63, p. 1–14, 1996.
- M. SRINAVASSAN et W. RAFANEILLO : *Carbide, Nitride an boride Materials Synthesis and Processing*. A. Weimler Editor, 1997.
- J. STAWIASKI et E. DECENCIÈRE : Computing approximate geodesics and minimal surfaces using watershed and graph-cuts. *Dans Proceedings of the The 8th International Symposium on Mathematical Morphology, Rio de Janeiro*, 2007.
- B. SUNDSTRÖM : Plastic deformation of an infinite plate with elliptic inclusion. *Journal of Composite Materials*, 5:277–278, 1971.
- P. SUQUET : *Continuum micromechanics*. CISM Courses and Lectures No. 377, Springer Verlag, 1997.
- Y. TADA, M. OYANE, T. SATO et M. OMURA : An upper bound approach on deformation of 2-phase materials in uniaxial tension. *Journal of Engineering for Industry*, 105:39, 1983.
- P. S. THEOCARIS et N. I. IOAKIMIDIS : The inclusion problem in plane elasticity. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 30:437–448, 1977.
- R. E. TRESSLER : *Encyclopedia of Materials : Science and Technology*, chapitre Structural and Thermostructural Ceramics, p. 8913–8921. Elsevier, 2001.
- D. ULRICH, B. van RIETBERGEN, H. WEINANS et P. RUEGSEGGER : Finite element analysis of trabecular bone structure : a comparison of image-based meshing techniques. *Journal of Biomechanics*, 31(12):1187–1192, 1998.
- W. VOIGT : Über die beziehung zwischen den beiden elasticitätsconstanten isotroper körper. *Annalen der Physik*, 274:573–587, 1889.
- D. F. WATT, X. Q. XU et D. J. LLOYD : Effects of particle morphology and spacing on the strain fields in a plastically deforming matrix. *Acta Materialia*, 44(2):789–799, 1996.
- W. WEIBULL : A statistical theory of the strength of materials. *Ingeniorsvetenskapsakademiens Handlingar*, 151:5–45, 1939.
- W. WEIBULL : A statistical distribution function of wide applicability. *Journal of Applied Mechanics*, 18:292–297, 1951.
- S. YOUSSEF, E. MAIRE et R. GAERTNER : Finite element modelling of the actual structure of cellular materials determined by x-ray tomography. *Acta Materialia*, 53(3):719–730, 2005.

---

ZEBULON : User manual, EMP / LMR / NWNM / ONERA, 1997. URL <http://www.nwnumerics.com/Zebulon/>.



## Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne

**N° of order** : 468 SGM

**Nicolas MOULIN**

**Thesis title** : Numerical modelling of complex shaped particle break-up with application to rolling of aluminium alloys

**Speciality** : Materials Science and Engineering

**Keywords** : Rolling, Aluminium, Intermetallic, Break-up, Finite Elements Method, Topological analysis.

**Abstract** : The aluminium alloy *AA5182*, largely employed in the form of plates used for the body panels in automotive industry, contains intermetallic particles *Mg<sub>2</sub>Si* and *Al<sub>x</sub>Fe*. In as cast state, these particles (of a size  $> 50 \mu m$ ) present complex shapes. During hot rolling, the particles are broken and redistributed in the sheet metal. However, the size and the spatial distribution of the intermetallic particles mainly control the formability of sheets after cold transformation.

This work identifies morphological and mechanical parameters controlling the particle break-up during hot rolling. The intermetallic particle break-up was characterized on the one hand by X-ray tomography (on industrially rolled sheets) and on the other hand mechanically based on finite element calculations. The new micromechanical model predicts the stress strain fields in the particles and at the particle-matrix interface during hot rolling.

This work leads to two major outcomes. First a new failure criterion for complex shaped particles is developed. This new failure criterion introduces naturally a length scale depending on material toughness. The other major result concerns the prediction of particle break-up during hot rolling. The role of material parameters (Young modulus, toughness ...) and process parameters (rolling, temperature, strain) are analysed in detail.

## Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne

N° d'ordre : 468 SGM

Nicolas MOULIN

**Titre de la thèse** : Modélisation numérique de la fragmentation de particules de formes complexes avec une application au laminage des alliages d'aluminium

**Spécialité** : Sciences et Génie des Matériaux

**Mots clefs** : Laminage, Aluminium, Intermétalliques, Fragmentation, Méthode des Eléments-Finis, Analyse topologique.

**Résumé** : L'alliage d'aluminium AA5182, largement employé sous forme de tôles embouties pour les carrosseries, contient des particules intermétalliques  $Mg_2Si$  et  $Al_x(Fe, Mn)$ . Dans le matériau brut de coulée, ces particules (d'une taille  $> 50 \mu m$ ) présentent des formes complexes. Pendant le laminage à chaud, ces particules sont cassées et redistribuées dans le métal. Or, la taille et la distribution spatiale des particules intermétalliques contrôlent en grande partie la formabilité des tôles après transformation à froid.

Cette étude identifie les paramètres morphologiques et mécaniques contrôlant la fragmentation des particules pendant le laminage à chaud. La rupture des particules intermétalliques a été caractérisée d'une part expérimentalement à l'aide d'observations par tomographie X (sur des tôles laminées industriellement) et d'autre part mécaniquement à partir de calculs éléments finis. Le nouveau modèle micromécanique prédit les champs de contraintes dans les particules et à l'interface particule-matrice pendant le laminage à chaud. Ce travail contribue d'un point de vue théorique à la mise en place d'un nouveau critère de rupture pour les particules intermétalliques et pour l'interface particule-matrice.

Ce modèle a permis de mettre en avant plusieurs conclusions majeures quand à la prédiction de la rupture des particules pendant le laminage. En effet, l'orientation, l'étendue et la ténacité des particules jouent un rôle essentiel pour la rupture des particules. En revanche, les propriétés rhéologiques de la matrice (dans la gamme de laminage à chaud) ont une influence réduite. Enfin, l'étude a permis de confirmer, mécaniquement, l'existence de trois classes de particules obtenues par analyse morphologique (travaux d'E. Parra-Denis).