



**HAL**  
open science

# Caractérisation in-situ et modélisation des mécanismes et couplages thermomécaniques en usinage : application à l'alliage de titane Ti-6Al-4V

Mahmoud Harzallah

## ► To cite this version:

Mahmoud Harzallah. Caractérisation in-situ et modélisation des mécanismes et couplages thermomécaniques en usinage : application à l'alliage de titane Ti-6Al-4V. Matériaux. Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 2018. Français. NNT : 2018EMAC0002 . tel-01861377

**HAL Id: tel-01861377**

**<https://theses.hal.science/tel-01861377>**

Submitted on 24 Aug 2018

**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

en vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

*délivré par*

*IMT - École Nationale Supérieure des Mines d'Albi-Carmaux*

---

présentée et soutenue par

Mahmoud HARZALLAH

le 08 février 2018

Caractérisation in-situ et modélisation des  
mécanismes et couplages thermomécaniques en  
usinage – Application à l'alliage de titane Ti-6Al-4V

---

**École doctorale et discipline ou spécialité :**

MEGEP : Génie mécanique, mécanique des matériaux

**Unité de recherche :**

Institut Clément Ader (ICA), UMR CNRS 5312, Toulouse et Albi

**Directeur(s) de Thèse :**

Yann LANDON	Maître de conférences (HDR), Université Paul Sabatier	Directeur
Thomas POTTIER	Maître Assistant, IMT Mines Albi	Co-Directeur

**Autres membres du jury :**

Hervé LOUCHE	Professeur, Université de Montpellier	Président
Hédi HAMDİ	Professeur, École Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne	Rapporteur
Nicolas RANC	Professeur, Arts et Métiers ParisTech	Rapporteur
Olivier CAHUC	Professeur, Université de Bordeaux	Examineur
Johanna SENATORE	Maître de conférences, Université Paul Sabatier	Examineur
Michel MOUSSEIGNE	Maître de conférences, Université Paul Sabatier	Examineur
Guénaël GERMAIN	Maître de conférences (HDR), Arts et Métiers Angers	Invité



# Remerciements

Ces travaux de thèse ont été menés dans le groupe de recherche Surface Usinage Matériaux Outillages (SUMO) au sein de l'Institut **Clément Ader** (Unité Mixte de Recherche CNRS 5312) rattaché à l'École des Mines d'Albi dont je tiens à remercier **Thierry Cuard** de m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Le manuscrit que vous avez sous les yeux synthétise trois années de recherche intense physiquement et intellectuellement qui se sont écoulées durant ces travaux de thèse. Bien que ces travaux me seront crédités, nul n'est dupe quant à l'implication d'un nombre important de personnes, de gré ou de force, dans une telle aventure. Elles ont toutes participé à leur façon, à l'aboutissement de ces travaux et j'espère que les lignes suivantes permettront de rendre hommage à chacune de ces contributions, quelles soient scientifiques, techniques ou humaines.

J'aimerais remercier profondément **Yann Landon** sans qui je ne me serais probablement pas lancé dans ce sujet de thèse qui me passionne beaucoup. Qu'il trouve ici les marques de ma reconnaissance et de mon respect. Je mettrai en valeur l'étendue des connaissances partagées, sa disponibilité à toute heure, son exigence et sa vision pragmatique. Merci encore pour la confiance et la grande autonomie qui m'a été accordée afin de gérer en toute liberté ce sujet pluridisciplinaire.

Que **Thomas Pottier** trouve ici toute ma gratitude pour son soutien dès mon arrivée sur ALBI. Son humilité, sa lucidité, son ouverture d'esprit et son expertise de mesures cinématique et thermique, souvent enrichissante à notre approche "d'usineur", ont permis d'aborder cette thèse sous un autre angle. Je te remercie infiniment pour ta disponibilité permanente, ton sens de l'écoute et du dialogue souvent *particulier*, tes conseils avisés, ta capacité à limiter les dispersions tout en laissant la place à des idées "farfelues" (originales?). Je suis très ravi de te connaître en personne et d'être ton premier doctorant.

J'adresse mes plus vifs remerciements à **Michel Mousseigne** et à **Johanna Senatore** pour m'avoir toujours encouragé de manière positive lors des inévitables périodes nébuleuses de doute de la thèse. J'ai pris plaisir à échanger lors de nos diverses réunions au sortir desquelles une nouvelle idée germaît généralement. Merci pour les encouragements qui ont permis, notamment sur la période de rédaction, de prendre confiance en ce qui avait été fait.

Je n'oublie pas de remercier **Rémi Gilblas** pour avoir apporté l'œil du thermicien par ses grandes aides dans la mise en place du VISIR et ses réflexions pertinentes.

Je remercie les membres du jury pour l'intérêt porté à cette thèse et la considération à mon égard, avant et pendant la soutenance.

Merci à **Hervé Louche** de m'avoir fait l'honneur de le présider avec son dynamisme et ses remarques pertinentes.

Je manquerais réellement de reconnaissance si je ne remerciais pas **Hédi Hamdi** et **Nicolas Ranc** pour avoir accepté de rapporter ces travaux. Merci sincèrement de l'avoir

analysé avec grand soin et d'avoir apposé leurs regards d'experts sur cette contribution.

Je souhaiterais étendre de chaleureux mercis à **Olivier Cahuc** en tant qu'examineur et **Génaël Germain** en tant qu'invité. J'ai réellement apprécié la période de discussion qui a pour moi été plus une série d'échanges constructifs qu'une vraie séance de questions. Merci d'avoir renforcé la crédibilité de notre approche concernant la modélisation thermomécanique de l'usinage.

Ces remerciements ne sauraient être complets sans mentionner l'ensemble du personnel technique et administratif de l'école des mines. La mise en place et le déroulement de nombreuses tâches n'auraient pu aboutir sans eux. J'espère que ces quelques lignes suffiront à exprimer toute ma reconnaissance.

Je remercie fortement **Esther** et **Cathy** pour leur gentillesse, leur soutien et leur indéfectible efficacité. Je tiens à remercier vivement **Mehdi Salem** pour ses précieux conseils et son soutien scientifique et social durant la thèse.

Je tiens à remercier particulièrement l'équipe **Brigade d'Intervention Technique**. Je remercie le spécialiste du MEB **Serge Tovar** pour l'ensemble de l'expertise. Je voudrais ensuite remercier **Sabine Le Roux** pour son aide précieuse dans les analyses altimétriques. Un grand merci à **Thomas Papaix** pour ses aides lors du polissage des pièces en titane. Je n'oublie pas de saluer **Jean-mi** pour sa contribution précieuses sur la partie électronique du VISIR mais surtout pour son humour. Merci à **Didier ADE** pour sa gentillesse et sa disponibilité.

Que les collègues du laboratoire soient ici remerciés pour le climat convivial et décontracté qu'ils ont su instaurer quotidiennement. Établir une liste sans oublier personne est toujours très difficile. Je me lance en espérant que ceux que j'omettrai certainement ne m'envoudront pas trop. Merci à **Romeo Gomes** (mon cousin), **Daminen Mauduit** (mon petit carapuce \*\*), **Renaud & Marie** (Le Rjulien), **Julien Patou** (Patou Patou), **Nicolas Fleurisson** (Nico), **Sylvain Corveleyn** (c'est trop dur pour toi et oui c'est trop dur), **Abdel Majid** (à la pioche Abdel), **Kevin Grondin** (Le Runneur : Oui! bah tes \*\*\*), **Rémi Lacoste** (Le petit chat perché de Farhad), **Aurélien Mondière** (Le \*\*), **Sabrina Jlassi**, **Lilia Zemni**, **Stella Ancey** (La spécialiste d'orthographe), **Boztepe Sinan** et sa femme **Marion**, **Quentin Sirvin**, **Maxime Rollin** (Jean max de Rolle : Le magicien), **Lilian Martinau**, **Théo Baumard & Céline Vicard**, **Benjamin Javaudin**, **Laurie Despax**, **Emmanuel Nigito**, **Younsi Tarek** et tous ceux qui ont fait le déplacement pour ma soutenance.

Je terminerai cette liste par une pensée à mes amis en Tunisie qui m'ont beaucoup soutenu durant la thèse.

Je souhaite enfin remercier particulièrement toute ma famille, qui m'a "supporté" jusqu'au bout, merci pour leur patience, leur présence et leur encouragements sans faille. Je remercie chaleureusement mes parents **Mohamed & Moufida** ainsi que mes frères **Mahdi Mouhanned et Maher** qui m'ont sans cesse soutenu humainement et financièrement pendant toutes mes études.

Je pense très fort à tous ceux qui auraient aimé être présents à la soutenance mais qui n'ont pas pu.

N'aurais-je pas oublié quelqu'un ? ...

...je pense enfin à toi, ma chérie **Imen**, pour tous les bons moments (et les moins bons...) que nous partageons depuis quelques années. Merci pour ton soutien et d'avoir été là quand il le fallait. Merci à tes parents (**Hédi & Nabiha**) pour leur soutien dans les moments difficiles.

# Table des matières

Table des figures	xii
Liste des tableaux	xiv
Nomenclature	xvii
Introduction	1
<b>1 La coupe des métaux : propriétés &amp; acquisition des données</b>	<b>5</b>
1.1 Contexte scientifique	6
1.2 Usinabilité des alliages de titane	7
1.3 La coupe orthogonale	8
1.3.1 Les zones de coupe	9
1.3.2 Sources de chaleur	10
1.4 La formation du copeau	12
1.4.1 Morphologies du copeau rencontrées en usinage	12
1.4.2 Bandes de cisaillement adiabatique	15
1.4.3 Le processus de formation du copeau festonné	17
1.5 Les données expérimentales : d'une mesure globale...	20
1.6 ... à la mesure des champs	22
1.6.1 Mesure du champ cinématique	22
1.6.2 Mesure du champ thermique	30
1.6.3 Mesures simultanées	36
1.7 Synthèse bibliographique	41
<b>2 Mesures in-situ et analyse expérimentale de la coupe</b>	<b>43</b>
2.1 Dispositif expérimental	44
2.1.1 VISIR	44
2.1.2 Choix de la caméra thermique	45
2.1.3 Calibration de la caméra thermique	46
2.1.4 Matériau étudié	48
2.1.5 Machine et outils de coupe	51
2.2 Paramètres et approches employés en post-traitement	55
2.2.1 Corrélacion d'images	55
2.2.2 Cumul des déformations et dérivation des champs cinématiques	55
2.2.3 Équation de la chaleur	57
2.2.4 Lagrangien <i>versus</i> eulérien	58
2.2.5 Conclusion intermédiaire	58
2.3 Analyses des résultats	59
2.3.1 Géométrie du copeau	59
2.3.2 Aspects microstructuraux	65
2.3.3 Efforts de coupe	68
2.3.4 Analyse des grandeurs cinématiques et thermiques	69
2.3.5 Synthèse sur les constatations précédentes	76
2.4 Vers l'établissement d'un bilan énergétique local	77

2.4.1	Apport énergétique des zones de coupe . . . . .	78
2.5	Synthèse . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Étude et modélisation du comportement de l'alliage de titane Ti-6Al-4V</b>	<b>85</b>
3.1	Les modèles de comportement . . . . .	87
3.1.1	Modèles phénoménologiques : Johnson-Cook et ses adaptations . . . . .	88
3.2	Essais de caractérisation . . . . .	93
3.2.1	Essais dynamiques $10^{-1}$ à $10^2 s^{-1}$ . . . . .	93
3.2.2	Essais en dynamique rapide et à hyper-vitesse $10^2$ à $10^7 s^{-1}$ . . . . .	94
3.2.3	Évaluation des sollicitations et choix des essais . . . . .	96
3.2.4	Méthodologie adoptée . . . . .	99
3.3	Mise en œuvre de la méthode envisagée . . . . .	106
3.3.1	Choix du modèle de comportement . . . . .	107
3.3.2	Influence des valeurs initiales . . . . .	108
3.3.3	Analyse des paramètres identifiés . . . . .	109
3.4	Identification de la loi de Johnson-Cook . . . . .	110
3.4.1	Première démarche : Méthode Multiplicative . . . . .	111
3.4.2	Deuxième démarche : Méthode globale . . . . .	114
3.4.3	Discussion . . . . .	115
3.5	Présentation du nouveau modèle de comportement . . . . .	116
3.5.1	Analyse des résultats d'identification . . . . .	117
3.5.2	Comparaison modèles identifiés/expérience . . . . .	119
3.5.3	Transposition aux sollicitations rencontrées en usinage . . . . .	119
3.6	Synthèse . . . . .	121
<b>4</b>	<b>Modélisation de la décohésion matérielle en usinage</b>	<b>125</b>
4.1	État de l'art . . . . .	126
4.2	Modèles retenus . . . . .	130
4.2.1	Transformation des contraintes principales dans l'espace $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ . . . . .	130
4.2.2	Le "Cut-Off" ou la saturation des modèles d'endommagement . . . . .	132
4.3	Recours à des essais complémentaires . . . . .	132
4.3.1	Optimisation et exploitation des résultats . . . . .	133
4.3.2	Base de données et mise en œuvre de la stratégie employée . . . . .	136
4.4	Présentation et calibration des critères d'endommagement . . . . .	137
4.4.1	Critère de Johnson & Cook . . . . .	137
4.4.2	Critère d'Oyane & Sato . . . . .	141
4.4.3	Critère de Cockcroft-Latham . . . . .	143
4.4.4	Critère de Brozzo . . . . .	145
4.4.5	Critère de Ko-Huh . . . . .	145
4.4.6	Critère de Lou . . . . .	147
4.4.7	Critère de Mohr-Coulomb . . . . .	148
4.4.8	Critère de Tresca (Mohr-Coulomb ( $C_1 = 0$ )) . . . . .	154
4.5	Évaluation des critères calibrés . . . . .	159
4.6	Synthèse . . . . .	162

---

<b>5</b>	<b>Implémentation des lois proposées et simulation numérique 3D de la coupe</b>	<b>165</b>
5.1	Intégration des modèles proposés . . . . .	166
5.1.1	Implémentation du modèle de comportement . . . . .	166
5.1.2	Implémentation de la loi d'endommagement . . . . .	169
5.1.3	Modélisation des phénomènes tribologiques et gestion de contact . . . . .	170
5.2	Présentation du modèle de coupe . . . . .	174
5.2.1	Déformations planes/Contraintes planes . . . . .	174
5.2.2	Géométrie et conditions aux limites . . . . .	175
5.2.3	Propriétés physiques des matériaux impliqués . . . . .	176
5.3	Simulation numérique de la coupe . . . . .	176
5.3.1	Morphologie du copeau . . . . .	177
5.3.2	Grandeurs géométriques . . . . .	178
5.3.3	Grandeurs mécaniques . . . . .	183
5.3.4	Grandeurs thermiques . . . . .	187
5.3.5	Énergies mécaniques locales . . . . .	189
5.4	Mécanismes d'enlèvement de la matière . . . . .	193
5.4.1	Apport du modèle de coupe . . . . .	196
5.4.2	Simulation numériques avec d'autres conditions de coupe . . . . .	199
5.5	Synthèse . . . . .	201
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>203</b>
<b>A</b>	<b>Calibration métrique et distorsion</b>	<b>207</b>
A.1	Choix du modèle . . . . .	207
A.2	Résultats obtenus . . . . .	207
A.3	Analyse de l'effet de mouvement hors plan sur les résultats cinématiques . . . . .	209
<b>B</b>	<b>Corrélation d'images (DIC) et choix de la taille du motif</b>	<b>211</b>
B.1	Corrélation d'images (DIC) . . . . .	211
B.2	Image et qualité de texturation . . . . .	212
<b>C</b>	<b>Résolution de l'équation de la chaleur sous la variation des paramètres physiques en fonction de la température</b>	<b>215</b>
C.1	Introduction du Problème . . . . .	215
C.2	Transformée de Kirshoff . . . . .	216
C.3	Intégration dans l'épaisseur . . . . .	216
C.4	Évaluation des termes de l'équation de la chaleur . . . . .	218
	<b>Bibliographie</b>	<b>239</b>



# Table des figures

1	<i>Schéma descriptif de la démarche employée dans la thèse : (a) Chapitre 1 : Recherche Bibliographique sur la coupe instrumentée (b) Chapitre 2 : Mesures in-situ et analyse expérimentale de la coupe (c) Chapitre 3 : Étude de comportement thermomécanique (d) Chapitre 4 : Modélisation de la décohésion matérielle en usinage (e) Chapitre 5 : Simulation numérique de la coupe et confrontation expérimentale/numérique</i> . . . . .	2
1.1	<i>Technique permettant d'obtenir une configuration de coupe orthogonale.</i> . . . . .	9
1.2	<i>Paramétrage de la coupe orthogonale</i> . . . . .	10
1.3	<i>Représentation des différents flux thermiques et sources de chaleur ; ZCP : zone de cisaillement primaire ; ZCS : zone de cisaillement secondaire ; ZCT : Zone de cisaillement tertiaire. <math>\phi_c, \phi_p, \phi_o</math> sont respectivement les parties du flux thermique partagées entre le copeau, la pièce finale et l'outil de coupe</i> . . . . .	11
1.4	<i>a) Copeau continu de C15 présentant une arête rapportée. [Trent 2000] b) Copeau continu de TA48 présentant une arête rapportée. [Nabhani 2001]</i> . . . . .	12
1.5	<i>Copeau festonné d'un alliage de titane Ti-6Al-4V ; <math>V_c = 3m.min^{-1} - f = 0.25mm</math> : (a) après polissage (b) présence des fissurations dans le copeau (c) faciès de rupture dans le copeau montrant la présence des cupules</i> . . . . .	13
1.6	<i>Évolution de la contrainte et de la température en fonction de la déformation lors d'un essai de cisaillement (SCS) sur un Ti-6Al-4V (<math>3000s^{-1}</math>) CHi : Températures mesurées et CAL : Températures calculées en régime adiabatique [Rittel 2008]</i> . . . . .	15
1.7	<i>Processus de recristallisation dynamique dans la bande de cisaillement d'une éprouvette chapeau en cuivre (<math>5590 s^{-1}</math>) [Tanga 2012]</i> . . . . .	16
1.8	<i>Analyses MEB et EBSD des zones de déformation intenses d'un copeau en C45 ; a) Micrographie Optique ; b) Carte EBSD (angles d'Euler) de la ZCS et c) Cliché MEB HD montrant la structure recristallisée ; d) Cliché MEB de la ZCP [Courbon 2012]</i> . . . . .	18
1.9	<i>Copeau festonné a) Bande de cisaillement adiabatique dans le copeau d'un Ti-6Al-4V b) Initiation de la Fissure dans la bande c) Fissuration entre les deux festons [Pottier 2014a]</i> . . . . .	18
1.10	<i>Évolution de la formation du copeau festonné : a) Compression, b) Localisation de la déformation et/ou propagation d'une fissure, c) Glissement</i> . . . . .	19
1.11	<i>Schéma de principe du montage de photographie argentique développé par Childs [Childs 1971]</i> . . . . .	22
1.12	<i>Montage utilisé par Pottier et al. : (a) Dispositif expérimental (b) Configuration adoptée (b) La zone observée pendant la coupe [Pottier 2014a]</i> . . . . .	23
1.13	<i>Montage développé par Hijazi et Madhavan : (a) Système optique (b) principe de synchronisation du système double frame (caméra + laser) (b) exemple d'image obtenu à <math>3.3m.s^{-1}</math> [Hijazi 2008]</i> . . . . .	24
1.14	<i>Schéma de principe du montage développé par Baizeau et al. : (a) Synchronisation du système d'éclairage laser avec la caméra rapide (b) Principe de fonctionnement [Baizeau 2017]</i> . . . . .	25

1.15	<i>Quelques exemples des images obtenues par les différents dispositifs mis en place par (a) List et al. [List 2013] (b) Pottier et al. [Pottier 2014a] (c) Zhang et al. [Zhang 2016b] (d) Baizeau et al. [Baizeau 2017]</i>	26
1.16	<i>Dispositif de Barre de Hopkinson adapté à la coupe orthogonale instrumenté : (a) Schéma de principe du dispositif (b) Vue en détail de processus [Sutter 2003]</i>	30
1.17	<i>Dispositif de Barre de Hopkinson adapté à la coupe orthogonale instrumentée : (a) Schéma de principe du dispositif (b) Schéma de principe du système optique utilisé pour l'observation [Kazban 2008]</i>	31
1.18	<i>Dispositif optique réalisé par Ranc et al. pour la mesure de champ thermique : (a) Vue générale du système (b) Schéma de principe [Ranc 2008]</i>	32
1.19	<i>Quelques montages spéciaux en coupe orthogonale instrumentés par des caméras infrarouges : (a) montage de Heigel et al. [Heigel 2017], (b) montage de Valiorgue et al. [Valiorgue 2013], (c) montage de Dinc et al. [Dinc 2008], (d) montage d'Artozoul et al. [Artozoul 2014]</i>	34
1.20	<i>Montages spéciaux pour la calibration des cameras infrarouges : (a) montage de Jaspers et al. [Jaspers 1998], (b) montage de Davies [Davies 2005]</i>	35
1.21	<i>Schéma du principe du dispositif mis en place par Whittenton et al. [Whittenton 2010]</i>	38
2.1	<i>Schéma descriptif de principe de fonctionnement de VISIR</i>	44
2.2	<i>Familles commerciales de caméras classées suivant leurs réponses spectrales et superposition des courbes de Planck pour différentes températures dans le cas de l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i>	46
2.3	<i>Procédure d'homogénéisation des pixels (NUC) avec une sphère intégrante.</i>	47
2.4	<i>Procédure expérimentale de calibration thermique : (a) Dispositif mis en jeu (b) Taille de zone observée pendant la calibration</i>	48
2.5	<i>Exemple d'une courbe d'étalonnage de la caméra thermique pour un temps d'intégration <math>t_i</math> de 50 <math>\mu</math>s : (a) description des mesures effectuées au corps noir et approximées avec un modèle polynomial d'ordre 3 (b) Erreur absolue du modèle proposé.</i>	49
2.6	<i>Microstructure de l'alliage de titane Ti-6Al-4V (<math>\alpha + \beta</math>)</i>	50
2.7	<i>a) Évolution de l'émissivité monochromatique en fonction de la température pour l'alliage de titane Ti-6Al-4V [González-Fernández 2012] b) Réponse spectrale de l'alliage de titane Ti-6Al-4V (<math>\alpha + \beta</math>) (20 °C)</i>	50
2.8	<i>Machine et outils utilisés</i>	51
2.9	<i>Influence du temps d'intégration sur le déplacement d'un point pendant le temps d'ouverture pour différentes vitesses de coupe. Points de fonctionnement choisis pour la caméra : a) Photron SA3 b) Flir sc7000</i>	52
2.10	<i>(a) Courbes fréquence d'acquisition-résolution des caméras utilisées (b) Influence de la vitesse de coupe sur le nombre d'images par feston pour deux fréquences d'acquisition</i>	54
2.11	<i>Interpolation des champs de taux de déplacement entre deux images permettant l'actualisation de la grille de corrélation</i>	56

2.12	<i>Évolution de la morphologie du copeau en fonction des conditions de coupe pour l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i>	59
2.13	<i>Présence des cupules sur la surface située entre les festons de l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i>	60
2.14	<i>Élargissement de copeau observé sur l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i>	61
2.15	<i>Évolution de l'élargissement de copeau suivant les conditions de coupe choisies</i>	61
2.16	<i>Images obtenues par la ligne visible pour les quatre conditions de coupe présentant les paramètres géométriques du copeau : angle de cisaillement (<math>\varphi</math>) et longueur de copeau (<math>L</math>)</i>	62
2.17	<i>Évolution de la distribution de longueur de copeau ainsi que l'angle de cisaillement suivant les conditions de coupe des tests</i>	63
2.18	<i>Trajets de déformation des points matériels pour deux angles de coupe différents et avec la même vitesse : effet de l'angle de coupe sur le processus de formation d'un feston</i>	64
2.19	<i>Micrographies des copeaux collectés pour l'alliage de titane Ti-6Al-4V (Kroll <math>\sim 6s</math>) dans le cas du test 3 (<math>V_c = 3 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}</math>, <math>\gamma = 0^\circ</math>, <math>f = 0.25 \text{ mm}</math>)</i>	66
2.20	<i>Déformations sévères à l'interface outil-copeau : microstructure indiscernable</i>	67
2.21	<i>Efforts de coupe pour les quatre tests étudiés</i>	68
2.22	<i>Proportions des phases de formation des festons traités</i>	70
2.23	<i>Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique</i>	72
2.24	<i>Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique</i>	73
2.25	<i>Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique</i>	74
2.26	<i>Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique</i>	75
2.27	<i>Moyennes sur les flux entrants/sortants de la matière durant la formation d'un feston suivant les conditions de coupe adoptées</i>	80
2.28	<i>Bilan d'énergie consommée par zone pour chaque condition de coupe</i>	81

3.1	<i>Présentation schématique du modèle de Bingham : <math>F</math> : La charge, <math>F_0</math> : Force seuil, <math>\varepsilon</math> : La déformation, <math>k</math> : La raideur, <math>\eta</math> : Coefficient de viscosité . . . . .</i>	87
3.2	<i>L'influence des modifications apportées sur la forme originale de Johnson et Cook : a) influence sur la viscosité b) influence sur l'adoucissement thermique . . . . .</i>	89
3.3	<i>L'effet des extensions apportées sur la forme originale de Johnson-Cook : a) Modèle d'Andrade b) Modifications apportées par Hor sur 42CrMo4 et Calamaz sur Ti-6Al-4V . . . . .</i>	91
3.4	<i>Machine Gleeble 3800 avec des éprouvettes qui ont été testées [Hor 2011, Courbon 2012] . . . . .</i>	93
3.5	<i>Principe de fonctionnement des Barres d'Hopkinson et quelques échantillons testés dessus : a) éprouvette chapeau [Longère 2015] b) éprouvette SCS [Rittel 2008] c) éprouvette SCD [Karp 2013] d) éprouvette de cisaillement plate [Gary 1994] e) éprouvette rectangulaire doublement cisailé Nistor [Nistor 2005] f) éprouvette cylindrique classique [Mason 1994] . . . . .</i>	94
3.6	<i>Essai Kalthoff : Principe de fonctionnement et suivi de processus par imagerie rapide [Longère 2015] . . . . .</i>	95
3.7	<i>Le lanceur à Gaz et ces adaptations : a) Projectile b) Cible inspirée de [Nistor 2005] . . . . .</i>	96
3.8	<i>Plages de température et de vitesse de déformation accessibles avec les essais dynamiques de caractérisation les plus courants . . . . .</i>	97
3.9	<i>Amorces de fissure et endommagements rencontrés sur des éprouvettes chapeau a) Meyers et al. [Meyers 2003] b) &amp; c) Braham-bouchnak [Bouchnak 2010] d) Ayed [Ayed 2013] e) Longère et Dragon [Longère 2012] f) Habak [Habak 2006] . . . . .</i>	97
3.10	<i>a) Essai de coupe en tournage [Umbrello 2007] b) Dispositif de coupe par impact [Sutter 2005b] . . . . .</i>	98
3.11	<i>Caractéristiques géométriques de l'éprouvette chapeau utilisée . . . . .</i>	100
3.12	<i>a) Cycle thermomécanique adopté b) Conditions expérimentales des essais en cisaillement . . . . .</i>	100
3.13	<i>Résultats des essais du cisaillement sur le simulateur Gleeble® . . . . .</i>	101
3.14	<i>Zone du cisaillement théorique . . . . .</i>	103
3.15	<i>Géométrie et conditions aux limites du modèle retenu . . . . .</i>	105
3.16	<i>Sensibilité au frottement des éprouvettes chapeau . . . . .</i>	106
3.17	<i>Schéma itératif d'identification du modèle de comportement . . . . .</i>	107
3.18	<i>Représentation de la zone de convergence et de la stratégie d'optimisation avec plusieurs points de départ pour un essai chapeau (<math>1 \text{ mm.s}^{-1}</math>, <math>20^\circ\text{C}</math>) . . . . .</i>	108
3.19	<i>Résultat d'identification . . . . .</i>	109
3.20	<i>Élévation de la température pour chaque condition d'essai . . . . .</i>	112
3.21	<i>a) Comparaison entre les courbes expérimentales et le modèle identifié pour différentes valeurs de <math>m</math>; b) Évolution du paramètre <math>m</math> en fonction de la température . . . . .</i>	112
3.22	<i>a) Comparaison entre les courbes expérimentales et le modèle identifié pour différentes valeurs de <math>C</math>; b) Évolution du paramètre <math>C</math> en fonction de la vitesse de déformation . . . . .</i>	113

3.23	<i>Comparaison dans le plan contrainte-déformation du modèle de Johnson-Cook identifié / expérience (a) en température (b) en vitesse de déformation pour une identification par la méthode globale</i>	114
3.24	<i>Evolution des paramètres <math>A</math>, <math>B</math> et <math>n</math> en fonction de la température et de la vitesse de déformation</i>	117
3.25	<i>Plans d'évolution des paramètres <math>A</math>, <math>B</math> et <math>n</math> en fonction de la température et la vitesse de déformation</i>	118
3.26	<i>Comparaison en effort des modèles identifiés / expérience (a) en température (b) en vitesse de déformation</i>	119
3.27	<i>Comportement par extrapolation du nouveau modèle</i>	120
3.28	<i>Évaluation du modèle de comportement, par extrapolation, par rapport à d'autres données de la littérature : [Lee 2005, Wulf 1979]</i>	122
4.1	<i>Processus d'endommagement ductile : (a) inclusions dans la matrice, (b) germination; (c) croissance des cavités, (d) localisation de la déformation, (e) coalescence, (f) amorçage de la fissure</i>	126
4.2	<i>Présentation schématique du vecteur contrainte dans l'espace principal : définition de la triaxialité et de l'angle de lode</i>	128
4.3	<i>Représentation schématique des contraintes principales (<math>\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3</math>), des contraintes déviatoriques (<math>S_1, S_2, S_3</math>), de la contrainte équivalente <math>\bar{\sigma}</math>, de l'angle de Lode <math>\theta</math> dans le plan déviatorique (<math>\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3</math>)</i>	131
4.4	<i>Chemin de déformation des différents essais de compression : (a) pour Al 2024-T351 [Wierzbicki 2005a] (b) pour l'acier [Kudo 1967] (c) méthode de dépouillement</i>	132
4.5	<i>Éprouvettes d'essai : a) traction b) compression</i>	133
4.6	<i>Géométries et conditions aux limites des modèles de calibration</i>	134
4.7	<i>Comparaison expérimentale/numérique après optimisation : (a) cas de la traction (b) cas de la compression</i>	134
4.8	<i>Évaluation des paramètres locaux en termes de triaxialité, de troisième invariant et de contrainte de von Mises pour les essais calibrés</i>	136
4.9	<i>Identification de <math>D_1, D_2</math> et <math>D_3</math> du modèle Johnson-Cook : (a) sur toute la base de données (tests :1-5) (b) sur les tests 4-5</i>	139
4.10	<i>Identification du paramètre de la sensibilité à la température <math>D_5</math> du modèle Johnson Cook</i>	140
4.11	<i>Identification du paramètre de la sensibilité à la vitesse de déformation <math>D_4</math> du modèle Johnson Cook</i>	141
4.12	<i>Évolution de la déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode normalisé pour le critère d'endommagement de Johnson Cook identifié</i>	142
4.13	<i>Détermination des paramètres du modèle d'Oyane <math>C_{oy1}, C_{oy2}</math> : description de son évolution en fonction de la triaxialité</i>	142
4.14	<i>Évolution de déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode normalisé pour le critère d'endommagement d'Oyane identifié</i>	143
4.15	<i>Présentation du modèle d'endommagement Cockcroft Latham dans l'espace (<math>\epsilon_f, \eta, \bar{\theta}</math>) pour une valeur de coefficient <math>C_{CL} = 217.5MPa</math></i>	144

4.16	<i>Présentation du modèle d'endommagement de Brozzo dans l'espace <math>(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})</math> pour une valeur de coefficient <math>C_{Br} = 0.214</math></i>	145
4.17	<i>Présentation du modèle d'endommagement Ko-Huh dans l'espace <math>(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})</math> pour une valeur de coefficient <math>C_{Ko} = 0.3259</math></i>	146
4.18	<i>Représentation de critère de Lou pour : (a) <math>\bar{\theta} = 0</math> (déformation plane) (b) <math>\eta = 0</math> (Cisaillement pur)</i>	147
4.19	<i>Représentation 3D du critère de Lou</i>	148
4.20	<i>Représentation schématique du critère de Mohr-Coulomb</i>	149
4.21	<i>Localisation de la région de saturation (cut-off) pour le critère de Mohr-Coulomb (<math>C_1 = 0.7</math>)</i>	152
4.22	<i>Représentation du critère de Mohr-Coulomb en contrainte plane</i>	153
4.23	<i>Représentation du critère de Mohr-Coulomb dans l'espace <math>(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})</math></i>	154
4.24	<i>Représentation du critère de Tresca dans le plan <math>(\varepsilon_f, \bar{\theta})</math> : influence de la température et de la vitesse de déformation sur le paramètre <math>\tau_f</math></i>	156
4.25	<i>Évolution de la contrainte maximale à la rupture en cisaillement <math>\tau_f</math> en fonction : (a) Température (b) Vitesse de déformation</i>	157
4.26	<i>Description par un plan de la contrainte maximale à la rupture en cisaillement <math>\tau_f</math> en fonction de la Température et la vitesse de déformation</i>	157
4.27	<i>Représentation du critère de Tresca dans l'espace <math>(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})</math> pour des valeurs de <math>A = 838MPa</math> , <math>B = 626,92MPa</math> , <math>n = 1/6</math>, <math>\tau_f = 570MPa</math></i>	158
4.28	<i>Représentation du critère de Tresca dans le plan <math>(\varepsilon_f, \eta)</math> selon l'hypothèse des contraintes planes</i>	159
4.29	<i>Représentation de tous les critères calibrés pour le Ti-6Al-4V dans le plan <math>(\varepsilon_f, \eta)</math></i>	161
4.30	<i>Évolution du critère retenu pour le Ti-6Al-4V : (a) Représentation 3D (b) en contraintes planes. La formulation de ce critère est donnée par l'équation 4.34</i>	162
5.1	<i>Stratégie employée dans l'implémentation des lois de comportement et d'endommagement proposées dans la routine utilisateur VUMAT</i>	168
5.2	<i>Modélisation de l'évolution de coefficient du frottement apparent en fonction de la vitesse de glissement [Rech 2013]</i>	171
5.3	<i>Schéma de principe de la subroutine Vfric employée pour la modélisation du frottement sur la partie glissante dans l'outil</i>	172
5.4	<i>Principe de la gestion du contact cinématique employé dans ABAQUS</i>	173
5.5	<i>Modèle de contact employé pour la description du phénomène Stick-Slip à l'interface outil-matière</i>	173
5.6	<i>Géométrie et conditions aux limites du modèle de coupe 3D EF lagrangien développé [Harzallah 2017]</i>	175
5.7	<i>Morphologies des copeaux obtenues avec le modèle de coupe 3D lagrangien dans le cas des tests simulés 1 et 2</i>	177
5.8	<i>Morphologies des copeaux obtenues avec le modèle de coupe 3D lagrangien dans le cas des tests 3 et 4</i>	178
5.9	<i>Confrontation numérique/expérimental en termes de longueur du copeau et d'angle de cisaillement pour les quatre conditions opératoires retenues</i>	180

5.10	<i>Effet géométrique de la vitesse de coupe sur la longueur du feston ainsi que l'angle de cisaillement : compensation de la réduction de la longueur caractéristique du copeau <math>L</math> par l'augmentation de l'angle du cisaillement <math>\varphi</math> lors d'une augmentation de la vitesse de coupe</i>	181
5.11	<i>Comparaison morphologique entre les copeaux numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues</i>	182
5.12	<i>Comparaison entre les efforts numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues</i>	184
5.13	<i>Comparaison en terme de moyenne entre les efforts numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues (barre d'erreur à <math>\pm 1 \sigma</math>)</i>	185
5.14	<i>Comparaison entre les champs de déformations numériques et ceux de l'expérience : a) champ de déformations numériques b) champ de déformations expérimentales c) comparaison entre les trajets de déformations issus des deux volets (flèches rouges et bleues)</i>	186
5.15	<i>Évaluation et comparaison des champs de vitesses de déformation numériques et expérimentaux</i>	187
5.16	<i>Résultats obtenus en contrainte de von Mises et en triaxialité pour les différents tests</i>	187
5.17	<i>Évolution et comparaison entre les champs de températures numériques et expérimentaux</i>	188
5.18	<i>Évolution de la dissipation intrinsèque dans le feston pendant sa genèse dans le cas du test 1 (<math>V_c = 3 \text{ m.min}^{-1}, \gamma = 15^\circ, f = 0.25 \text{ mm}</math>) : (a) résultats numériques (b) résultats expérimentaux</i>	189
5.19	<i>Comparaison entre la dissipation intrinsèque numérique et celle de l'expérience pour les différents tests</i>	190
5.20	<i>Comparaison expérimentale/numérique en énergie consommée dans chaque zone de coupe et durant les phases de formation d'un feston</i>	191
5.21	<i>Investigation des zones endommagées dans la pièce finale. Test2(<math>V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}, \gamma = 15^\circ</math>) : révélation des différentes phases de formation d'un feston suivant le trajet de coupe. Présence des pics importants en endommagement liés à chaque phase de compression</i>	192
5.22	<i>Scénarios de propagation de fissure envisageables dans la formation d'un feston (inspirée des travaux de [Germain 2013])</i>	194
5.23	<i>Description de l'évolution de la fissure et des grandeurs mécaniques et thermiques durant les trois phases de formation d'un feston numérique pour deux éléments de la matière <math>EL_1</math> et <math>EL_2</math> (Test 2 : <math>V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}; \gamma = 15^\circ; f = 0.25 \text{ mm}</math>)</i>	197
5.24	<i>Analyses post-mortem de copeau Ti-6Al-4V (Test 2) : (a) présence des zones non fissurées entre les plans de cisaillement (jonctions ?) (b) identification des jonctions entre les festons expérimentaux (c) identification des jonctions entre les festons numériques</i>	199
5.25	<i>Simulations numériques en coupe orthogonale de l'alliage Ti-6Al-4V suivant des conditions de coupe issues de la littérature : a-b) test 5 et test 6 [Bouchnak 2010] c) test 7 [Barelli 2016] d) test 8 [Calamaz 2008a]</i>	200

5.26	<i>Comparaison entre les efforts moyens et les températures dans la zone de cisaillement primaire pour les différents cas de figure issus de la littérature</i>	201
A.1	<i>(a,d) image avec les deux lignes visible et infrarouge de la mire graduée (b,e) hétérogénéité du champ du déplacement résiduel avant l'application de la correction des distorsions (c,f) Homogénéisation du champ de distorsion par l'application du modèle identifié (équations A.2)</i>	208
A.2	<i>(a) Schéma de principe de la quantification de l'erreur liée au mouvement hors plan de la matière (b) Estimation de l'erreur hors plan en déformation</i>	209
B.1	<i>(a) Image à niveau de gris aléatoire avec la base extensométrique et le domaine de corrélation (b) Surface de corrélation évaluée avec le résidu calculé pour chaque pixel du motif</i>	211
B.2	<i>Évaluation de deux méthodes d'incertitude employées : (a) Méthode MIG : Mean Intensity Gradient (b) déplacement de corps rigide : Motif (16 × 16 pixels)</i>	213
C.1	<i>Les ordres de grandeur trouvées pour chaque terme de l'équation de la chaleur (<math>V_c : 15 \text{ m.min}^{-1}</math>, <math>\gamma : 0^\circ</math>, <math>f : 0.25 \text{ mm}</math>)</i>	218

# Liste des tableaux

1.1	<i>Taux d'usinabilité de quelques matériaux [Donyo 2002]</i> . . . . .	8
1.2	<i>Liste non exhaustive des travaux destinés à l'observation in-situ de coupe avec les conditions mises en jeu (NS : Non spécifié)</i> . . . . .	29
1.3	<i>Liste non exhaustive des travaux destinés à la mesure de la température par méthode optique dans le cadre de la coupe orthogonale</i> . . . . .	33
1.4	<i>Plage de variation des paramètres optiques et de coupe utilisée par Whiten-ton [Whitenton 2010]</i> . . . . .	39
2.1	<i>Composition chimique, propriétés mécaniques et physiques de l'alliage de titane étudié Ti-6Al-4V (à 20 °C) [Julien 2017]</i> . . . . .	49
2.2	<i>Paramètres de coupe et optiques utilisés dans cette étude (<math>\Gamma_{IR}</math> : résolution de la ligne infrarouge, <math>\Gamma_{VIS}</math> : résolution de la ligne visible, <math>\Upsilon_{vis}</math> : taille d'images visibles, <math>\Upsilon_{ir}</math> : taille d'images infrarouges dans les quatre tests <math>160 \times 128 \text{ pix}^2</math>)</i> . . . . .	54
2.3	<i>Évaluation quantitative de la fréquence métrique de festonnage suivant les conditions opératoires retenues</i> . . . . .	64
2.4	<i>Évaluation quantitative du nombre d'images obtenues par le feston à traiter</i> . . . . .	69
2.5	<i>Évaluation du niveau des contraintes trouvées dans la zone de cisaillement primaire suivant les conditions de coupe</i> . . . . .	79
3.1	<i>Paramètres identifiés par méthode inverse. (<math>\dot{u}</math> : la vitesse de sollicitation <math>\text{mm.s}^{-1}</math>)</i> . . . . .	110
3.2	<i>Synthèse des identifications de la loi de Johnson-Cook sur le Ti-6Al-4V</i> . . . . .	111
3.3	<i>Synthèse des identifications de la loi de Johnson-Cook sur le Ti-6Al-4V avec les deux méthodes</i> . . . . .	115
3.4	<i>Paramètres des plans pour A, B et n</i> . . . . .	118
4.1	<i>Conditions particulières avec les valeurs correspondantes de triaxialité et d'angle de Lode</i> . . . . .	128
4.2	<i>Paramètres optimisés de la loi de comportement pour les essais de traction et de compression</i> . . . . .	135
4.3	<i>Base de données expérimentales : déformation à la rupture pour différents types de sollicitation</i> . . . . .	137
4.4	<i>Paramètres de la loi d'endommagement de Johnson Cook identifiés</i> . . . . .	141
4.5	<i>Paramètres identifiés de critère de Lou pour le Ti-6Al-4V</i> . . . . .	148
4.6	<i>Base de données expérimentale pour l'identification du critère de Tresca</i> . . . . .	155
4.7	<i>Paramètres du plans identifiés pour <math>\tau_f(\text{Pa})</math></i> . . . . .	157
4.8	<i>Évaluation qualitative des critères de rupture calibrés</i> . . . . .	160
5.1	<i>Paramètres de contact retenus pour les simulations numériques de la coupe</i> . . . . .	174
5.2	<i>Propriétés mécaniques de l'alliage de titane Ti-6Al-4V et de carbure de tungstène (WC) en fonction de la température (20°C – 550°C) [Mason 1994, Courbon 2012, Basak 2003]</i> . . . . .	176
5.3	<i>Conditions opératoires retenues dans la coupe de l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i> . . . . .	177

5.4	<i>Évaluation numérique de l'ordre de grandeur de la vitesse d'évolution de la température ainsi que la température et la vitesse de déformation maximales selon les conditions opératoires</i> . . . . .	198
5.5	<i>Nouvelles conditions opératoires retenues pour la simulation de l'usinage de l'alliage de titane Ti-6Al-4V</i> . . . . .	200
C.1	<i>Évolution des paramètres physiques de l'alliage de titane Ti-6Al-4V en fonction de la température [Boivineau 2006].</i> . . . . .	216





## Paramètres généraux

Symbole	Description	Unité
$\alpha$	Angle de dépouille	$^\circ$
$\alpha_p$	Coordonnées de chaque mode de la base de projection	-
$\bar{\sigma}$	Contrainte d'écoulement	<i>MPa</i>
$\bar{\Theta}$	Écart à l'ambient en température	$^\circ C$ ou <i>K</i>
$\bar{\theta}$	Angle de Lode normalisé	-
$\Delta\varepsilon_p$	Incrément de la déformation plastique équivalente	-
$\Delta\varepsilon_{ij}$	Incrément de la déformation totale	-
$\Delta t$	Incrément de temps	<i>s</i>
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	-
$\Delta T$	Incrément de température	$^\circ C$ ou <i>K</i>
$\dot{\lambda}$	Multiplicateur plastique	-
$\dot{\varepsilon}_p$	Vitesse de déformation plastique	$s^{-1}$
$\dot{T}$	Vitesse d'évolution de la température	$^\circ C.s^{-1}$
$\eta$	Triaxialité des contraintes	-
$\eta_{av}$	Triaxialité moyenne	-
$\gamma$	Angle de coupe	$^\circ$
$\gamma_{theo}$	Déformation inélastique de cisaillement	-
$\mathbb{D}$	Tenseur de la vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\mathbb{D}_e$	Partie élastique de tenseur de la vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\mathbb{D}_p$	Partie plastique de tenseur de la vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\mathbb{F}$	Tenseur gradient	-
$\mathbb{F}_e$	Partie élastique du tenseur gradient	-
$\mathbb{F}_p$	Partie plastique du tenseur gradient	-
$\mathbb{G}$	Tenseur gradient de vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\mathbb{G}_e$	Partie élastique du tenseur gradient de vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\mathbb{G}_p$	Partie plastique du tenseur gradient de vitesse de déformation	$s^{-1}$

## Nomenclature

---

$\mathbb{H}$	Tenseur de déformation logarithmique (Henky)	-
$\mathbb{H}_{eq}$	Tenseur de la déformation équivalente	-
$\mathbb{N}$	Tenseur de déformation nominale	-
$\mathbb{R}$	Tenseur de rotation	-
$\mathbb{T}$	Tenseur de taux de déformation	-
$\mathbb{U}$	Tenseur de déformation pure droite	-
$\mathbb{V}$	Tenseur de déformation pure gauche	-
$\mu$	Coefficient de frottement Coulomb	-
$\mu_{adh}$	Partie adhésive du coefficient de frottement	-
$\mu_{app}$	Coefficient de frottement apparent	-
$\sigma$	Contrainte vraie	<i>MPa</i>
$\sigma_m$	Pression hydrostatique	<i>MPa</i>
$\sigma_y$	Limite d'écoulement	<i>MPa</i>
$\sigma_{eq}$	Contrainte équivalente de von Mises	<i>MPa</i>
$\sigma_i$ ( $i:1 \rightarrow 3$ )	Contraintes principales	<i>MPa</i>
$\sigma_{ij}$	Composantes de tenseur de contraintes de Cauchy	<i>MPa</i>
$\sigma_{ij}^{prd}$	Composantes du tenseur des contraintes prédit élastiquement	<i>MPa</i>
$\sigma_n$	Contrainte normale	<i>MPa</i>
$\sigma_{rec}$	Contrainte limite à la recristallisation	<i>MPa</i>
$\tau_{max}$	Contrainte de cisaillement maximale	<i>MPa</i>
$\tau_{theo}$	Contrainte de cisaillement théorique	<i>MPa</i>
$\mathbf{D}$	Variable interne d'endommagement	-
$\theta$	Angle de Lode	-
$\theta_{av}$	Angle de Lode moyen	-
$\varepsilon$	Déformation vraie	-
$\varepsilon_e$	Déformation élastique	-
$\varepsilon_p$	Déformation plastique équivalente	-
$\varphi$	Angle de cisaillement	°
$A$	Limite élastique	<i>MPa</i>
$A_f, B_f, C_f, D_f$	Paramètres de la loi de frottement	-

---

$a_p$	Profondeur de passe	$mm$
$B$	Module d'érouissage	$MPa$
$C$	Coefficient de durcissement dynamique JC	-
$c_1$	Coefficient de frottement de critère de rupture Mohr-Coulomb	$^\circ$
$C_{ijkl}$	Tenseur d'élasticité	-
$d(i)$	Hauteur de pénétration du nœud $i$ au travers d'un segment maître	$mm$
$D_e, D_i$	diamètre extérieur et intérieur	$mm$
$F$	Effort de la traverse	$N$
$f$	L'avance	$mm$
$h_t$	Coefficient de transfert thermique	$W.m^{-2}K^{-1}$
$h_{ecr}$	Taux d'érouissage	-
$K(i)$	Raideur effective de contact au nœud $i$	$N.m$
$L$	Épaisseur de copeau	$mm$
$L_g$	Largeur de copeau	$mm$
$L_c$	Longueur de contact	$mm$
$m$	Exposant d'adoucissement thermique JC	-
$m_k$	Coefficient de frottement Tresca	-
$n$	Exposant d'érouissage	-
$N_{feston}$	Nombre des festons	-
$p$	Premier invariant : la pression hydrostatique	$MPa$
$q$	Second invariant : la contrainte équivalente	$MPa$
$Q_p$	Modes propres	-
$r$	Troisième invariant : la partie déviatorique du tenseur de contrainte de Cauchy	$MPa$
$r_c$	Rapport d'élargissement de copeau	-
$R_\beta$	Rayon d'arête	$mm$
$S_i$ ( $i:1 \rightarrow 3$ )	Contraintes déviatoriques	$MPa$
$t$	Temps	$s$
$t_i$	Temps d'intégration	$\mu s$
$T_{max}$	Température maximale	$^\circ C$ ou $K$
$U(i)$	Déplacement du nœud $i$	$mm$

---

## Nomenclature

---

$V_c$	Vitesse de coupe	$m.min^{-1}$
$V_i$	Volume de chaque zone de coupe	$m^3$
$W$	Épaisseur de la zone utile de l'éprouvette de cisaillement	$mm$
$\alpha$	Phase Alpha du matériau	-
$\alpha_c$	Angle de déformation de la zone utile des éprouvettes chapeau	$^\circ$
$\alpha_d$	Coefficient de dilatation thermique	$mm. mm^{-1} \text{ } ^\circ C$
$\beta$	Coefficient de Taylor Quinney	-
$\beta$	Phase Bêta du matériau	-
$\beta_{sl}$	Coefficient de partage de flux	-
$\Delta l$	Déplacement mesuré par l'extensomètre	$mm$
$\dot{D}$	Incrément de la variable d'endommagement	-
$\dot{\epsilon}$	Vitesse de déformation	$s^{-1}$
$\dot{\epsilon}_0$	Vitesse de déformation de référence	$s^{-1}$
$\dot{K}$	Variation d'énergie cinétique	$J.s^{-1}$
$\dot{q}$	Densité de flux thermique	$W.m^{-2}$
$\dot{u}$	Vitesse de déplacement ou de sollicitation	$mm$
$\epsilon$	Émissivité du matériau	-
$\epsilon_{ep}$	Émissivité de l'éprouvette	-
$\eta_f$	Fraction d'énergie produite par frottement et convertie en chaleur	-
$\Gamma_{IR \text{ ou } VIS}$	Résolution	$\mu m. pix^{-1}$
$\lambda$	Longueur d'onde	$\mu m$
$\lambda_l, \mu_l$	Coefficients de lamé	-
$\omega'_a$	La partie anélastique de la puissance des efforts intérieures	$W.m^{-3}$
$\omega'_{ch}$	Puissance calorifique	$W.m^{-3}$
$\omega'_{ctm}$	Puissance due aux couplages thermoméca- nique	$W.m^{-3}$
$\omega'_c$	Puissance dissipée sous forme de chaleur	$W.m^{-3}$
$\omega'_{ext}$	Puissance des efforts extérieures	$W.m^{-3}$
$\omega'_e$	La partie élastique de la puissance des ef- forts intérieures	$W.m^{-3}$

---

$\omega'_f$	Puissance fournie par frottement		$W.m^{-3}$
$\omega'_{int}$	Puissance des efforts intérieures		$W.m^{-3}$
$\omega'_s$	Puissance stockée de la partie anélastique		$W.m^{-3}$
$\phi(x)$	L'offset		V
$\phi_i$	Fonctions de forme d'un élément triangulaire		-
$\phi_{emission}$	Rayonnement IR émis par la scène		$W.m^{-2}$
$\phi_{reflexion}$	Rayonnement IR réfléchi		$W.m^{-2}$
$\Psi_p$	Intensité des radiations perçue par la caméra		$W.m^{-2}$
$\rho$	Masse volumique		$kg.m^{-3}$
$\rho_{mc}$	Angle de frottement de critère de rupture Mohr-Coulomb		°
$\sigma_{sb}$	Constante de Stéphane-Boltzam	$5.67037310^{-8}$	$W.m^{-2}.K^{-4}$
<b>X</b>	Coordonnées des pixels		-
$\Upsilon$	Taille de l'image		$\mu m$ ou <i>pix</i>
$\vartheta$	Coefficient de poisson		-
$\xi_i$	Effusivité thermique du solide i		$JK^{-1}m^{-2}s^{-\frac{1}{2}}$
$a, b, c$	Paramètre de plan		-
$a_i$	Coefficients radiométriques		-
$C_p$	Chaleur spécifique		$J.kg^{-1} K^{-1}$
$d_1$	Dissipation intrinsèque		$W.m^{-3}$
$D_i$ ( $i:1 \rightarrow 5$ )	Paramètres de critère d'endommagement JC		-
$E$	Module de Young		$GPa$
$e$	Épaisseur de l'éprouvette à usiner		$mm$
$F_{corr}(i)$	Effort correctif au nœud i		N
$F_{ext}$	Effort extérieur		N
$F_n$	Effort normal		N
$F_t$	Effort tangentiel		N
$h$	Conductance thermique de contact		$K.W^{-1}$
$I_d$	Niveaux numériques		-
$I_{Courant}$	Intensité de courant		A
$K$	Gain		$V.W^{-1}.m^2$

---

$k$	Conductivité thermique	$W.m^{-1} K^{-1}$
$K_w$	Paramètre radiométrique	-
$N$	Nombre des descripteur de la base modale	-
$T$	Variable de la température	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_0$	Température de référence	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_e$	Température d'éprouvette	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_f$	Température de fusion	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_r$	La transmittance	-
$T_{amb}$	Température ambiante	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_{ext}$	Température de l'environnement extérieur	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_{mat}$	Température du matériau	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_{outil}$	Température de l'outil de coupe	$^{\circ}C$ ou $K$
$T_{rec}$	Température de recristallisation	$^{\circ}C$ ou $K$
$u$	Déplacement	$mm$
$V_{sl}$	Vitesse de glissement relative outil-matière	$m.min^{-1}$
$W'_{ext}$	Puissance externe	$W$
$W'_{int}$	Puissance interne	$W$

## Abréviations et Acronymes

<b>Symbole</b>	<b>Description</b>
<i>BCA</i>	Bande de cisaillement adiabatique
<i>EBSD</i>	Electrons Back Scattered Diffraction
<i>EF</i>	Éléments Finis
<i>FPS</i>	Frame Per Second
<i>MEB</i>	Microscope Electronique à Balayage
<i>PIV</i>	Particle image velocimetry
<i>QST</i>	Quick Stop Test
<i>RTC</i>	Résistance Thermique de Contact
<i>SHPB</i>	Split Hopkinson Pressure Bar
<i>VISIR</i>	VISible-Infrarouge
<i>YAG</i>	Yttrium Aluminium Garnet
<i>ZCP</i>	Zone de cisaillement primaire
<i>ZCS</i>	Zone de cisaillement secondaire
<i>ZCT</i>	Zone de cisaillement tertiaire

# INTRODUCTION

Les alliages de titane et principalement le Ti-6Al-4V, ont connu un essor considérable ces dernières décennies. Leurs propriétés thermophysiques attrayantes couplées à leur résistance mécanique importante à des températures élevées l'ont amené au rang des matériaux incontournables dans le domaine aéronautique. En revanche, les industriels se sont heurtés à plusieurs difficultés lors de sa mise en œuvre. Ces difficultés concernent notamment son usinabilité.

Bien qu'il soit l'un des procédés de fabrication les plus exploités, l'usinage des alliages de titane, n'est pas encore bien maîtrisé. Ceci est principalement lié à la complexité des phénomènes qu'il implique, à la fois mécaniques, thermiques et physio-chimiques.

En effet quatre grandes problématiques peuvent apparaître lors de la coupe de ces alliages : (i) une usure prématurée des outils coupant (coût élevé) (ii) une forte élévation de la température conduisant à l'emploi des faibles vitesses de coupe (faible productivité) (iii) une condition de coupe instable conduisant à la formation d'un copeau particulier et de fortes oscillations sur l'effort de coupe (usinage délicat des structures minces) (iv) une mauvaise maîtrise des qualités géométriques et métallurgiques des surfaces générées (fortes contraintes résiduelles, faible tenue en service).

Afin de contourner ces difficultés, de nombreux travaux ont été conduits et ont mis en évidence la nature complexe, couplée et locale des phénomènes de coupe. Cependant, ces travaux se sont heurtés à deux principaux verrous scientifiques :

- d'une part le besoin d'une mesure fiable, aux petites échelles, et en conditions réelles de grandeurs pertinentes permettant de mieux comprendre le phénomène de coupe.
- d'autre part le besoin de moyens numériques permettant de prédire le comportement ainsi que l'endommagement de cet alliage sous des sollicitations thermomécaniques complexes et couplée.

Ainsi, on comprend aisément l'émergence d'un besoin fort en moyens de support performants et prédictifs, permettant de réduire les campagnes d'essais et de lever les verrous scientifiques gouvernant les mécanismes d'enlèvement de la matière. La simulation numérique se présente comme un outil puissant et pouvant répondre à ces critères. Cependant, modéliser une opération d'usinage passe essentiellement par l'observation et la compréhension, à plusieurs échelles, des mécanismes de formation du copeau.

Observer une opération d'usinage revient à se focaliser sur une zone submillimétrique très réduite, où les phénomènes évoluent rapidement. La caractérisation de la coupe de l'alliage Ti-6Al-4V aborde donc un problème complexe, fortement couplé, faisant intervenir, principalement, la mécanique et la thermique en grandes déformations. On constate alors l'existence d'un lien fort entre ces phénomènes, qui se traduit par un couplage thermomécanique qui pilote, en grande partie, la formation du copeau.

Le verrou majeur de la prédiction du comportement ainsi que de la décohésion matérielle de ce matériau réside dans l'identification des liens entre les phénomènes physiques atypiques mis en jeu. Néanmoins, les moyens d'investigation classiquement employés semblent insuffisants pour les identifier. De plus, du fait des cinétiques importantes des phénomènes régissant la formation de copeau, peu de moyens de caractérisation sont capables de révéler l'évolution de ces grandeurs. Par conséquent, il est nécessaire de développer des dispositifs spécifiques permettant l'observation in-situ et aux petites échelles

des mécanismes d'enlèvement de la matière ainsi que l'évolution de grandeurs cinématiques et thermiques qui y sont associées.

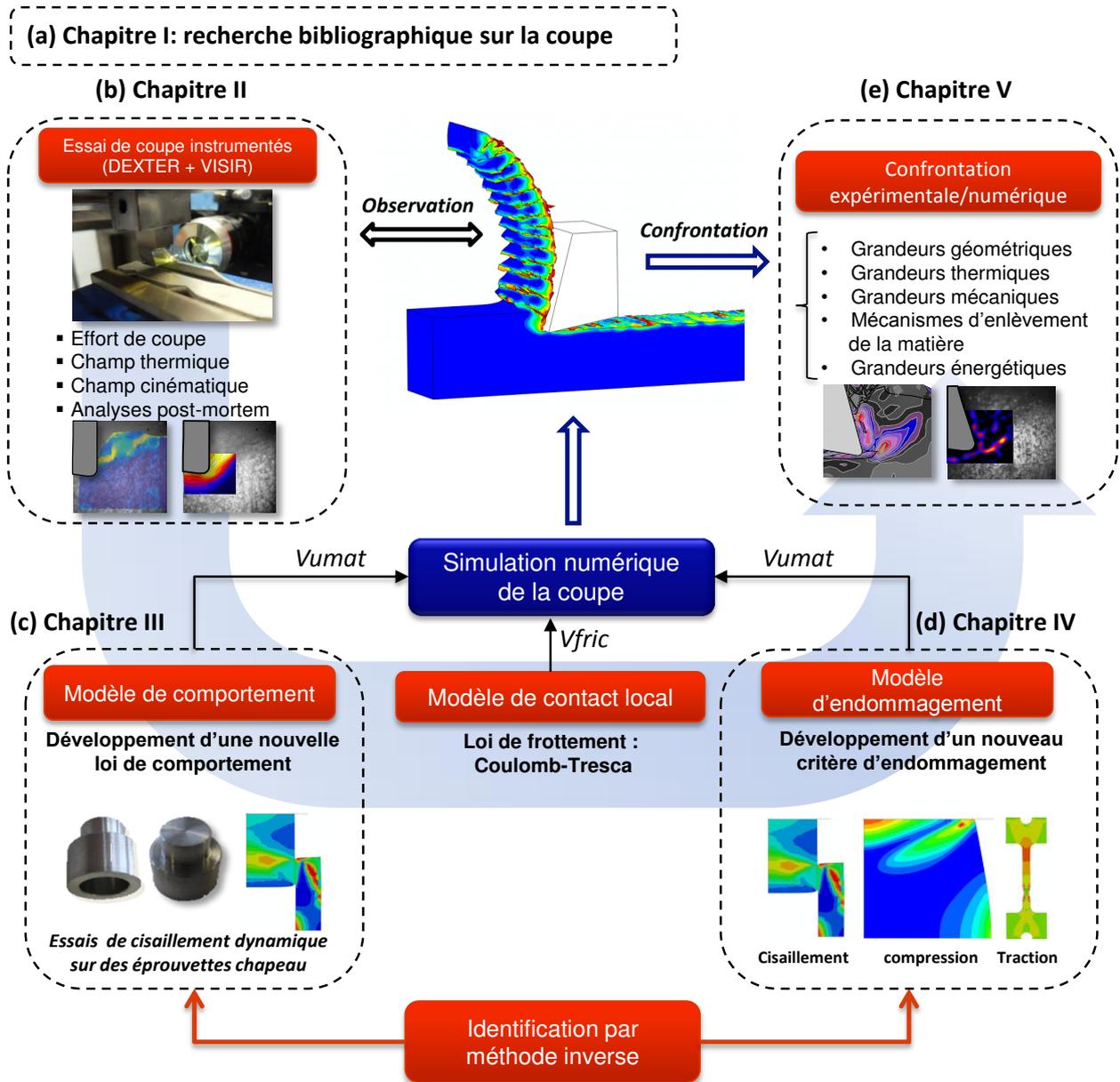


FIGURE 1 – Schéma descriptif de la démarche employée dans la thèse : (a) Chapitre 1 : Recherche Bibliographique sur la coupe instrumentée (b) Chapitre 2 : Mesures in-situ et analyse expérimentale de la coupe (c) Chapitre 3 : Étude de comportement thermomécanique (d) Chapitre 4 : Modélisation de la décohésion matérielle en usinage (e) Chapitre 5 : Simulation numérique de la coupe et confrontation expérimentale/numérique

L'approche scientifique de cette thèse a pour objectif de caractériser le couplage thermomécanique dans le processus de coupe à travers des moyens de caractérisation in-situ afin d'appréhender les mécanismes gouvernant la formation particulière de copeau dans l'alliage Ti-6Al-4V. Dans un deuxième temps, il s'agit de retranscrire les phénomènes observés par des lois simples pouvant être implémentées dans un modèle de coupe. Il s'agit

notamment d'affiner la prise en compte des phénomènes physiques en intégrant : (i) une loi de comportement apte à décrire l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction du couplage thermomécanique, de la déformation et sous des chargements similaires à ceux observés en usinage, (ii) un critère d'endommagement capable de restituer la décohérence matérielle existante et (iii) une loi de contact permettant de définir les interactions outil-matière.

La stratégie globale employée dans ce travail est résumée en figure 1. Elle s'appuie sur des essais en coupe orthogonale menés sur le banc **DEXTER** et instrumentés par le dispositif optique de mesure des champs cinématiques et thermiques **VISIR** permettant de fournir la base expérimentale nécessaire à la compréhension des phénomènes et à la validation du modèle de coupe numérique. Le comportement du matériau est examiné ex-situ à travers des essais chapeau et sous des sollicitations proches de celles trouvées en usinage. L'étude de l'endommagement est conduite, quant à elle, sur l'évaluation de huit critères d'endommagement largement employés dans le domaine de la mise en forme.

Les modèles développés sont finalement implémentés dans un modèle de coupe EF 3D. Les résultats issus du calcul numérique et de l'expérience sont alors confrontés afin de juger de la pertinence de notre modélisation ainsi que de l'aspect prédictif du modèle.

## Organisation du manuscrit

Ce travail est décrit dans cinq chapitres qui sont organisés de la manière suivante :

**Le chapitre 1** passe en revue les différents aspects de la coupe orthogonale ainsi que les dispositifs d'investigation communément utilisés en coupe. L'objectif de cette recherche bibliographique est de parcourir les différents travaux qui se sont intéressés à la mise en place de dispositifs optiques dédiés à la mesure de champs thermiques et cinématiques. Il ressort de cet état de l'art un manque réel en moyens de mesure in-situ adaptés à l'observation des phénomènes thermomécaniquement couplés dans les processus de mise en forme.

**Le chapitre 2** décrit, dans un premier temps, le dispositif dédié aux mesures couplées in-situ des champs cinématiques et thermiques aux petites échelles **VISIR**. Dans un deuxième temps, la problématique liée aux paramètres de mesure optiques et de coupe est explicitée afin de trouver le meilleur jeu de paramètres permettant d'obtenir des images exploitables de la zone de coupe. Les résultats obtenus avec le dispositif **VISIR** en termes de champs cinématique et thermique sont exposés et les mécanismes d'enlèvement de la matière sont ainsi détaillés. Enfin, un bilan énergétique est mené en s'appuyant sur les grandeurs mesurées durant les différentes phases de la genèse d'un feston.

**Le chapitre 3** aborde l'étude du comportement thermomécanique du matériau à partir des essais de cisaillement dynamique avec l'éprouvette chapeau. Après un état de l'art sur les lois communément utilisées dans la modélisation de la coupe et sur les moyens de caractérisation dynamiques, la méthodologie adoptée dans l'identification par méthode inverse d'une nouvelle loi couplée en température et en vitesse de déformation est développée et détaillée.

**Le chapitre 4** vise la calibration et l'évaluation des critères d'endommagement couramment employés dans les procédés de mise en forme. Il détaille la procédure d'identification de chaque critère par rapport à la base de données expérimentales employée. Il

se termine par le choix justifié d'un critère d'endommagement pour décrire la décohésion matérielle dans la coupe.

**Le chapitre 5** présente les résultats de la démarche employée en transposant les lois de comportement et d'endommagement identifiées dans les précédents chapitres sur un modèle numérique de coupe EF 3D. Les résultats de simulation sont comparés à l'expérience et les mécanismes d'enlèvement de la matière sont finalement présentés et discutés.

# 1

## La coupe des métaux : propriétés & acquisition des données

*Nous abordons dans cette revue bibliographique les problématiques liées à l'usinabilité des alliages de titane ainsi que l'apport scientifique significatif des moyens optiques dans la compréhension des mécanismes d'enlèvement de la matière. La notion de la coupe orthogonale et ses différentes zones de coupe seront tout d'abord présentées. Ainsi, une attention particulière aux mécanismes d'enlèvement de la matière sera accordée. La deuxième partie de ce chapitre met en évidence les moyens expérimentaux communément utilisés dans la caractérisation et la mesure des grandeurs physiques dans la coupe. Les techniques utilisées dans la mesure des champs thermiques et cinématiques seront détaillées et une discussion par rapport aux besoins des mesures couplées en coupe sera présentée.*

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Contexte scientifique</b>	<b>6</b>
<b>1.2</b>	<b>Usinabilité des alliages de titane</b>	<b>7</b>
<b>1.3</b>	<b>La coupe orthogonale</b>	<b>8</b>
1.3.1	Les zones de coupe	9
1.3.2	Sources de chaleur	10
<b>1.4</b>	<b>La formation du copeau</b>	<b>12</b>
1.4.1	Morphologies du copeau rencontrées en usinage	12
1.4.2	Bandes de cisaillement adiabatique	15
1.4.3	Le processus de formation du copeau festonné	17
<b>1.5</b>	<b>Les données expérimentales : d'une mesure globale...</b>	<b>20</b>
<b>1.6</b>	<b>... à la mesure des champs</b>	<b>22</b>
1.6.1	Mesure du champ cinématique	22
1.6.2	Mesure du champ thermique	30
1.6.3	Mesures simultanées	36
<b>1.7</b>	<b>Synthèse bibliographique</b>	<b>41</b>

---

## 1.1 Contexte scientifique

Les procédés de mise en forme par enlèvement de matière occupent une place importante dans le secteur de la fabrication mécanique. La recherche de gains de productivité et le besoin d'accroître la qualité des pièces usinées sont à l'origine d'efforts visant à l'amélioration de ces techniques. Plus particulièrement, ces efforts se sont concentrés sur certains alliages métalliques (acier inoxydable, alliages de titane, alliages à base nickel) qui posent des difficultés spécifiques en usinage. En effet, ces alliages conduisent à une usure prématurée des outils de coupe ainsi qu'à une mauvaise qualité des surfaces finies (problématique de tenue en service). L'utilisation toujours croissante de ces matériaux a mené la communauté scientifique à vouloir mieux comprendre les mécanismes de formation de copeau ainsi que les phénomènes physiques sous-jacents. De plus, les liens entre ces phénomènes et les conditions de coupe demeurent, à ce jour, mal connus.

Les travaux de recherche en usinage se basent classiquement sur des analyses post-mortem (contraintes résiduelles, tolérances géométriques, MEB ...) de la pièce finale et/ou du copeau. Cette approche, qui requiert souvent de laborieuses campagnes d'essais sous différentes conditions de coupe, a longtemps été la seule possible puisque l'accès in-situ à la zone de coupe est en pratique difficile.

Jusqu'aux années 1980, la modélisation analytique était la seule approche disponible pour comprendre la physique de la coupe. Ces formalismes ont été initiés par Ernst [Ernst 1938] et Merchant [Merchant 1945]. Depuis, plusieurs formulations complexes ont été développées dans le but de modéliser plus précisément les phénomènes mis en jeu [Dewhurst 1978, Gilormini 1982].

Les progrès informatiques mis en place ces dernières décennies ont amené la simulation numérique au rang d'outil incontournable de la recherche en usinage. Elle se présente comme un moyen *simple*, performant et flexible pour étudier les aspects mécaniques et thermiques mis en jeu dans les procédés.

Parallèlement l'acquisition de données expérimentales permet de valider, discriminer et identifier des modèles numériques (loi de comportement, d'endommagement, etc.). Bien qu'elles soient en mesure de fournir des résultats des champs locaux (déformation, thermique...), on s'aperçoit que les données expérimentales sont souvent limitées à des mesures globales des efforts et à des analyses post-mortem, de la morphologie des copeaux voire dans certains cas de contraintes résiduelles. En effet, la validité des résultats numériques demeure conditionnée par la pertinence des données d'entrée, ce qui a conduit les expérimentateurs à raffiner spatialement et temporellement les mesures. De plus cette forte tendance amène aussi à vouloir extraire d'autres informations à des échelles plus locales.

Afin d'obtenir une modélisation plus performante des opérations de coupe, le verrou majeur réside donc dans l'observation en temps réel, à une échelle plus fine, des phénomènes thermomécaniques atypiques mis en jeu.

De ce fait, des efforts de recherche conséquents ont été entrepris ces dernières années afin d'obtenir des mesures in-situ indispensables ainsi que des valeurs plus fiables des sollicitations rencontrées en usinage.

Ce chapitre bibliographique aborde dans un premier temps les éléments indispensables à la compréhension des mécanismes de formation du copeau. Dans un deuxième temps, les principaux travaux de recherche consacrés à la mesure in-situ de la zone de la coupe seront exposés.

Finalement, les approches de mesure de champs cinématique et thermique en coupe seront attentivement détaillées et une attention particulière sera accordée aux mesures couplées ainsi qu'aux écueils qui y sont associés.

## 1.2 Usinabilité des alliages de titane

La mauvaise usinabilité<sup>1</sup> de certains matériaux, et principalement de l'alliage de titane Ti-6Al-4V, objet de cette étude, a été abondamment analysée afin de comprendre les phénomènes thermomécaniques et physiques gouvernant cette propriété [Calamaz 2008a, Bouchnak 2010, Barelli 2016].

Bien que cette problématique ait été amorcée il y a déjà une soixantaine d'années, on s'aperçoit que sa formalisation est toujours une question d'actualité. Les travaux qui y sont associés peuvent se classer en plusieurs catégories : ceux relatifs à la durée de vie des outils, aux conditions de coupe ou à l'état de surface.

Les travaux de Siekmann *et al.* [Siekman 1955] ont, pour la première fois, mis en évidence les problématiques d'usure d'outil en usinage du Ti-6Al-4V. Ces travaux furent approfondis, par Machado *et al.* [Machado 1990] et Ezugwu [Ezugwu 1997] qui ont confirmé que l'usinabilité peut se résumer à un ensemble de propriétés intrinsèques du matériau.

En effet, durant le processus de coupe, la chaleur est localisée dans des zones spatialement très réduites. Les forts gradients de contraintes et de température, combinés à une réactivité chimique importante ainsi qu'une faible conductivité (7 fois inférieure à celle de l'acier) amènent à des conditions de déformation instables. Dans ces conditions, une usure des outils par diffusion et/ou fatigue thermique est observée [Hartung 1982, Venugopal 2007].

De plus, la température est identifiée comme un paramètre nuisible à l'usinabilité [Ezugwu 1997]. On comprend alors que la capacité de l'outil à évacuer la chaleur générée (conductivité de l'outil, effusivité de la matière) est généralement souhaitable afin d'éviter sa concentration à l'interface de coupe. A titre d'exemple, les travaux de Ezugwu [Ezugwu 1997] montrent que dans le cas des aciers, l'outil reçoit au maximum 50% de la chaleur générée par le processus de coupe. Alors qu'il en absorbe environ 80% dans le cas du titane. Ceci explique, en partie au moins, la plus faible usinabilité de ce dernier alliage.

La pratique la plus courante pour contourner ce problème est de diminuer la vitesse de coupe afin d'éviter le sur-échauffement aux interfaces et favoriser l'évacuation de la chaleur [Germain 2013, Ayed 2013].

De bonnes propriétés thermomécaniques de l'outil jouent donc un rôle important dans les opérations d'usinage. L'utilisation de matériaux réfractaires de type céramique, par exemple, pour l'usinage du titane rend ce dernier actif chimiquement à haute température ce qui contribue également à la médiocrité de son usinabilité [Schultz 1997].

D'autres alternatives ont été testées telle que l'utilisation d'assistances à l'usinage de type jet d'eau à haute pression, cryogénique ou laser et ont permis de montrer une modeste amélioration de l'usinabilité de ce matériau [Germain 2013, Ayed 2013].

---

1. Au même titre que la soudabilité et la trempabilité, l'usinabilité est définie comme l'aptitude d'un matériau à subir une opération de mise en forme par enlèvement de la matière plus ou moins facilement. Toutefois, aucune norme ne régit l'emploi de ce terme qui est cependant largement utilisé dans la communauté des usineurs.

Matériaux	Taux d'usinabilité
<b>Acier 1112</b>	100
Alliage d'aluminium AU2GN	275
Acier faiblement allié 15CDV6	50
Acier inoxydable Z6CNT18.11	40
Alliage de titane type <b>T60</b>	35
Alliage de titane type <b>Ti6Al4V</b>	20

Tableau 1.1 – *Taux d'usinabilité de quelques matériaux* [Donyo 2002]

Afin de quantifier les difficultés rencontrées lors de l'usinage du titane, Martin *et al.* ont développé un critère appelé *taux d'usinabilité*, illustré par le tableau 1.1. Ce critère est basé sur un rapport des vitesses de coupe en tournage du matériau considéré et de l'acier de décolletage résulfurisé AISI 1112, pour une durée de vie équivalente. En s'appuyant sur ce paramètre, une classification a été faite par Vigneau [Vigneau 1999]. Elle permet d'illustrer l'usinabilité de l'alliage Ti-6Al-4V. Il est cependant intéressant de noter que les alliages de type  $\alpha$  et le titane pur présentent une meilleure usinabilité, et que celle-ci diminue lorsque la proportion de la phase  $\beta$  augmente.

En conclusion, De nombreux auteurs ont mis en évidence les difficultés rencontrées lors de l'usinage du Ti-6Al-4V. Les résultats de ces études montrent qu'un ensemble complexe de paramètres physiques, mécaniques et thermiques interfèrent et conduisent à une telle usinabilité. L'étude de ces interactions est en soi un défi tant du côté de la modélisation que de l'expérimentation. Cette dernière communauté s'est donc naturellement tournée vers une configuration de coupe simplifiée qui est l'objet de la section suivante.

### 1.3 La coupe orthogonale

Quel que soit le procédé d'usinage étudié (tournage, fraisage, perçage), une configuration de coupe élémentaire est généralement employée afin d'isoler le plus possible les phénomènes de coupe des effets géométriques. Le cas de la coupe orthogonale est principalement employé à cet effet.

La coupe orthogonale est une représentation simplifiée du processus de coupe. Elle nécessite que l'arête de coupe soit perpendiculaire aux vitesses de coupe et d'avance.

Dans la pratique, trois techniques permettent d'obtenir cette condition (Figure 1.1) :

- le tournage d'un tube en bout ;
- l'usinage de palier ;
- le rabotage.

Des différences sont toutefois observées entre ces trois approches. Pour l'usinage de palier, par exemple, l'avance de l'outil engendre une variation de la vitesse de coupe au cours du processus due à la réduction progressive du diamètre. L'usinage de tube en bout conduit à une vitesse de coupe hétérogène dans l'épaisseur. Ces deux derniers points ne sont franchissables qu'avec l'utilisation des machines à commandes numériques. Finalement, le rabotage s'affranchit de ces deux problèmes et semble donc le plus adéquat. En effet, ce

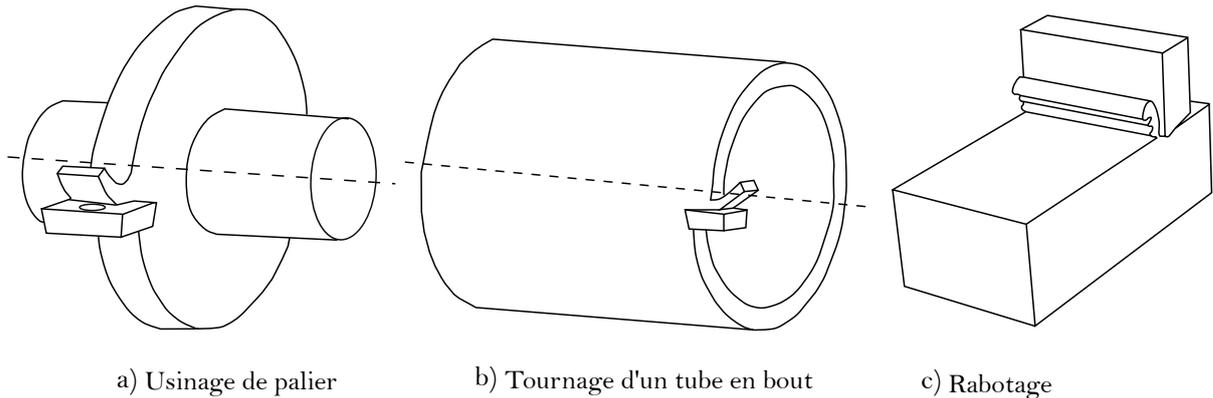


FIGURE 1.1 – *Technique permettant d'obtenir une configuration de coupe orthogonale.*

dernier présente la particularité d'utiliser une vitesse d'avance nulle. Cette particularité s'avère intéressante du point de vue de la stabilité de la coupe mais aussi puisqu'elle favorise l'utilisation des techniques de visualisation et de détection à distance telles que l'imagerie rapide et la thermographie infrarouge.

Certains auteurs s'intéressent aux possibilités de modélisation de procédés plus complexes, comme le fraisage [Özel 1998, Pantalé 2004], le perçage [Guo 2000, Strenkowski 2004] et le rayage [Barge 2005] tout en se basant sur cette configuration.

Néanmoins, lorsque l'épaisseur du copeau est faible devant sa largeur, plusieurs chercheurs ramènent cette configuration à un problème plan. Nous reviendrons plus en détails sur cette dernière hypothèse dans les prochaines sections de ce manuscrit.

### 1.3.1 Les zones de coupe

La coupe orthogonale permet d'observer les phénomènes régissant la formation du copeau de manière distincte. En effet, cette configuration permet de séparer clairement les zones d'absorption d'énergie mécanique apportée pendant le processus. La figure 1.2 reprend les principaux paramètres de la coupe et met en évidence 3 zones de sollicitation majeures ainsi qu'une zone, dite *morte*, située au niveau de la pointe de l'outil, qui est caractérisée par une forte pression hydrostatique.

- La Zone de Cisaillement Primaire (ZCP ou  $Z_I$ ) : cette partie commence de la pointe de l'outil jusqu'au bord libre de la pièce, suivant l'angle de cisaillement ( $\phi$ ) défini par rapport à la direction de la coupe. C'est la zone où le flux de matière change de direction et induit dès lors des variations de vitesses d'écoulement, des contraintes intenses liées à des vitesses de déformations importantes et aux gradients de températures extrêmes. Vu la cinétique rapide du phénomène de cisaillement, plusieurs chercheurs affirment que ce dernier se produit de façon adiabatique. En pratique, l'estimation des températures atteintes dans cette zone est difficile [Calamaz 2008a, Atlati 2013]. Ce dernier point fait partie des verrous scientifiques à lever dans cette thèse.
- La Zone de Cisaillement Secondaire (ZCS ou  $Z_{II}$ ) : elle est située au niveau du contact entre la face de coupe et le copeau. Le frottement est intense à cause de l'adhésion entre les deux matériaux. Cette interface se caractérise par des déforma-

tions plastiques importantes et une forte dissipation thermique, ce qui conduit, dans certain cas, à des élévations très importantes de la température pouvant atteindre la fusion locale du matériau [Courbon 2012]. L'étude des phénomènes tribologiques rencontrés à cette interface représente un point clé dans la compréhension du processus de formation du copeau et sera discutée dans ce manuscrit.

- La Zone de Cisaillement Tertiaire (ZCT ou  $Z_{III}$ ) : elle se situe au niveau du contact entre la face de dépouille de l'outil et la surface de la pièce. La vitesse d'écoulement de la matière est proche de celle de la vitesse de coupe. Cette zone conditionne en partie l'intégrité de surface de la surface de la pièce usinée. Un retour élastique de la matière aura lieu après le passage de l'outil.

$\gamma$ : Angle de coupe	$f$ : Avance	$lg$ : Largueur du copeau
$\alpha$ : Angle de dépouille	$R_B$ : Rayon d'acuité	$ap$ : Profondeur de passe
$\varphi$ : Angle du cisaillement	$L_c$ : Longueur du contact	$V_c$ : Vitesse de coupe
$L$ : Epaisseur du copeau		$O$ : Zone morte

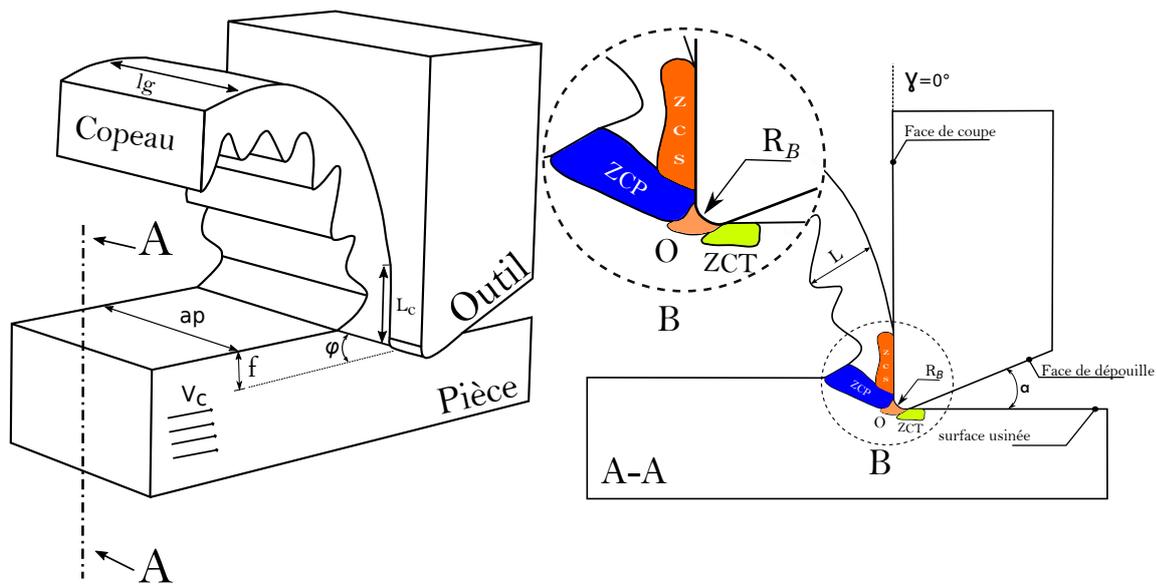


FIGURE 1.2 – Paramétrage de la coupe orthogonale

### 1.3.2 Sources de chaleur

En usinage, l'énergie mécanique nécessaire à la formation du copeau est convertie en énergie interne qui est elle-même partiellement dissipée sous forme de chaleur. Cette dernière diffuse dans le matériau et affecte les propriétés mécaniques et donc le mécanisme d'enlèvement de la matière. Par ailleurs, cette chaleur conduit à l'activation de phénomènes tribologiques aux interfaces.

Étudier une opération d'usinage revient à se concentrer sur une zone très réduite de 1 à 3mm<sup>2</sup>. On constate aisément que l'ensemble des phénomènes observés résultent directement des interactions thermomécaniques fortement couplées dans une zone restreinte.

Bien que l'étude des aspects thermiques dans la coupe ait été amorcée depuis plusieurs années, sa formalisation est en constante évolution.

Les principales sources de chaleur proviennent d'un effet conjugué des phénomènes de dissipation d'énergie plastique [Macdougall 1999] dans les différentes zones de coupe et des phénomènes de frottement [Rech 2013]. Ces différentes sources sont définies spatialement par rapport aux zones de coupe identifiées précédemment, comme le montre la figure 1.3.

- **Zone de Cisaillement Primaire (ZCP)** : la température dans cette zone est tributaire de la chaleur générée par la déformation plastique. Des températures élevées, de l'ordre de  $\simeq 800^{\circ}\text{C}$ , peuvent y être atteintes [Mason 1994].
- **Zone de Cisaillement Secondaire (ZCS)** : dans cette zone, la production de chaleur est liée à un phénomène conjugué de déformation plastique et de frottement à l'interface outil/copeau, les températures les plus importantes dans la coupe sont relevées dans cette zone  $\simeq 1100^{\circ}\text{C}$  [Outeiro 2004, Mason 1994].
- **Zone de Cisaillement Tertiaire (ZCT)** : dans cette zone, la production de la chaleur s'effectue essentiellement par frottement, mais aussi par déformation plastique liée à l'intensité de la pression de contact à l'interface outil/surface usinée (particulièrement au niveau du rayon d'acuité).

La chaleur ainsi créée diffuse dans les différentes parties de la pièce, de l'outil et du copeau. Cette répartition de flux dépend fortement des propriétés thermiques du couple usiné/usinant et des conditions de coupe liées à l'opération [Kouadri 2013].

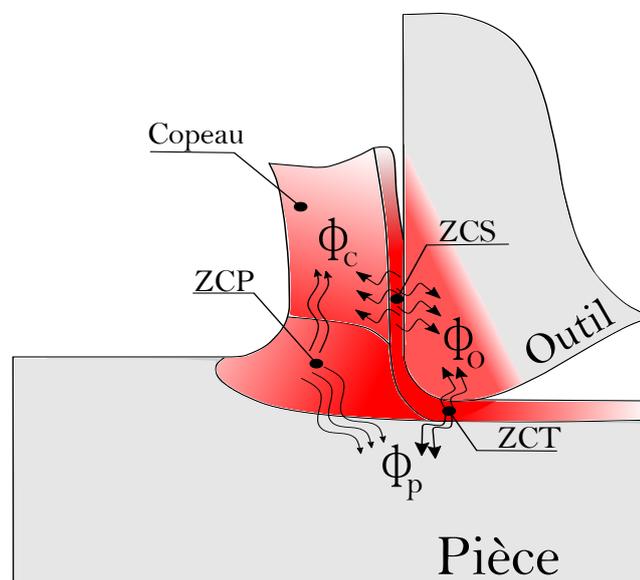


FIGURE 1.3 – *Représentation des différents flux thermiques et sources de chaleur; ZCP : zone de cisaillement primaire; ZCS : zone de cisaillement secondaire; ZCT : Zone de cisaillement tertiaire.  $\phi_c$ ,  $\phi_p$ ,  $\phi_o$  sont respectivement les parties du flux thermique partagées entre le copeau, la pièce finale et l'outil de coupe*

## 1.4 La formation du copeau

### 1.4.1 Morphologies du copeau rencontrées en usinage

La géométrie du copeau dépend essentiellement de la nature du matériau usiné, des paramètres de coupe ( $W$ ,  $f$ ,  $V_c$ ) (Figure 1.2), de la géométrie de l'outil de coupe ainsi que de son revêtement. L'analyse micrographique est généralement réalisée sur des copeaux prélevés suite à des essais de coupe interrompus (Quick-Stop-Test) [Chern 2005, Courbon 2012, Yana 2013] ou suite à un processus de rabotage [List 2005, Nouari 2008, Bahi 2010, Kouadri 2013, Pottier 2014a].

Il peut alors être continu ou discontinu et parfois accompagné d'une arête rapportée.

#### Copeau avec arête rapportée

L'arête rapportée est un amas de matière collée à la face de coupe de l'outil. Ce phénomène apparaît, généralement, à des faibles vitesses de coupe et conduit de facto à une modification de la géométrie de coupe (Figure 1.4). Cette petite modification géométrique conditionne l'état de surface de la pièce usinée en termes de rugosité et de contraintes résiduelles. Bahi [Bahi 2010] indique que la taille de l'arête rapportée est principalement liée à la vitesse de coupe. Ainsi, plus la vitesse augmente plus l'arête rapportée devient fine.

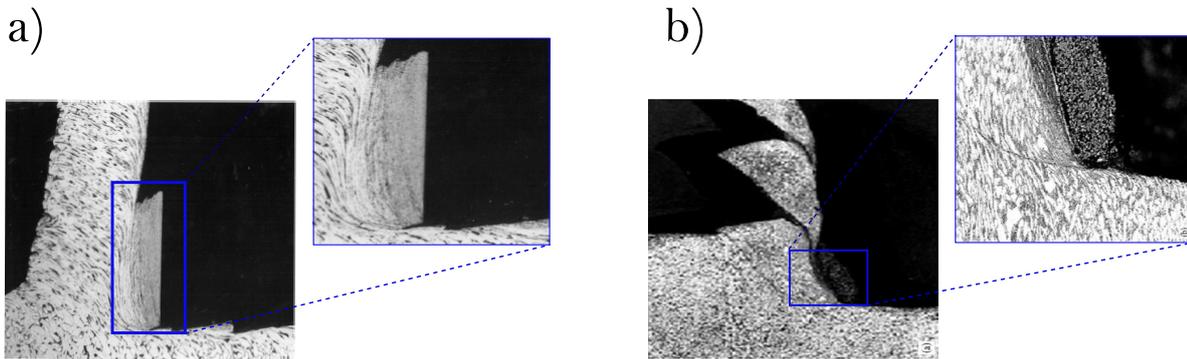


FIGURE 1.4 – a) Copeau continu de C15 présentant une arête rapportée. [Trent 2000] b) Copeau continu de TA48 présentant une arête rapportée. [Nabhani 2001]

Les études menées par Trent et Wright [Trent 2000] montrent que ce phénomène est tributaire du contact collant autour de la pointe de l'outil pour de faibles vitesses de coupe, alors que List [List 2005] le considère comme un état d'équilibre dynamique du système composé de l'outil, du copeau et d'une zone de stagnation de matière au niveau l'arête. On comprend en effet que la vitesse glissement de la matière sur la face de coupe s'annule nécessairement en un point de cette dernière.

#### Copeau continu

Le copeau continu résulte d'une coupe stable, dans un état de déformation plastique stationnaire. Il ne fait intervenir que le processus de déformation plastique par cisaillement dans les zones de coupe, où ce dernier n'atteint pas la limite à rupture du matériau.

Ce type de copeau est observé pour des profondeurs de passe et des vitesses de coupe faibles [Barge 2005, Courbon 2012]. C'est la morphologie qui, de par sa simplicité, a été la plus modélisée dans la littérature.

### Copeau discontinu

Le copeau dit segmenté, discontinu ou festonné est le résultat d'une déformation plastique non stationnaire dans la zone de cisaillement primaire (Figures 1.5.a et b). Les copeaux sont composés par des éléments plus ou moins connectés entre eux. La segmentation des copeaux est très influencée par les phénomènes de fissuration et de rupture [Pottier 2014a], d'instabilité et de localisation des déformations plastiques. La coupe est alors qualifiée d'instable.

En usinage, les alliages de titane, les aciers inoxydables et les alliages à base de nickel sont caractérisés par leurs copeaux festonnés dans une large gamme de vitesses de coupe et d'avance. Ce type particulier de copeau a été discuté dans plusieurs revues afin d'en éclaircir les origines. Ainsi trois théories ont été développées.

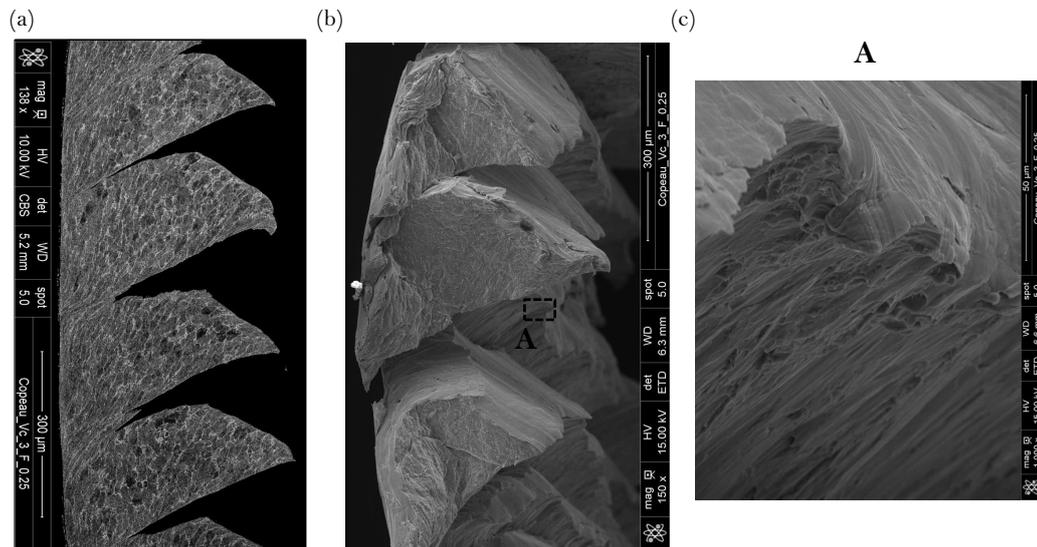


FIGURE 1.5 – Copeau festonné d'un alliage de titane  $Ti-6Al-4V$ ;  $V_c = 3m.min^{-1}$  –  $f = 0.25mm$  : (a) après polissage (b) présence des fissurations dans le copeau (c) faciès de rupture dans le copeau montrant la présence des cupules

- La première hypothèse relie le festonnage à une compétition entre l'adoucissement thermique et l'écroutissage dans la zone de cisaillement primaire.

Cette zone d'instabilité a été analysée par Recht [Recht 1964] et Pomey [Pomey 1970] comme étant la zone dans laquelle le taux d'adoucissement est plus important que le taux d'écroutissage ( $\frac{d\bar{\tau}}{d\bar{\gamma}} < 0$ ). Ces derniers auteurs expliquent le passage d'un type de copeau à un autre à partir du phénomène de plasticité adiabatique, en posant un critère d'instabilité  $R$  issu de la relation suivante :

$$\frac{d\bar{\tau}}{d\bar{\gamma}} = \frac{\partial\bar{\tau}}{\partial\bar{\gamma}} + \frac{\partial\bar{\tau}}{\partial T} \frac{dT}{d\bar{\gamma}} \quad (1.1)$$

où  $\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial \dot{\gamma}}$  représente la pente de l'écroûissage,  $\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial T}$  l'adoucissement thermique,  $\frac{dT}{d\dot{\gamma}}$  la variation de température avec la vitesse de déformation. Ainsi, le ratio d'instabilité s'écrit sous la forme :

$$R = \frac{\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial \dot{\gamma}}}{\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial T} \frac{dT}{d\dot{\gamma}}} \quad (1.2)$$

Selon cette théorie, l'initiation de la bande de cisaillement se déclenche lorsque la contrainte induite par cisaillement cesse de croître sous l'effet de la consolidation pour chuter sous l'effet de l'adoucissement thermique ; ainsi trois cas sont distingués :

- $R > 1$  : Une prédominance de l'écroûissage a lieu et le copeau est continu. La coupe est alors qualifiée de stable ;
- $R \simeq 1$  : on parle d'une *localisation imminente* ;
- $0 < R < 1$  : l'adoucissement thermique l'emporte sur l'écroûissage et la sensibilité à la vitesse de déformation. Ainsi, un cisaillement catastrophique a lieu. La coupe est alors qualifiée d'instable ;

Plusieurs chercheurs soutiennent la première hypothèse avancée par Zhen [Zhen-Bin 1995], Komanduri [Komanduri 1981] et Cotterell [Cotterell 2008] en affirmant qu'il s'agit d'un phénomène lié à une instabilité en zone primaire causée par les propriétés thermo-mécaniques du matériau (faibles conductivité thermique et chaleur spécifique). Cette instabilité conduit à une concentration de l'énergie thermique dans la zone primaire de manière périodique. La chaleur emmagasinée assure un adoucissement thermique fort, provoquant la chute de ses caractéristiques mécaniques.

- Barry *et al.* [Barry 2001] affirment qu'à des vitesses de coupe faibles ( $< 15\text{m/min}$ ), l'endommagement dans la zone de cisaillement primaire se produit par clivage (rupture fragile le long des plans de clivage), alors qu'à des vitesses de coupe élevées, la rupture est de type ductile (nucléation des cavités, croissance et coalescence), indiquant clairement un degré d'adoucissement thermique dans la zone de cisaillement primaire. Ils soutiennent donc l'hypothèse selon laquelle la formation de copeaux festonnés serait au moins en partie due à l'initiation et la propagation d'une fissure à l'intérieur de la bande de cisaillement primaire. L'observation des faciès fortement cisailés sur un copeau en Ti-6Al-4V aux vitesses de coupe élevées prouve la présence d'une rupture ductile par nucléation des cavités, croissance et coalescence (Figure 1.5.c).

Les récents travaux menés par Pottier *et al.* [Pottier 2014a], pour un alliage de titane de type Ti-6Al-4V, valident la deuxième hypothèse en se basant sur des essais expérimentaux sur une raboteuse équipée d'une caméra rapide. L'auteur attribue la formation des festons à une décohésion matérielle qui se déclenche de la pointe de l'outil vers la surface libre.

En simulant le processus de la coupe avec un acier austénitique, Aurich et Bil [Aurich 2006] constatent que la formation des festons est initiée par la naissance d'une fissure du bord libre de la zone de cisaillement primaire. Dans ce travail, les étapes de propagation d'une fracture ductile ont été modélisées par le critère d'endommagement de Cockroft-Latham.

- Enfin, pour certains auteurs, l'existence des bandes de cisaillement adiabatique n'exclut pas la possibilité de formation des copeaux festonnés par propagation de fissures. Poulachon [Poulachon 1999, Poulachon 2005], Bai *et al.* [Bai 1992] proposent que la

fissuration soit la conséquence de l'apparition de bandes de cisaillement adiabatique. Il y aurait ainsi, combinaison de ces deux phénomènes pour former les festons.

### 1.4.2 Bandes de cisaillement adiabatique

Le mécanisme de formation du copeau festonné incite à se pencher sur l'analyse des bandes de cisaillement adiabatique (BCA), qu'elles soient produites en usinage ou par d'autres moyens. Il est admis qu'une grande partie du travail plastique est transformée en chaleur, le reste étant emmagasiné sous forme de défauts et contribue à l'écroûissage [Taylor 1933, Pottier 2010].

L'apparition des bandes de cisaillement adiabatique (BCA) est un phénomène auto-entretenu dû au couplage thermomécanique intense lié à un échauffement induit par la déformation plastique dans la zone de cisaillement primaire. Si la chaleur n'a pas le temps de diffuser dans la matière, ce qui semble être le cas pour les hautes vitesses de coupe et pour les matériaux à faibles conductivité thermique (le cas des alliages de titane), un fort échauffement local aura lieu. Dans ces conditions, l'adoucissement thermique domine l'écroûissage, la contrainte d'écoulement du matériau baisse au fur et à mesure que la déformation s'accumule. Cette chute de contrainte assure, d'une part, une localisation de la déformation et, d'autre part, l'accélération de l'échauffement local et donc de l'adoucissement du matériau. Le phénomène devient auto-entretenu, et la formation de bande de cisaillement est déclenchée. La quasi-totalité de la déformation se produira alors dans une bande de quelques microns d'épaisseur. Les températures atteintes avoisinent la température de fusion du matériau, et les vitesses de déformation observées sont très élevées [Rittel 2008].

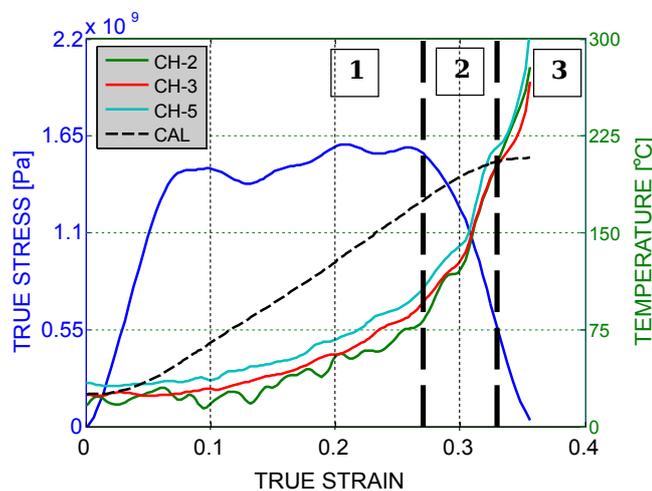


FIGURE 1.6 – Évolution de la contrainte et de la température en fonction de la déformation lors d'un essai de cisaillement (SCS) sur un Ti-6Al-4V ( $3000s^{-1}$ ) CHi : Températures mesurées et CAL : Températures calculées en régime adiabatique [Rittel 2008]

Si le mode de formation est clairement attribué à ce couplage thermomécanique, plusieurs auteurs se sont intéressés à l'aspect microstructural de ces bandes.

Pour un Ti-6Al-4V, Komanduri et Von Turkovich [Komanduri 1981] suggèrent qu'un « phénomène » additionnel serait à l'origine d'une transition de phase. La structure hexago-

nale compacte (HC) présente à basse température deviendrait alors une structure cubique centrée (CC) à haute température. Ce phénomène contribuerait à une localisation supplémentaire des contraintes de cisaillement.

Sur le même matériau, Bayoumi et Xie [Bayoumi 1995] ont analysé la microstructure avant et après usinage par la technique de diffraction de rayons X. Ils constatent l'absence de la phase  $\beta$  dans le copeau. Ce phénomène a été justifié par une transformation de phase non diffusive conduisant ainsi à la disparition de la phase  $\beta$ . Le copeau contient seulement de la phase  $\alpha$  secondaire qui s'est formée partiellement à partir de la phase  $\beta$  par nucléation et grossissement, ce qui affirme le franchissement du transus  $\beta$ .

Des copeaux en Ti-6Al-4V ont été analysés par Velasquez *et al.* [Velasquez 2007] via la microscopie électronique à balayage (MEB) et la technique de diffraction X. L'auteur affirme la présence des phases  $\alpha$  et  $\beta$  à l'intérieur de la bande de cisaillement primaire. La structure est donc similaire à celle du métal non déformé. En revanche, les grains sont très allongés dans les bandes de cisaillement à cause des grandes déformations qu'ils ont subies. Ils concluent donc qu'il n'y a pas de transformation de phase dans la bande de cisaillement primaire, ce qui contredit les travaux menés par Bayoumi et Xie [Bayoumi 1995]. Par ailleurs, aucune fissure et/ou cavité à l'intérieur des bandes de cisaillement adiabatique n'a été observée, ce qui lui a permis de privilégier la théorie selon laquelle la formation du copeau festonné est due au cisaillement adiabatique.

Par ailleurs, Meyers *et al.* [Meyers 2001, Meyers 2003] ont montré qu'une température importante peut engendrer des transformations de phase souvent de type martensitique. Sur un alliage de titane et un acier inoxydable austénitique, les auteurs prouvent l'existence d'une zone localisée avec des grains très fins. À partir de ces analyses EBSD et MET, ils concluent qu'il s'agit d'un processus de recristallisation dynamique enclenché à haute déformation.

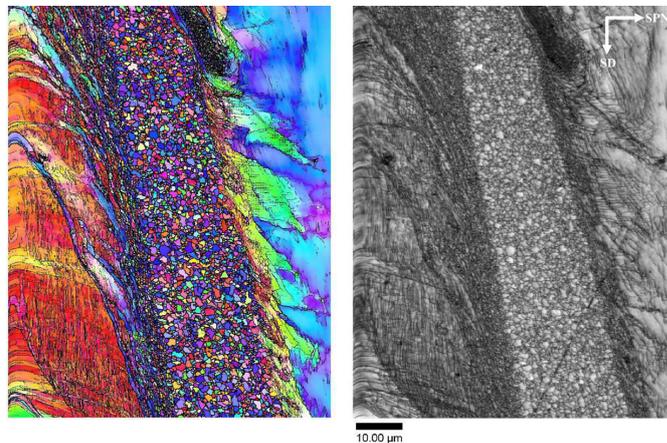


FIGURE 1.7 – *Processus de recristallisation dynamique dans la bande de cisaillement d'une éprouvette chapeau en cuivre ( $5590\text{ s}^{-1}$ )* [Tanga 2012]

Xu *et al.* [Xu 2006] observent quant à eux un changement de phase à l'intérieur des bandes de cisaillement sur un alliage de titane. Les auteurs eux aussi attribuent cet état au processus de recristallisation dynamique.

Sur des éprouvettes SCS (Shear Compression Specimen) souvent utilisées pour restituer le comportement en usinage, Rittel *et al.* [Rittel 2008] proposent un point de vue

intéressant quant à la formation et l'évolution des bandes de cisaillement adiabatique. Selon les auteurs, la formation d'une bande se fait en trois périodes. La première est caractérisée par une déformation plastique homogène, sans localisation apparente avec un auto-échauffement très modeste. La deuxième partie présente une chute de la contrainte liée à une évolution microstructurale par recristallisation. Ils considèrent que l'énergie emmagasinée lors de la déformation assure un tel effet. Dans ce cas, le processus de recristallisation dynamique est à l'origine du cisaillement adiabatique et non son résultat. D'après la figure 1.6, la dernière phase représente la rupture de l'éprouvette. Elle est caractérisée par la formation totale de la bande.

Ranc *et al.* [Ranc 2008] montrent, lors des essais en torsion dynamique, que la localisation de la déformation est très sensible à la rugosité de la surface. De plus, et à partir d'un système d'observation spécifique, ils montrent que plusieurs bandes peuvent s'amorcer simultanément au niveau de la partie utile de l'éprouvette. Ainsi, les auteurs décrivent la genèse de la BCA suivant deux étapes :

- **Phase de naissance** : la naissance simultanée de plusieurs BCA qui commence à se propager le long de l'éprouvette de manière indépendante
- **Phase d'interaction** : l'interaction entre les BCA pendant leur phase d'amorçage et de propagation assure la création d'une seule bande qui va désactiver toutes les autres bandes naissantes et parvenir à se propager le long de toute la circonférence de l'éprouvette.

Les travaux menés par Zener et Hollomon [Zener 1944] lors du poinçonnage, affirment la présence d'une zone de cisaillement localisée sous la forme d'une bande très mince et blanche suite à une attaque au Nital. La température estimée dépasse 1000°C. Ils observent la présence de martensite et concluent qu'elle est la conséquence d'un refroidissement rapide (trempe locale).

Les microstructures observées par Tanga *et al.* [Tanga 2012] ou Xu *et al.* [Yongbo 2008] sur des éprouvettes chapeau en cuivre montrent l'hétérogénéité de la déformation plastique de part et d'autre de la bande de cisaillement. Les analyses EBSD ont mis en évidence la disparition de la structure lamellaire et la formation de nano-grains de taille approximative  $\simeq 0.49\mu\text{m}$ . Les auteurs affirment que seul le mécanisme de recristallisation peut conduire à une telle microstructure (Figure 1.7).

Courbon *et al.* [Courbon 2012], lors d'une opération en coupe orthogonale sur l'acier C45, montrent l'existence d'un processus de raffinement des grains lié à une sollicitation thermomécanique sévère induite par la coupe. Une recristallisation dynamique est déclenchée par l'énergie interne emmagasinée (Figure 1.8).

### 1.4.3 Le processus de formation du copeau festonné

La section précédente a mis l'accent sur les éléments constitutifs de la coupe. Elle nous renseigne par ailleurs sur les difficultés inhérentes à l'usinage des alliages de titane. Comme il été évoqué, la segmentation ou le festonnage du copeau est dû essentiellement à plusieurs facteurs principaux parmi lesquels :

- une contrainte importante dans la zone de cisaillement primaire qui écrouit le matériau et conduit à atteindre la limite à la rupture. Par conséquent, la génération du feston est due au déclenchement d'une fissuration.
- une concurrence entre le phénomène d'adoucissement thermique et d'écrouissage, une

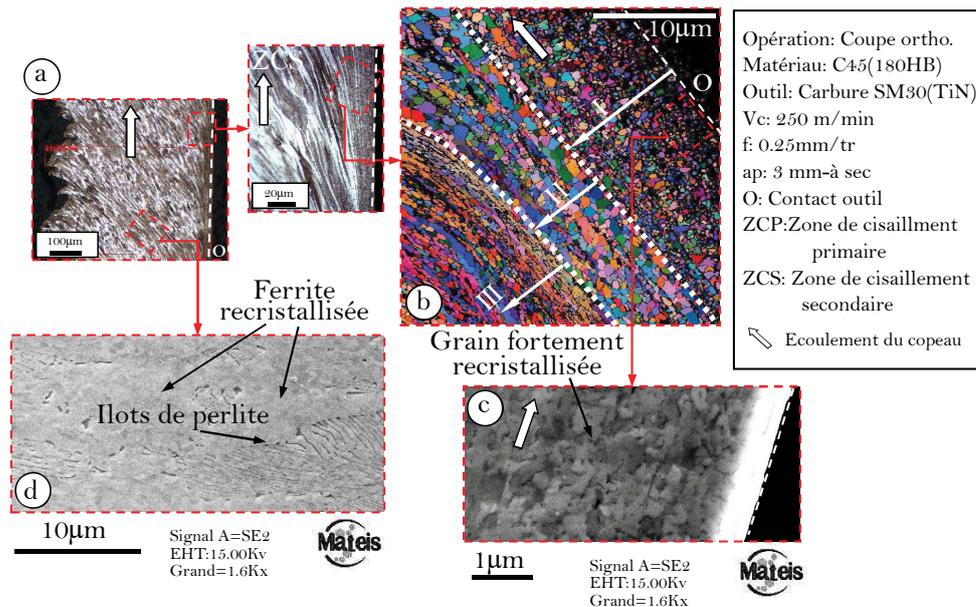


FIGURE 1.8 – Analyses MEB et EBSD des zones de déformation intenses d'un copeau en C45; a) Micrographie Optique; b) Carte EBSD (angles d'Euler) de la ZCS et c) Cliché MEB HD montrant la structure recrystallisée; d) Cliché MEB de la ZCP [Courbon 2012]

localisation de la déformation dans une zone très réduite. Ceci conduit au développement d'une bande de cisaillement adiabatique (BCA).

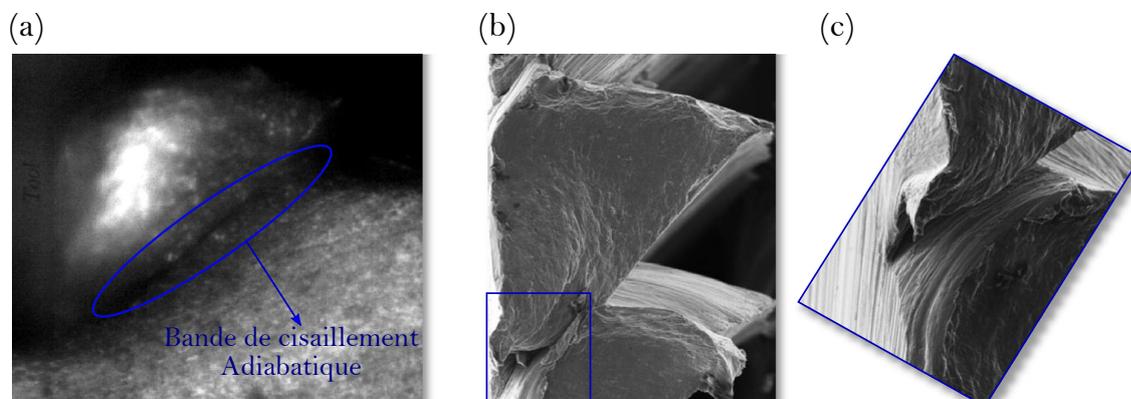


FIGURE 1.9 – Copeau festonné a) Bande de cisaillement adiabatique dans le copeau d'un Ti-6Al-4V b) Initiation de la Fissure dans la bande c) Fissuration entre les deux festons [Pottier 2014a]

En se basant sur des images obtenues par caméra rapide (Figure 1.9), une description détaillée en 3 phases du processus de formation des festons a été proposée par Pottier *et al.* [Pottier 2014a] et est schématisée par la figure 1.10.

- **Compression** une compression progressive dans une plage de contraintes hydrostatiques de 1 GPa à 1.5 GPa est induite par la face de coupe sur la matière. La

surface de contact initiale entre la face de coupe et le segment est restreinte et la longueur de contact (fortement dépendante de l'avance) augmente avec la progression du processus de compression du matériau. Entre le début et la fin de ce processus, un contact parfaitement collant entre la surface inférieure du feston qui est en train de se former et la face de coupe de l'outil est observé. Cette zone est le siège d'un transfert de chaleur et facilite les éventuelles interactions chimiques outil/copeau, accélérant ainsi l'usure brutale de l'outil.

- **Localisation/Propagation** la formation graduelle du segment de copeau ( $n + 1$ ) pousse lentement vers le haut le segment formé précédemment ( $n$ ). Dès que la localisation de la déformation s'initie, une fissure se propage. Le segment ainsi formé est déplacé parallèlement à la bande de cisaillement.
- **Glissement** le feston déjà construit glisse sur la face de coupe de l'outil et sur le feston suivant. Ce mouvement s'apparente à un déplacement d'un corps rigide. Au niveau de la face de coupe, l'alternance entre une vitesse de glissement relativement faible lors de la compression et l'éjection rapide après la localisation de la déformation est similaire au phénomène « stick-slip » (collage glissement).

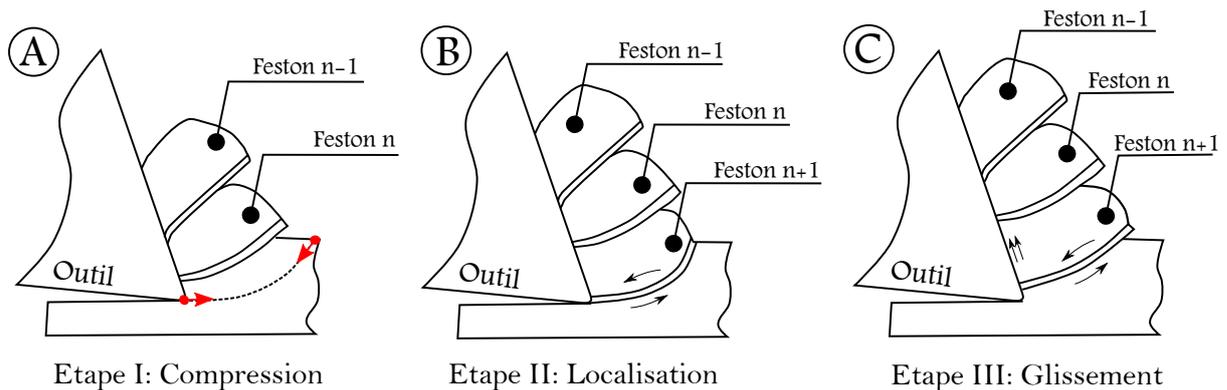


FIGURE 1.10 – Évolution de la formation du copeau festonné : a) Compression, b) Localisation de la déformation et/ou propagation d'une fissure, c) Glissement

Ce mécanisme de formation du copeau est propre à un processus de coupe instable résultant de l'instabilité thermomécanique du matériau. Il est clairement perceptible que la formation d'un copeau festonné est très différente de celle d'un copeau continu.

Suite à cette description, on comprend aisément que l'ensemble des phénomènes observés résultent directement des interactions mécaniques et thermiques aux petites échelles. Aller vers une maîtrise du procédé d'usinage passe inéluctablement par une meilleure compréhension des mécanismes de coupe mis en jeu mais aussi par la quantification des phénomènes régissant ce mécanisme.

La déformation, la vitesse de déformation ainsi que la température restent les points clés de ce processus. Les conditions extrêmes rendent les mesures très délicates à réaliser et beaucoup d'inconnues persistent. Vu la taille de la zone à investiguer et la cinétique des phénomènes, la récupération d'informations autres que l'effort macroscopique de coupe s'avère très délicate et nécessite l'utilisation de méthodes expérimentales plus avancées.

Néanmoins, les avancées technologiques de ces dernières décennies ont permis de développer des moyens d’investigation très performants qui peuvent contribuer à la compréhension des mécanismes de la coupe. Ces moyens seront détaillés dans la section suivante.

## 1.5 Les données expérimentales : d’une mesure globale...

A l’échelle macroscopique, plusieurs données expérimentales sont accessibles aisément : les efforts de coupe, la morphologie de copeau, les contraintes résiduelles, la fréquence de festonnage, la température de l’outil et l’angle de cisaillement.

Grâce à leur forte raideur ainsi que leur facilité d’utilisation, les capteurs piézoélectriques restent le moyen le plus utilisé pour mesurer les efforts en coupe. Cependant, leur faible bande passante constitue un réel frein dans l’exploitation directe de leurs résultats [Albrecht 2005]. Une compensation dynamique est envisageable pour augmenter la réponse fréquentielle de la platine comme celle utilisée par [Chae 2007, Korkmaz 2015]. Un recours à d’autres systèmes plus évolués comme les systèmes avec des jauges de déformation ou la technique des capteurs de position est recommandé pour obtenir des efforts à des fréquences plus importantes [Adolfsson 1995, Albrecht 2005]. Malgré ces alternatives, ces systèmes ne peuvent atteindre que 7 kHz de bande passante. Cela reste largement insuffisant pour décrire minutieusement les phénomènes de formation du copeau festonné et remet en question la possibilité d’étudier le festonnage via les efforts de coupe. Plusieurs chercheurs se limitent à une valeur moyennée des efforts de coupe comme information pour le recalage de leurs modèles numériques [Mabrouki 2008, Calamaz 2011].

La compréhension de l’histoire thermomécanique et métallurgique en usinage passe classiquement par des analyses des copeaux post-mortem. Plusieurs méthodes sont utilisées dans ce cas comme la microscopie optique, la profilométrie, la microscopie électronique à balayage et parfois l’EBSD dans le cas où il y a des mécanismes particuliers comme un processus de raffinement des grains (Figure 1.8). Ces techniques sur table permettent d’obtenir de manière globale :

- les niveaux de déformation [Courbon 2014].
- la taille des festons
- la fréquence du festonnage même si elle est calculée sur quelques festons [Atlati 2011, Ducobu 2014].
- l’angle de cisaillement
- la déformation hors-plan
- les changements microstructuraux

Plus spécifiquement, la mesure de l’angle de cisaillement primaire s’avère une tâche très délicate. Elle se fait, classiquement, grâce à des systèmes de coupe brusquement interrompue connus sous l’acronyme (QST) [Yeo 1992, Sartkulvanich 2004b]. Cela nécessite un dispositif d’arrêt brutal du processus de coupe durant l’engagement de l’outil dans la matière. Le but est d’extraire le copeau en formation encore attaché à la pièce. Néanmoins, plusieurs facteurs peuvent affecter les résultats des essais comme le mauvais retrait de l’outil, copeau non attaché à la pièce... Toutefois, une préparation préalable de l’échantillon est nécessaire pour une investigation sous moyens optiques ou électroniques.

Par ailleurs, plusieurs techniques ont été proposées ces dernières décennies, afin de mesurer la température en coupe. Komandouri [Komanduri 2001] dresse une bonne synthèse des moyens destinés aux mesures in-situ de la température et/ou du flux thermique dans la coupe. Il les distingue suivant deux catégories : les techniques avec ou sans contact.

La technique la plus simple avec contact repose sur le dépôt d'un vernis thermosensible dont la couleur change à partir d'une certaine température. Il s'agit d'une technique globale permettant de localiser les points chauds à l'interface outil-matière. Son étalonnage s'avère fastidieux étant donné que les plages de températures sont très courtes et aussi la distinction des frontières de changement de couleur est très délicate [Rossetto 1970, Casto 1989]. On peut considérer que cette technique comme une première approche pour une mesure de champ thermique.

Basée sur l'effet Seebeck (normalisation CEI.584 DIN43720), la technique des thermocouples reste la plus utilisée pour mesurer la température [Bouzid 1993, Le Calvez 1995, Chinchankar 2014, Hoyne 2015, Gosai 2016]. Son principe consiste en la création d'une force électromotrice de contact qui varie en fonction de la température, au point de contact des deux métaux. Ensuite, il est possible de remonter à la température *vraie* via la tension des jonctions chaude et froide. Cependant, le fait de percer des trous dans l'outil pour y implanter des capteurs provoque sa fragilisation d'une part, et perturbe les champs de température d'autre part. De plus, les très forts gradients de température et leur évolution très rapide sont souvent incompatibles avec la taille et le temps de réponse des thermocouples. Néanmoins, cette technique a permis de développer des systèmes qui permettent l'estimation du flux de chaleur dans l'outil. On trouve respectivement, l'outil *Actarus* commercialisé par la société Cirtes qui permet de détecter le seuil d'usure des plaquettes avec un contrôle continu de l'arête de coupe et aussi, la cellule Thermicar développée au laboratoire TREFLE de Bordeaux. Son principe repose sur un flux de chaleur reçu par l'outil et qui est estimé par méthode thermique inverse, suivant le principe mis en place par Battaglia et Puigsegur [Battaglia 2001, Puigsegur 2002] et appliqué en usinage par Rech [Rech 2002], Kusiak [Kusiak 2004] et Courbon [Courbon 2012]. Il s'appuie sur une mesure de température déportée dans l'assise du porte-plaquette et sur l'identification de la fonction du transfert thermique associée au système plaquette/porte plaquette. Cette dernière permet de relier la valeur moyenne du flux de chaleur entrant dans l'outil, sur une zone de contact donnée, à la température mesurée en un point.

Malgré les nombreux progrès dans les méthodes de mesure de température, elles ne sont pas encore efficaces à cause de la complexité inhérente à l'implantation des thermocouples (sa localisation exacte) et à l'analyse des données (échantillonnage, temps de réponse...). Enfin, rappelons qu'un thermocouple ne fournit qu'une mesure ponctuelle [Komanduri 2001].

Pour conclure, bien que tous ces moyens fournissent des informations de valeur sur le processus, leur capacité à valider des simulations numériques de la coupe est discutable. Suite aux remarques énoncées précédemment, on constate néanmoins une volonté (incitation ?) de plus en plus forte de passer vers des analyses du processus de coupe à une échelle plus locale, et avec d'autres moyens comme les instrumentations optiques (caméras rapides et ultra-rapides, vidéo-microscope,...). L'utilisation de ces moyens comme un outil d'investigation est aujourd'hui courante dans de nombreux domaines industriels et de recherche. Cet essor rapide doit son évolution aux avancées technologiques récentes qui ont permis une plus large commercialisation des instruments de mesure sans contact.

## 1.6 ... à la mesure des champs

Les mesures de champ thermique ou cinématique connaissent depuis deux décennies un essor considérable dans le domaine de la caractérisation mécanique [Avril 2004, Grédiac 2004, Grediac 2012, Lindner 2015]. Elles reposent principalement sur l'utilisation de capteurs matriciels et permettent l'accès à des cartographies des grandeurs physiques comme le déplacement, la température et la déformation.

Basés sur cette technologie, plusieurs dispositifs ont été mis en place afin d'observer la formation de copeaux et d'extraire les champs de déformation et/ou de la température au cours de la coupe.

### 1.6.1 Mesure du champ cinématique

Childs [Childs 1971] fût parmi les premiers à développer un système optique d'observation latérale, in-situ, de la coupe orthogonale par photographie argentique. Le dispositif repose sur une microscopie à champ sombre avec un grossissement  $\times 25$ . Deux sources lumineuses, via deux miroirs semi-transparent, assurent l'éclairage de la scène pour un temps de rechargement de 5 s (Figure 1.11). Une grille est déposée sur l'échantillon par rayure de sa surface latérale avec une pointe en diamant de micro-duromètre. Le pas de la grille est de  $25.4 \mu m$  pour une largeur de rayure de  $5.1 \mu m$ . Afin de s'affranchir de toute perte d'information, une paire d'images est prise sur le même négatif grâce un à système de deux flashes électroniques synchronisés dont le temps d'inter-frame est optimisé pour correspondre au déplacement d'un demi pas dans la grille. Ceci a permis de limiter le temps d'intégration à  $2 \mu s$  et de s'affranchir du flou cinétique lié au mouvement de la scène. Ces conditions ont imposé une vitesse de coupe inférieure à  $1.2 m.min^{-1}$ .

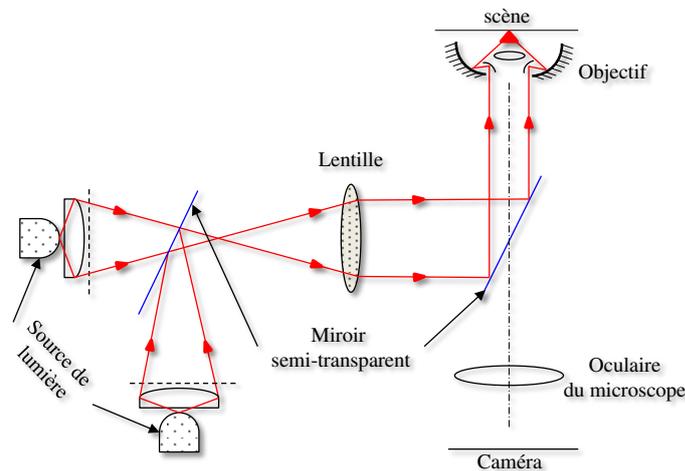


FIGURE 1.11 – Schéma de principe du montage de photographie argentique développé par Childs [Childs 1971]

Sur un tube en acier dur 42CrMo4, Pujana [Pujana 2008] propose un système basé sur une caméra rapide et un éclairage par fibre optique visant à observer la zone de coupe. Une grille est gravée par laser sur la surface de la pièce permettant ainsi de suivre l'évolution de

la matière et de remonter analytiquement à la déformation<sup>2</sup>. Une fréquence d'acquisition de 25000 *fps*<sup>3</sup> avec un temps d'intégration de 1  $\mu s$  ont permis d'extraire des images de la zone de coupe avec une résolution spatiale de  $1 \times 1 mm^2$  et pour des vitesses de coupe allant jusqu'à  $300 m.min^{-1}$ .

Ghadbeigi *et al.* [Ghadbeigi 2008] impriment une grille en or d'un pas de  $\simeq 10 \mu m$  afin de déterminer le niveau de déformation.

List *et al.* [List 2013] emploient une méthode appelée *stream line analysis* pour la mesure de champ cinématique en coupe. La pièce est en acier C 18. Elle est rayée avec des lignes approximativement équidistantes. Une caméra CCD est utilisée sous une résolution spatiale de  $1024 \times 1024 pix$  ( $\approx 3.5 mm^2$ ) et une source d'éclairage de forte puissance pour une vitesse de coupe de  $1020 m.min^{-1}$ . Après la formation du copeau, un système d'analyse d'image assure la détermination des équations constitutives des lignes de rayage afin de remonter à la vitesse de déformation. Les déformations ainsi que l'angle du cisaillement sont alors obtenues par intégration. Ceci réduit ce type d'approche à l'analyse de copeau continu puisque une hypothèse d'homogénéité temporelle est posée (intégration).

Par un polissage grossier affectant la rugosité de la surface, Lee *et al.* [Lee 2006] montrent qu'il est possible d'appliquer la technique de suivi de point (PIV : Particle Image Velocimetry) afin de remonter aux déplacements de la matière. L'auteur emploie une caméra CCD avec un objectif de  $\times 200$  de grandissement pour une taille d'image de  $\simeq 49.5 \times 49.5 \mu m$ . Avec une vitesse de coupe de  $2.5 m.min^{-1}$ , il est possible d'obtenir des images de bonne qualité et une fréquence d'acquisition de 10000 *fps*.

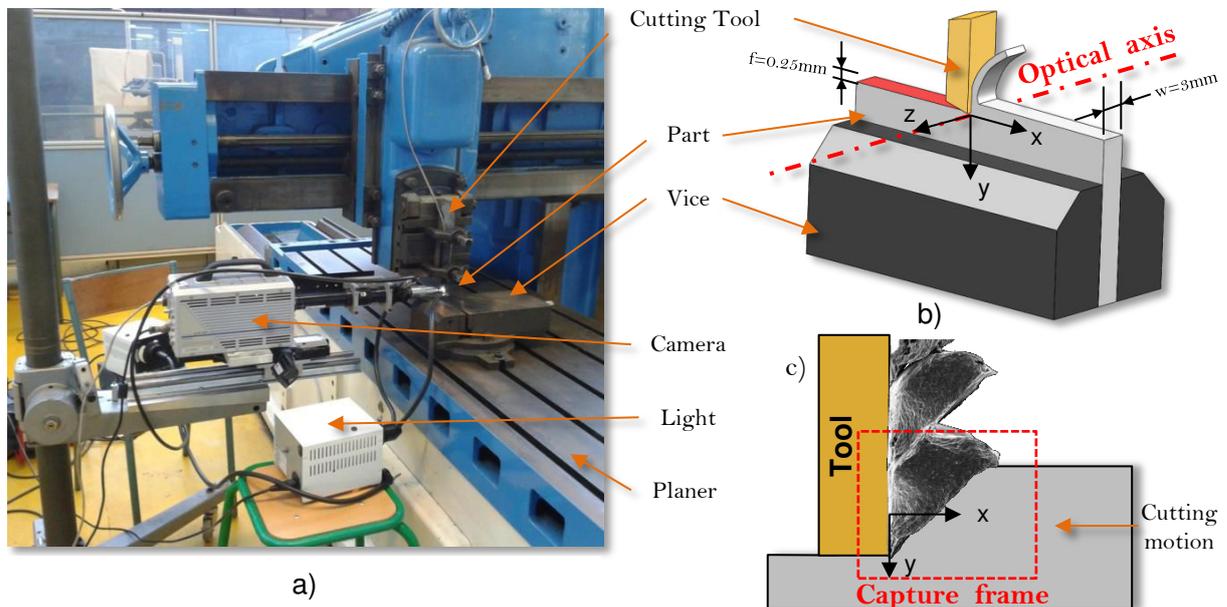


FIGURE 1.12 – Montage utilisé par Pottier *et al.* : (a) Dispositif expérimental (b) Configuration adoptée (c) La zone observée pendant la coupe [Pottier 2014a]

Pottier *et al.* [Pottier 2014a] préfèrent quant à eux l'utilisation d'une caméra rapide avec un objectif à fort grossissement  $\times 35$ . La vitesse de coupe est fixée à  $6 m.min^{-1}$  afin

2. méthode de mesure de champs dites *de grille* [Sur 2016]

3. *fps*=Frame per Second

de pouvoir atteindre une fréquence d'acquisition de 18000  $fps$  pour un temps d'exposition de  $66\mu s$  et une résolution spatiale de  $650 \times 600\mu m$  (Figure 1.12). La mesure de champs cinématiques est effectuée par la méthode de corrélation d'images (DIC) [Sutton 2009, Vacher 1999] grâce à un polissage révélant la microstructure de la pièce.

Si une seule caméra est suffisante aux derniers auteurs pour caractériser le niveau de déformation en coupe, Hijazi et Madhavan [Hijazi 2008] proposent un système basé sur un microscope optique équipé par quatre caméras rapides (Figure 1.13.a). L'idée est d'adapter une technique communément utilisée dans la mécanique des fluides ultra rapides dans le cadre des mesures cinématiques en coupe orthogonale. Pour obtenir des images fortement résolues, les auteurs emploient une source de laser intermittente, à double pulses, pour l'éclairage, synchronisée avec le mode double frame des caméras réglées alors à pleine résolution (Figure 1.13.b). Pendant la période d'exposition de la matrice de pixels, deux images successives sont prises. Par conséquent, un traitement spécifique en cascade est nécessaire pour séparer les deux images. En effet, une fois les charges électriques de la première image passées vers la zone de stockage, la deuxième image commence à se former dans les pixels. Dans un deuxième temps, les charges dans les pixels passent vers la zone de stockage une fois la première image passée vers le traitement. Finalement, une fois que le traitement de la première image est terminé, la deuxième image est acquise dans un temps extrêmement réduit ( $\approx 120ns$ ). Bien qu'ils aient réussi à synchroniser quatre caméras rapides avec une fréquence de 1 Mhz, il s'avère que l'indépendance en terme de sensibilité des caméras a provoqué une différence en terme de niveau de gris et par la suite une difficulté en post-traitement des 8 images (Figure 1.13.c).

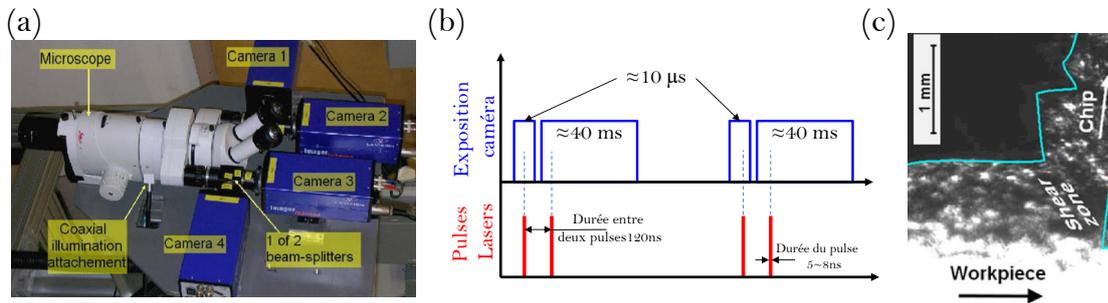


FIGURE 1.13 – Montage développé par Hijazi et Madhavan : (a) Système optique (b) principe de synchronisation du système double frame (caméra + laser) (c) exemple d'image obtenue à  $3.3m.s^{-1}$  [Hijazi 2008]

En tirant profit du mode double frame de la caméra, Baizeau *et al.* [Baizeau 2017] ont également développé un système d'observation in-situ basée sur une caméra rapide qui est synchronisée, via un boîtier PTU (Programmable Timing Unit), à un laser double pulse (Nd :Yag PIV Laser NS350)(Figure 1.14.a). Les deux images présentent un interframes de  $120 ns$ . Avec ce temps d'intégration, 25 paires d'images par seconde sont obtenues en *full frame* ( $2560 \times 2560 pix$ ). De plus, elle est équipée d'un objectif assurant un grandissement de  $\times 10$ . Afin de focaliser et de bien répartir le faisceau laser sur la scène (toute la pièce), une fibre optique équipée d'un extenseur est utilisée. Cependant, l'utilisation du laser s'avère limitante en terme de fréquence d'acquisition de caméra étant donné que son temps de rechargement limite la prise à seulement 15 paires d'images par seconde pour des vitesses de coupe allant jusqu'à  $120m.min^{-1}$ . Souhaitant déterminer la hauteur

affectée par la déformation plastique dans la pièce finale, les auteurs focalisent leurs caméras majoritairement sur la partie usinée. La stratégie adoptée repose sur la prise de paires d'images avant, durant et après le processus de coupe (Figure 1.14.b). Pendant chaque étape, le spot laser est activé afin d'éclairer la scène. Une comparaison entre les paires d'images est mise en place afin de déterminer les déformations résiduelles, le champ cinématique et le retour élastique de la matière par corrélation d'image.

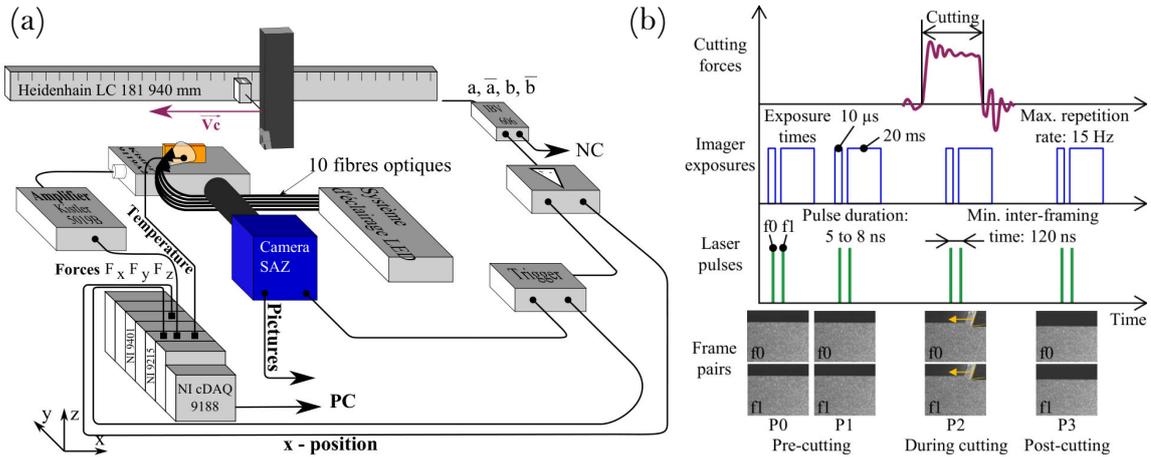


FIGURE 1.14 – Schéma de principe du montage développé par Baizeau *et al.* : (a) Synchronisation du système d'éclairage laser avec la caméra rapide (b) Principe de fonctionnement [Baizeau 2017]

Cette revue bibliographique a présenté les différents dispositifs permettant d'accéder à la zone de coupe. Au regard des résultats exposés, il apparaît que pour une vitesse de coupe donnée, les meilleures informations sont obtenues pour i) une résolution spatiale maximale, ii) une fréquence d'acquisition importante, iii) un temps d'exposition très faible, iv) un fort grandissement. Néanmoins, les caractéristiques techniques des dispositifs optiques et mécaniques (source d'éclairage, machine de coupe, caméra, objectifs...) incitent les auteurs à réaliser des compromis en dégradant certaines caractéristiques afin d'obtenir des images exploitables à des vitesses de coupe représentatives. En pratique, il est difficile d'évaluer l'impact de chaque paramètre sur les images obtenues ainsi que leurs interactions. Par exemple, dégrader le temps d'intégration affecte directement la fréquence d'acquisition et le flou cinétique de la scène. On note aussi qu'une augmentation du grandissement n'est intéressante que si le motif (microstructure, grille...) est suffisamment fin et l'éclairage suffisamment puissant et bien colimaté.

Par conséquent, chaque auteur propose son propre arbitrage entre résolution spatiale et temporelle, ce qui conduit à des qualités d'images très différentes, comme l'expose la figure 1.15.

Malgré la diversité des techniques mises en place, les auteurs restent fidèles à la configuration de coupe orthogonale. Ces essais se font généralement avec un outil fixe afin de figer la zone d'intérêt par rapport à la pointe de l'outil de coupe. Seul Baizeau *et al.* [Baizeau 2017] proposent un système sur une machine à commande numérique où l'outil se déplace par rapport à la pièce.

Les moyens expérimentaux, les paramètres de coupe ainsi que les caractéristiques des

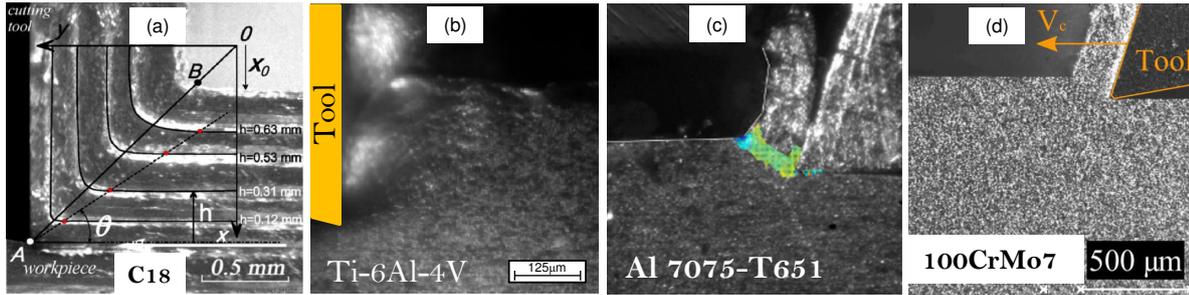


FIGURE 1.15 – Quelques exemples des images obtenues par les différents dispositifs mis en place par (a) List et al. [List 2013] (b) Pottier et al. [Pottier 2014a] (c) Zhang et al. [Zhang 2016b] (d) Baizeau et al. [Baizeau 2017]

dispositifs optiques utilisés sont eux, à chaque fois, bien différents et sont synthétisés dans le tableau 1.2. Il convient dès lors de détailler les éléments de compromis établis par chaque auteur. Les paragraphes suivants tentent de synthétiser ces éléments.

**Paramètres de coupe :** les vitesses de coupe sont variées sur une plage très vaste allant de  $0.001 \text{ m.min}^{-1}$  sur un composite CFRP [Blanchet 2015] jusqu'à  $3600 \text{ m.min}^{-1}$  sur l'acier dur 42CrMo4 [List 2013]. On constate que de nombreux auteurs utilisent des vitesses de coupe très éloignées de celles communément retenues dans l'industrie. Les avances sont, quant à elles, modifiées sur une plage très étendue comme le montre le tableau 1.2. Elles sont généralement choisies arbitrairement afin d'avoir un bon compromis entre la résolution spatiale et le grandissement.

**Zones observées :** malgré la variation importante en terme de résolution ( $\mu\text{m}/\text{px}$ ), il apparaît que la zone observée reste toujours de l'ordre de quelques millimètres carrés, qui sont obtenus grâce à des systèmes grossissants comme la microscopie optique. La zone d'intérêt reste toujours aux alentours de la pointe de l'outil, couvrant principalement la zone de cisaillement primaire et la zone de cisaillement secondaire. Toutefois, la zone de cisaillement tertiaire où la nouvelle surface est générée, est rarement observée sauf dans le cadre du travail de Baizeau *et al.* [Baizeau 2017].

**Texturation de surface :** plusieurs méthodes de préparation sont mises en place afin de pouvoir suivre minutieusement l'écoulement de la matière. Elles reposent souvent sur une préparation métallographique par polissage très fin pour révéler la microstructure ou par un polissage grossier afin d'augmenter la rugosité de surface. Récemment, la technique de microbillage est utilisée pour texturer la surface. Baizeau *et al.* [Baizeau 2017] montrent qu'une texturation par microbillage aléatoire donne une incertitude de corrélation homogène sur l'ensemble d'image contrairement à une texture menée par polissage et attaque chimique. Cependant, le grandissement de l'objectif et le diamètre des billes du micro-grenaillage doit être optimisé pour avoir une bonne taille du motif à suivre dans la corrélation.

On ne trouve que trois études où un mouchetis est déposé sur la surface de la pièce [Ebenezer 2009, Blanchet 2015, Moulart 2015]. Les auteurs adoptent généralement des

vitesse de coupe très faibles pour éviter l'effet thermique sur le mouchetis. Dans le cadre d'une coupe à chaud ( $T > 1000^{\circ}C$ ) d'un échantillon en Fonte GS, Moulart *et al.* [Moulart 2015] emploient un mouchetis de dioxyde de titane résistant à haute température. Finalement, il semble que le caractère thermomécanique incite les auteurs à migrer vers d'autres alternatives, sans dépôt, comme celles présentées précédemment.

**Temps d'exposition  $t_i$  :** ce paramètre est tributaire de la puissance de l'éclairage. Plus cette dernière est importante plus le  $t_i$  peut être diminué et donc permettre de visualiser des phénomènes rapides (forte vitesse de coupe). Il est à noter que les caméras rapides présentent une limite physique à ce paramètre généralement de l'ordre de la  $\mu s$ . Cependant, certains auteurs parviennent à s'affranchir de cette limite par l'utilisation d'éclairages pulsés. Le temps d'éclairement est alors inférieur au temps d'intégration. Par exemple, Hijazi [Hijazi 2008] et Baizeau [Baizeau 2017], n'éclaire la scène que sur une portion du temps d'intégration, parvenant ainsi à une valeur effective de celui-ci inférieure à la microseconde.

**Problématique d'éclairage :** la gestion de l'éclairage dans l'observation in-situ en coupe revient à concentrer la puissance d'éclairage sur une zone sub-millimétrique et de manière homogène. Il convient dès lors de raisonner en terme de *Lux* et non plus de *Lumen*. Ces deux dernières unités sont reliées par l'équation 1.3.

$$1lx = 1 \frac{lm}{m^2} \quad (1.3)$$

D'après cette relation, on comprend aisément qu'une source très puissante ne conduit pas forcément à un bon éclairage si le flux lumineux de sortie n'est pas bien focalisé. De plus, les pertes liées à la taille de la source et à son angle d'incidence impactent de manière importante son efficacité. On peut montrer à travers la relation 1.3, qu'une source halogène d'une puissance nette de 3200 *lm* projetée sur une surface circulaire de diamètre 10 *mm* a quasiment le même éclairage qu'une source de 500 *lm* bien focalisée sur un disque de 4 *mm* de diamètre. Par conséquent, il est clairement perceptible que le paramètre clé n'est pas forcément la puissance fournie, mais plutôt l'éclairage en lux *lx*. Plusieurs alternatives pour répondre à cette problématique ont été proposées :

- Augmentation de la puissance de la source : il s'agit de choisir des sources plus puissantes. En revanche, la taille de l'appareil ainsi que l'encombrement jouent un rôle déterminant sur ce choix. De plus, l'existence d'une telle source puissante doit justifier son prix. Il est possible de s'orienter vers des sources LEDs mais leurs faibles puissances 1*Klm* constituent un réel frein dans leurs utilisations.
- Multiplication des sources : c'est une solution intéressante mais elle nécessite la juxtaposition de plusieurs sources à la fois. Ceci permet de multiplier les angles d'incidence et, par la suite, homogénéiser le champ d'éclairage. Baizeau *et al.* [Baizeau 2017] conçoivent un système d'éclairage continu basé sur 6 LEDs de puissance focalisées (20W). La focalisation de cette source est effectuée grâce à des fibres optiques en verre suspendu sur une bague de focalisation éclairant, en continu, la zone d'intérêt.

- Focalisation du flux sortant : c'est la piste la plus intéressante mais elle est délicate d'un point de vue expérimental. La solution repose sur l'utilisation d'une lentille asphérique positionnée à quelques millimètres de la scène afin de focaliser d'avantage sur la zone d'intérêt.
- Diminuer les pertes : ceci revient à limiter le nombre de systèmes optiques dans le dispositif de transmission de l'éclairage comme les fibres optiques, les miroirs, les splitter, les lentilles...

Afin de s'affranchir de la problématique d'éclairage, plusieurs auteurs font appel à une intensification électronique de niveau de charge des pixels [Hijazi 2008, Srinivasan 2010]. L'emploi de ce paramètre artificiel engendre une amplification du niveau de bruit dans les images, ce qui constitue une véritable source de disparité sur les informations en sortie. Toutefois, il est très délicat de juger l'utilisation de cet artifice, étant donné qu'aucune étude de sensibilité sur l'effet de cette intensification électronique des signaux sur l'image finale n'a été mise en place. On peut noter cependant que plusieurs auteurs ont montrés l'effet très négatif du bruit sur les mesures de déplacement par DIC [Bornert 2009]

### Synthèse sur la mesure de champ

Nous avons détaillé au travers de cette section les différentes techniques utilisées pour aboutir à des images sub-millimétriques de la zone de formation copeau. Elles nous renseignent par ailleurs sur les paramètres à maîtriser et surtout sur les interactions importantes entre eux. Il est en revanche délicat d'extraire de cette revue bibliographique des informations claires permettant de contourner ces interactions. Néanmoins, il est possible de d'identifier leurs influences sur la qualité des images obtenues.

On constate donc que la mise en place de dispositifs d'observation de la formation du copeau dans un procédé aussi complexe est extrêmement délicate. Les paramètres de coupe, les paramètres optiques (résolution spatiale, temps d'intégration, fréquence d'acquisition...) ainsi que la problématique d'éclairage apparaissent comme des paramètres fondamentaux gouvernant les mesures in-situ de grandeurs cinématiques. Par ailleurs, comme nous le verrons dans la section suivante, ces problématiques sont toutes aussi critiques lorsqu'il s'agit d'effectuer des mesures de champs thermiques en coupe.

Références	Matériau	f mm	Vc $m \cdot \text{min}^{-1}$	Marquage	Champ de vision ( $mm^2$ )	Grossi- ssement	Résolution ( $\mu m/px$ )	Exposition ( $\mu s$ )
[Childs 1971]	Laiton	NS	$0.25e^{-3}$	Microstructure	NS	X25	NS	2
[Sutter 2005a]	C18	0.02 – 0.65	1020 → 3600	Microstructure	NS	X5	NS	NS
[Lee 2006]	Cuivre	0.1	0.6	Microstructure	$16.5 \times 16.5$	X3	3.3	$4e^3$
[Pujana 2008]	42CrMo4	0.2 – 0.3	150 → 300	Microstructure	$1 \times 1$	X12	NS	1
[Ghadbeigi 2008]	AA5182	0.5	2.5	Microstructure	$1 \times 1$	NS	NS	NS
[Hijazi 2008]	C45	0.15	200	Rugosité	$0.35 \times 0.25$	X23	0.27	$5e^{-3}$
[Ebenezer 2009]	6061-T6	0.1	0.6	mouchetis	$2.1 \times 2.1$	X3	8.2	NS
[Srinivasan 2010]	Ti-6Al-4V	0.1	30	Rugosité	$0.472 \times 0.35$	X18.9	0.3445	$5e^{-3}$
[Arriola 2011]	42CrMo4	0.1	30	Rugosité	NS	X15	NS	1.76
[Guo 2012]	Ti-Mg	0.2	0.6	Rugosité	$1.4 \times 1.4$	NS	1.4	NS
[List 2013]	C18	0.63	1020	Lignes	$3.5 \times 3.5$	X10	1.8	NS
[Pottier 2014a]	Ti-6Al-4V	0.25	$6 \rightarrow 10$	Microstructure	$0.65 \times 0.6$	X35	1.65	6.6
[Moulart 2015]	Fonte GS	15	36	Mouchetis	$5 \times 5$	NS	5	NS
[Blanchet 2015]	CFRP	0.1 → 0.3	0.001	Mouchetis	NC	$X20.e^3$	3	NC
[Cai 2015]	Cuivre	0.1 → 0.25	$6e^{-4}$	Microstructure	$1 \times 1$	NS	1	NS
[Barelli 2016]	Ti-6Al-4V	0.1	$50 \rightarrow 80$	Microstructure	$5.12 \times 5.12$	X100	5	333
[Zhang 2016b]	7075-T651	0.1 – 0.15	$0.35 - 0.5$	$\mu$ -Billage	$1.6 \times 0.9$	X12	0.875	NS
[Baizeau 2017]	100CrMo7	0.05 – 0.15	90	$\mu$ -Billage	$16.6 \times 14$	X10	0.66	0.12

Tableau 1.2 – Liste non exhaustive des travaux destinés à l'observation *in-situ* de coupe avec les conditions mises en jeu (NS : Non spécifié)

### 1.6.2 Mesure du champ thermique

La problématique de mesure de température en usinage n'est pas récente et de nombreux auteurs ont déjà élaboré des systèmes appropriés visant à traiter ces aspects. Dans la suite, nous détaillerons les dispositifs mis en œuvre visant déterminer ce phénomène ainsi que les problématiques de calibration qui y sont associées.

#### Thermographie en coupe

Dès 1961, un dispositif photographique destiné à la mesure de la température en coupe orthogonale a été mis en place par Boothroyd [Boothroyd 1961]. Un filtre a été déposé en amont de l'optique de la caméra afin de réfléchir la partie visible du rayonnement infrarouge ( $\lambda < 0.7\mu m$ ). L'outil et la pièce sont revêtus de noir de fumée afin d'obtenir une émissivité proche de 1 et de s'affranchir de cette problématique. Des photos avec un grossissement  $\times 100$ , sur des plaques photographiques ont été prises pour une vitesse de coupe de  $33.8 m.min^{-1}$ .

De plus, des thermocouples ont été installés sur l'outil de coupe pour la calibration. Finalement, connaissant la température des thermocouples (visibles sur les clichés) ainsi que la densité optique (l'absorbance) des plaques photographiques, il est possible de remonter à un champ complet des trois corps antagonistes. L'auteur confirme la bonne corrélation des résultats thermiques avec les travaux analytiques conduits par [Rapier 1954]. Bien que cette première expérience repose sur d'anciennes technologies, elle met en évidence les principaux facteurs liés à l'observation d'un champ thermique, à savoir le dispositif d'observation avec la gamme spectrale qui convient, la technique de calibration et les grandeurs mises en jeu pour la résolution spatiale et temporelle.

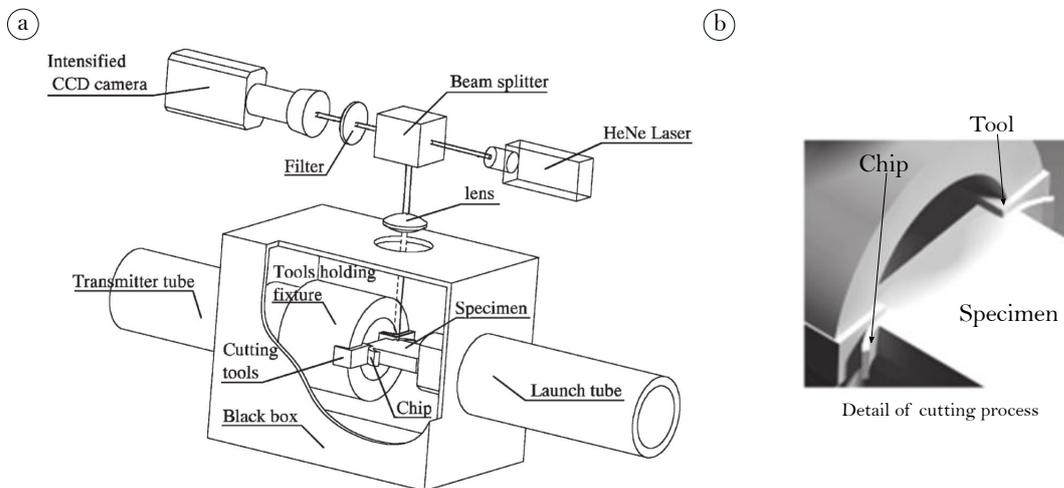


FIGURE 1.16 – Dispositif de Barre de Hopkinson adapté à la coupe orthogonale instrumenté : (a) Schéma de principe du dispositif (b) Vue en détail de processus [Sutter 2003]

Plusieurs autres dispositifs ont été mis en place ces dernières années. C'est le cas de Sutter [Sutter 2003], qui a développé sur un dispositif de barre de Hopkinson adapté à la coupe orthogonale deux lignes optiques pour le contrôle d'alignement du système et la mesure du champ thermique (Figure 1.16). La mesure thermique se fait par le biais d'une

caméra rapide CCD montée derrière un filtre passe-haut (longueur d'onde de coupure  $>0.8 \mu m$ ). Les vitesses de coupe ont été variées de 20 à  $45 m.s^{-1}$  pour un temps d'exposition de  $64 \mu s$  en full frame ( $1024 \times 1024 pix$ ). Sur le même principe, Kazban *et al.* [Kazban 2008] réalisent un montage optique, sur un dispositif en coupe orthogonale intégré dans une barre de Hopkinson (Figure 1.16). Contrairement au système de Sutter [Sutter 2003], l'outil est en mouvement par rapport à la pièce (Figure 1.17.a). Le système repose sur des lignes optiques et des miroirs qui assurent le cheminement du rayonnement émis par la scène vers une matrice HgCdTe (MCT). Cette nouvelle technologie de capteurs couvre une large bande spectrale infrarouge. Une fenêtre en Saphir est ajoutée comme une première lame séparatrice de longueur d'onde ( $1-5 \mu m$ ) et sert aussi de protection à la barette pyroélectrique utilisée (Figure 1.17.b). Toutefois, le rayonnement optique est contrôlé par un disque de hachage, déterminant ainsi le temps d'intégration du système.

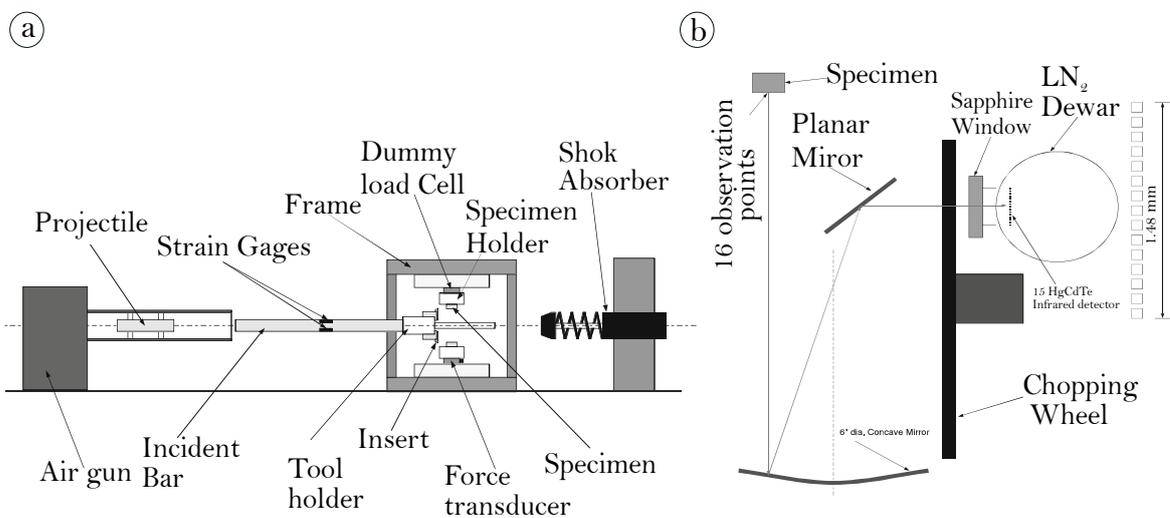


FIGURE 1.17 – Dispositif de Barre de Hopkinson adapté à la coupe orthogonale instrumentée : (a) Schéma de principe du dispositif (b) Schéma de principe du système optique utilisé pour l'observation [Kazban 2008]

Un microscope spécifique dédié à la mesure du champ thermique en coupe a été développé par Davies *et al.* [Davies 2005]. Il est basé sur un système d'imagerie rapide et un objectif réflectif  $\times 15$  attaché au tube de microscope. Des mesures ont été faites pendant l'usinage d'un acier C45 pour des vitesses atteignant  $605 m.min^{-1}$  pour des longueurs d'onde comprises entre 3 et  $5 \mu m$ . En s'intéressant à l'outil (qui est fixe), les auteurs obtiennent des images nettes ( $320 \times 256 pix$ ) quelle que soit la vitesse de coupe.

Alors que la plupart des chercheurs se focalisent sur la face latérale pour accéder à la température de la zone de coupe, Heigel *et al.* [Heigel 2017] proposent un chemin optique différent. À travers un outil transparent (YAG : yttrium aluminum garnet), il est possible de réfléchir le rayonnement émis par le processus vers le capteur de la caméra via un miroir intégré au porte plaquette comme indiqué dans la figure 1.19.a. Pour une fréquence d'acquisition de 700 Hz avec un temps d'intégration de  $10 \mu s$ , des cartographies des radiations thermiques ( $160 \times 120 pix$ ) de la zone de coupe d'un alliage Ti-6Al-4V sont obtenues et pour des vitesses de coupes qui montent jusqu'à  $100 m.min^{-1}$ . Les auteurs soulignent la difficulté inhérente à la calibration d'un tel système et se sont donc limités à la mesure de la température apparente (intensité des radiations).

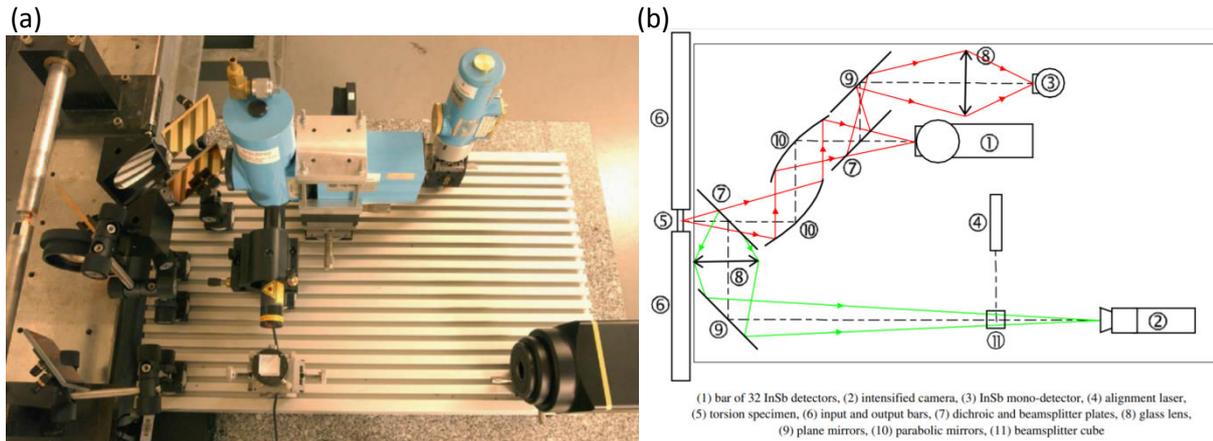


FIGURE 1.18 – *Dispositif optique réalisé par Ranc et al. pour la mesure de champ thermique : (a) Vue générale du système (b) Schéma de principe [Ranc 2008]*

Ranc *et al.* [Ranc 2008] réalisent des observations in-situ des bandes de cisaillement adiabatique pendant un essai de torsion dynamique d'une éprouvette cylindrique en Ti-6Al-4V. Les auteurs emploient un dispositif optique composé de deux parties pour mesurer les champs de température. Destinée aux températures basses ( $50^{\circ}\text{C} - 300^{\circ}\text{C}$ ), la première partie se base sur un système pyrométrique composé de 32 détecteurs InSb et de deux miroirs paraboliques pour s'affranchir des aberrations chromatiques et géométriques. La deuxième partie est destinée aux températures élevées  $800^{\circ}\text{C} - 1600^{\circ}\text{C}$ . Elle repose sur l'utilisation d'une caméra rapide CCD équipée d'un système optique pour assurer un grandissement  $\times 5$ . Compte tenu de la rapidité du phénomène, le déclenchement de la caméra CCD est donné par un détecteur InSb permettant, ainsi, de détecter l'augmentation importante de la température.

De nombreux autres travaux ont été menés afin d'affiner l'extraction de la température dans le cadre de la coupe. Plusieurs auteurs ont instrumenté leurs machines de coupe par caméra thermique suivant des approches similaires à celles évoquées précédemment. Ainsi, des relevés thermiques ont été obtenus dans la zone de coupe entre autres par [Jaspers 1998, MSaoubi 2002, Dinc 2008, Liljerehn 2009, MSaoubi 2011, Valiorgue 2013, Artozoul 2014, Arrazola 2015].

Les dispositifs proposés par ces auteurs reflètent les différentes manières permettant d'accéder au champ de température durant la coupe. Ceux-ci se distinguent par la technologie des capteurs, sa méthode de calibration, le temps d'intégration ainsi que par la gamme des vitesses de coupe accessibles. Une liste non exhaustive de ces travaux est présentée dans le tableau 1.3.

Au regard des travaux exposés dans le tableau 1.3, on constate que les auteurs obtiennent généralement des mesures globales. En effet, les vitesses de coupe employées conduisent à une forte convolution temporelle et donc à l'obtention d'images floues. Par ailleurs, seuls les travaux de l'équipe NIST [Arriola 2011, Heigel 2017] conduisent à obtenir un grandissement suffisant pour espérer s'intéresser aux mécanismes de formation du copeau.

Quelle que soit la configuration retenue, l'utilisation de caméras pour les mesures ther-

Références	Matériau	$\epsilon$	Équipement	$t_i$ ( $\mu s$ )	Calibration	Vc
[Heigel 2017]	Ti-6Al-4V	-	IR-Camera ( $3.9\mu m$ )	10	CN	100
[Arrazola 2015]	WC-Co	0.4	IR-Insb ( $3 - 5\mu m$ )	200	Four + NUC	75
[Artozoul 2014]	WC-Co	négligé	Flir sc 7000 ( $3 - 5\mu m$ )	-	-	250
[Valiorgue 2013]	316L	$\epsilon(T)$	IR Flir ( $3.4 - 5\mu m$ )	-	CN	120
[MSaoubi 2011]	GC425 GC0205	0.615 0.584	CCD IR ( $0.8 - 1.1\mu m$ )	-	CN + Four	220
[Liljerehn 2009]	C45 316L	0.386	IR-CCD ( $3.4 - 5\mu m$ )	$20 \cdot 10^3$	CN + Four	200
[Kazban 2008]	Alum 6061-T6	-	Capteurs HgCdTe ( $3.9\mu m$ )	250	Thermo -couple	100
[Ranc 2005]	XC18	0.4	CCD ( $0.4 - 0.9\mu m$ )	150	CN	1800
[Sutter 2003]	42CD4	0.1	CCD + filtre ( $0.8\mu m$ )	64	CN	1800

CN : Corps Noir, Vc : Vitesse de coupe en  $m.min^{-1}$ ,  $\epsilon$  : émissivité,  $t_i$  : Temps d'intégration

Tableau 1.3 – *Liste non exhaustive des travaux destinés à la mesure de la température par méthode optique dans le cadre de la coupe orthogonale*

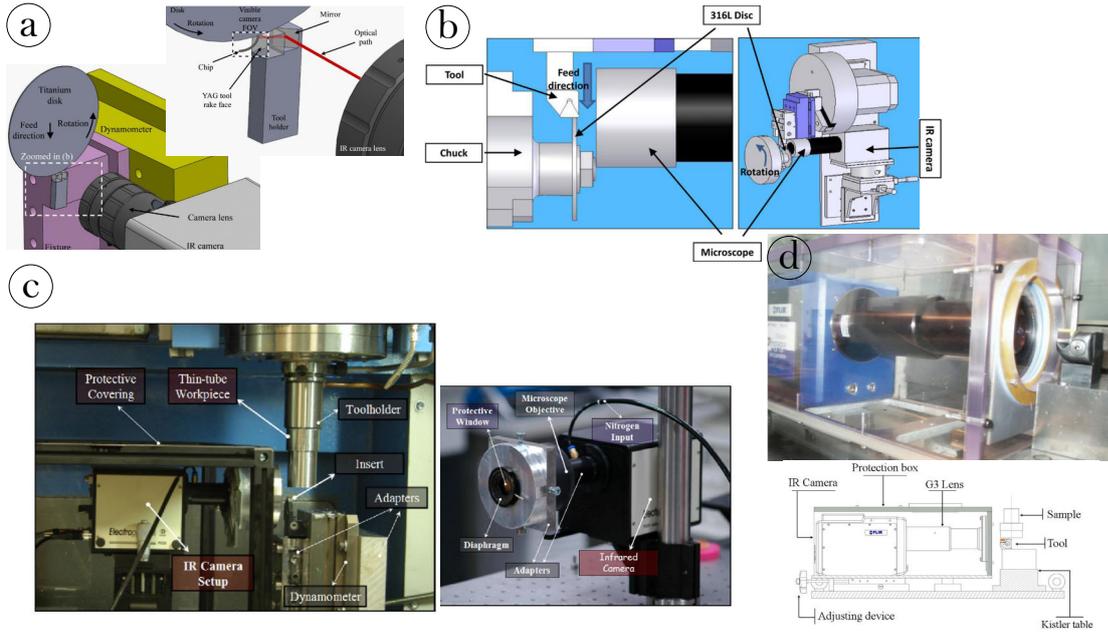


FIGURE 1.19 – Quelques montages spéciaux en coupe orthogonale instrumentés par des caméras infrarouges : (a) montage de Heigel et al. [Heigel 2017], (b) montage de Valiorgue et al. [Valiorgue 2013], (c) montage de Dinc et al. [Dinc 2008], (d) montage d’Artozoul et al. [Artozoul 2014]

miques nécessite des calibrations spécifiques. Pour des caméras rapides munies de filtres infrarouges, une seule calibration est nécessaire pour convertir les intensités électriques à des valeurs en température. Par contre pour les caméras thermiques, une procédure d’homogénéisation des pixels (NUC : Non Uniformity Correction) est primordiale avant convertir les intensités électriques en température. Nous détaillerons dans les prochains paragraphes ces notions.

### Problématique d’émissivité

La plupart des caméras infrarouges sont dotées d’une matrice CMOS de pixels sensibles aux rayonnements électromagnétiques. Pour un temps d’intégration donné, le rayonnement reçu est donc quantifié par chaque pixel et codé numériquement en Digital Level (DL) (généralement sur 14 Bits). Cette valeur est donc représentative du rayonnement reçu depuis la surface et elle fait intervenir plusieurs facteurs comme la température et l’émissivité de la surface. Gaussorgues [Gaussorgues 1994] décrit l’intensité des radiations perçues  $\Psi_p$ , provenant d’un corps opaque, en chaque point, par l’équation 1.4.

$$\begin{cases} \Psi_p = \varepsilon_{ep} \Phi_{emission} + (1 - \varepsilon_{ep}) \Phi_{reflexion} \\ \Phi_{emission} = \sigma_{sb} \cdot T_e^4 \\ \Phi_{reflexion} \simeq \sum \sigma_{sb} \cdot \varepsilon_{ep} \cdot T_{ext}^4 \end{cases} \quad (1.4)$$

Le premier terme représente les émissions de l’éprouvette. Il fait intervenir à la fois l’émissivité de la surface de l’échantillon  $\varepsilon_{ep}$ , l’excitance spectrale ou la puissance rayonnée par unité d’aire, sur les longueurs d’ondes de la bande passante de la caméra et pour une

surface à la température  $T_e$ . Le second terme décrit les rayonnements de tout ce qui entoure la scène imagée. Il est fonction de la constante de Stefan-Boltzman et aussi de la contribution des radiations de l'environnement se reflétant dans la surface  $\Phi_{reflexion}$ . Toutefois, si l'émissivité est quantifiée proche de l'unité, il est possible de négliger le deuxième terme.

Afin d'obtenir une mesure fiable, l'émissivité de l'objet doit donc être connue avec la précision la plus grande possible. En l'absence de données fiables sur cette variable, deux techniques permettent de résoudre le problème posé par l'équation 1.4 : i) recouvrir les corps mis en jeu de peinture noire ou de noir de fumée pour avoir une émissivité proche de l'unité et négliger le deuxième terme de l'équation 1.4 comme dans les travaux de Boothroyd [Boothroyd 1961] ; ii) travailler en différence de température  $\theta = T - T_0$  en considérant que le flux réfléchitif est identique aux instants  $t_0$  et  $t$  [Chrysochoos 2000].

Basés sur une mesure monochromatique, les travaux de Sutter *et al.* [Sutter 2003] ont montré, sur un échantillon en acier 42CrMo4, que pour une longueur d'onde dans le domaine proche infrarouge ( $\lambda \simeq 0.8$ ), l'erreur liée à l'émissivité s'avère négligeable et ils l'évaluent à 8% pour une température de 1000°C. Lors d'une calibration directe à l'aide d'une caméra Flir ( $3 - 5\mu m$ ) et sur un outil en carbure de tungstène revêtu, Artozoul [Artozoul 2014] constate qu'aucune influence majeure n'est apportée par l'émissivité et qu'il est possible de la négliger complètement. Msaoubi [MSaoubi 2002] montre, sur un outil de coupe en carbure de tungstène, que pour une plage de températures entre 500 et 1000 °C et pour une bande spectrale passante de ( $0.8 - 1.1\mu m$ ), l'erreur d'émissivité sur la température est de 5.5%. Cette modeste variation dans le domaine infrarouge a incité l'auteur à la négliger. On constate donc que de nombreux auteurs négligent l'influence de l'émissivité.

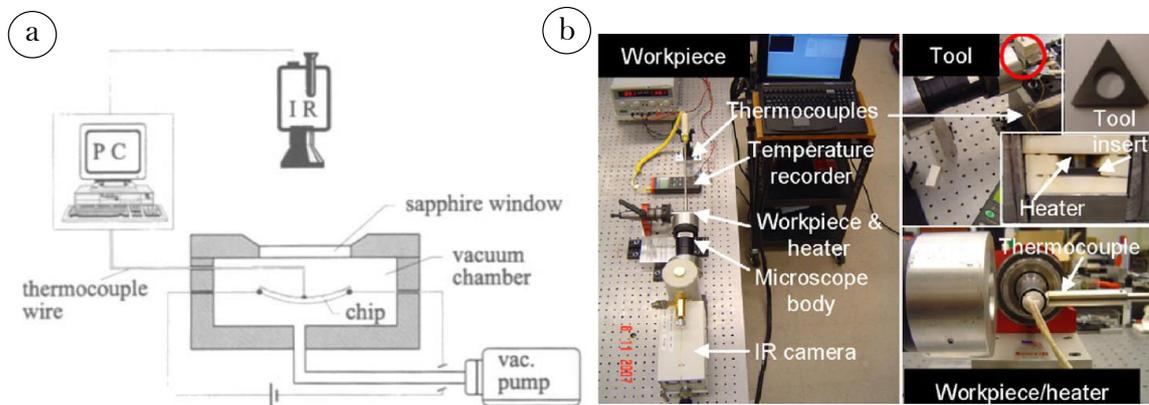


FIGURE 1.20 – Montages spéciaux pour la calibration des caméras infrarouges : (a) montage de Jaspers *et al.* [Jaspers 1998], (b) montage de Davies [Davies 2005]

En revanche, Jaspers *et al.* [Jaspers 1998] mènent des calibrations directes sur des copeaux en C45 en utilisant un dispositif basé sur une chambre sous vide et vitrée en saphir (Figure 1.20.a). Un chauffage spécifique du copeau est réalisé dans un four et sous un contrôle par thermocouple de type-K. Pour éviter toute source d'oxydation, un système de motopompe a été prévu permettant d'absorber l'air de la chambre. A chaque température, la caméra est focalisée sur la jonction copeau-thermocouple afin de mesurer l'intensité des radiations émises. Sur le même principe, Msaoubi [MSaoubi 2011] mène

une comparaison entre des mesures sur un corps noir et des mesures directes réalisées sur des outils de coupe (GC4025-PM & GC2025-MM) chauffés dans un four sous vide. L’auteur souligne que la méthode du corps noir sous-estime la température vraie par rapport à la méthode directe. Ces constatations sont en accord avec les travaux de Liljerehn [Liljerehn 2009]. Deux méthodes sont proposées par Müller [Müller-Hummel 1995], une calibration classique sur un corps noir et une autre basée sur un chauffage du copeau sous vide. L’auteur met l’accent sur les difficultés rencontrées dans la mise au point de la deuxième méthode. Un système de calibration spécifique a été mis en place par Davies *et al.* [Davies 2005] et utilisé par Arrazola [Arrazola 2008] sur un acier 42CrMo4 (Figure 1.20.b). Le système repose sur un tube en acier (l’échantillon) ajusté dans un dispositif de chauffage tubulaire. L’idée, est de garantir le maximum de contact entre les deux tubes afin d’assurer une homogénéisation de la température dans l’échantillon dont la température est contrôlée par un thermocouple. Toutefois, aucun système de contrôle de l’atmosphère pendant le processus n’est prévu.

L’expérience proposée par Valiorgue [Valiorgue 2013] permet de s’affranchir des problématiques d’oxydation du copeau en température par l’ajout d’un système de contrôle d’atmosphère par azote. L’auteur montre la capacité de ce dispositif à déterminer l’émissivité en fonction de la température.

### Synthèse sur la mesure de champs thermiques en coupe

Nous avons détaillé, dans cette section, les dispositifs dédiés à la mesure de champs thermiques en coupe. Ceux-ci peuvent se distinguer par leurs caractéristiques en termes de bande spectrale, de fréquence d’acquisition ainsi que du temps d’intégration. Cet état de l’art a tout d’abord mis en évidence le manque réel de connaissances quant à l’émissivité en fonction de la température et de la longueur d’onde. Les travaux de recherche présentés adoptent généralement une approche visant à estimer cette variable puis à négliger son influence. L’introduction de cette grandeur dans la conversion flux perçu/température vraie impose une attention particulière à l’évaluation de cette grandeur.

Finalement, il est intéressant de mentionner l’importance des informations fournies par cette technique notamment en termes de discrétisation spatiale. Les performances atteintes sont indiscutablement meilleures que celles obtenues par les moyens de mesure globale cités précédemment (thermocouple). Comme on a pu le constater dans cette revue bibliographique, l’incertitude de mesure est fortement tributaire de la gamme spectrale de la caméra, de sa calibration, et de la qualité de l’évaluation de l’émissivité.

Malgré les difficultés exposées précédemment, et la richesse d’informations données par les méthodes optiques en terme de champ de température et déplacement (i.e, déformation, vitesse de déformation...) combinée au caractère thermomécanique couplé du procédé, quelques travaux se sont focalisés sur une double observation ou une observation couplée afin d’extraire le maximum d’informations. Il font l’objet de la section suivante.

### 1.6.3 Mesures simultanées

Nous avons vu précédemment l’intérêt des mesures cinématiques ainsi que thermiques. Cependant très peu d’études ont abouti à des mesures simultanées de ces deux grandeurs en coupe. Il est utile de rappeler que la validation de modèles numériques peut se faire via

chacune de ces informations mais est renforcée si les mesures expérimentales contiennent à la fois la déformation et la température.

Dans le cadre des procédés thermomécaniques comme l'usinage, il est de la plus grande importance d'identifier les déplacements locaux de chaque point physique de la matière et de prendre en compte l'auto-échauffement ainsi que sa cinétique. La mesure couplée des grandeurs thermiques et cinématiques permet d'introduire une dimension plus physique dans la compréhension des mécanismes d'enlèvement de la matière dans ce procédé fortement couplé.

Plusieurs alternatives ont été proposées ces dernières décennies pour faire face à ce verrou scientifique.

Les mesures de champs cinématiques et thermiques ont été initialement appliquées sur quelques essais de caractérisation mécanique (traction, traction-cisaillée, cisaillement...) par plusieurs chercheurs [Pieczyska 2006, Chrysochoos 2008, Louche 2012] dont certains en très grandes déformations [Martinez 2014]. En supposant que l'épaisseur est faible devant les autres dimensions de l'échantillon, il est judicieux de se ramener sous l'hypothèse des contraintes planes et de supposer que les déplacements ainsi que la température sont constants dans l'épaisseur. Ainsi, on peut dissocier les deux techniques de mesure et effectuer chaque mesure sur une face. Néanmoins, les auteurs exposent plusieurs difficultés pendant le recalage spatio-temporel qui sont liées à la différence entre les systèmes d'imagerie. Cependant, cette approximation s'avère plus discutable dans le cadre de la coupe puisque l'épaisseur du copeau est généralement inférieure à sa largeur.

Les travaux de Zhang *et al.* [Zhang 2016a] sur la mesure de champs cinématique et thermique en coupe reposent sur le principe décrit précédemment. Lors de l'usinage du Ti-6Al-4V, l'auteur adopte les hypothèses de déformations et des contraintes planes sur un copeau festonné malgré le rapport important entre l'avance (0.3 mm) et l'épaisseur coupée (2.5 mm). En effectuant les deux mesures sur des faces opposées, ils associent chaque point de deux côtés de copeau, et décrivent l'écoulement de la matière par une loi de type Johnson-Cook [Johnson 1983].

Afin d'assurer des mesures thermiques et cinématiques couplées, Orteu *et al.* [Orteu 2008] utilisent deux caméras identiques. Cette technique permet de s'affranchir de plusieurs problématiques liées à la différence des mesures (recalage spatio-temporel plus simple). Les auteurs utilisent deux caméras CCD SONY avec la même résolution spatiale  $4.65\mu\text{m}/\text{pix}$ , la même fréquence d'acquisition ainsi que le même temps d'intégration. Selon eux, il est possible de remonter simultanément à la forme, aux déplacements, et à l'intensité des radiations par stéréo-corrélation. La pièce est initialement à moitié recouverte de mouchetis alors que l'autre côté est homogène et de couleur noire. Ainsi, à travers les propriétés statistiques du mouchetis, il est possible de déterminer pour chaque pixel de l'image gauche son associé de l'image droite et de calculer la disparité, par triangulation, entre les deux images. De plus, les mesures thermiques ont été menées grâce à la sensibilité de la caméra à la bande spectrale proche infrarouge  $0.7 - 1.1\mu\text{m}$ . Néanmoins, comme l'émissivité du revêtement est très variable, cette intensité de radiation ne peut pas être convertie en température réelle de l'objet. Cependant, ce travail démontre l'intérêt de travailler avec un seul type de caméra.

Pour résoudre les difficultés liées à l'association de deux systèmes d'imageries ainsi que les exigences contradictoires en termes du revêtement, Meynadier [Meynadier 2012] propose une description du couplage thermomécanique dans les alliages à mémoire de forme

à travers une mesure directe et simultanée des champs thermiques et cinématiques via une seule caméra. Plutôt que d'essayer de minimiser les hétérogénéités d'émissivité, l'auteur s'est orienté vers leur exploitation. Un mouchetis hétérogène est déposé sur les éprouvettes afin d'avoir suffisamment de contraste sur les images pour les analyses cinématiques. De plus, et puisque les images sont obtenues dans une bande spectrale MWIR, le niveau de gris est forcément dépendant de la température. Dès lors, il est possible de déduire du niveau de gris la température de la surface si la contribution de l'environnement est jugée constante et connue. Par conséquent, l'hypothèse de conservation du flux optique fondamentale à la corrélation d'image n'est plus valide dans ce cas puisque le niveau de gris dépend de la température. En effet, comme le montrent les travaux de Rotrou [Rotrou 2006], il est possible de remonter aux champs cinématique et thermique par une seule caméra CCD. Finalement, les bons résultats trouvés par Meynadier [Maynadier 2012] en terme de champs cinématique et thermique laisse entendre que cette méthode pourrait s'appliquer aux processus thermomécaniques.

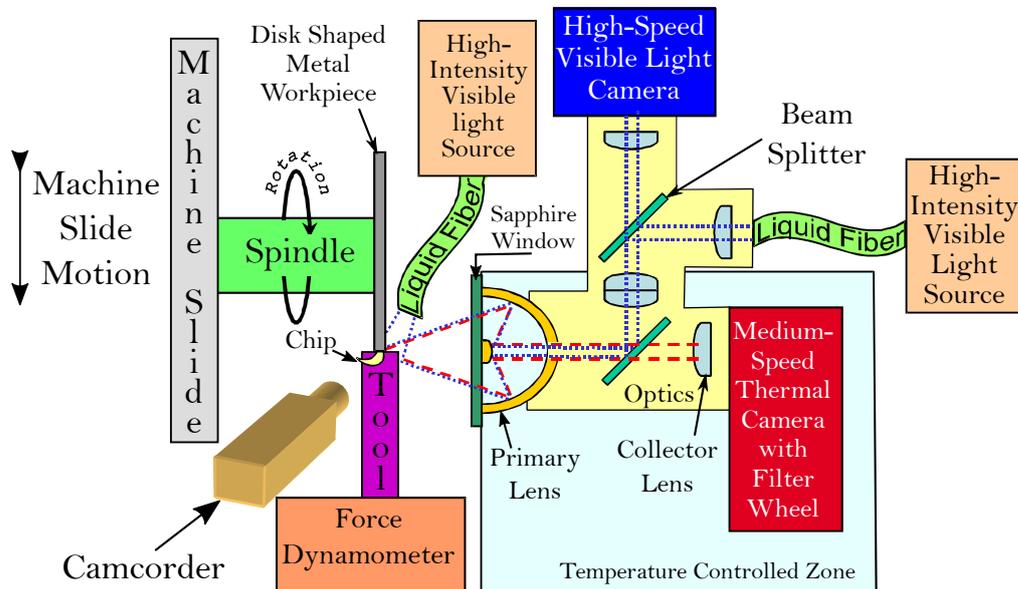


FIGURE 1.21 – Schéma du principe du dispositif mis en place par Whitenton et al. [Whitenton 2010]

Le dispositif MADMACS développé par Whitenton [Whitenton 2010] et l'équipe NIST, a permis de lever un certain nombre de verrous techniques quant à la réalisation de mesures couplées. Cet outil apparaît original et très performant pour répondre à cette problématique. Il s'agit d'un banc d'observation latérale de la coupe orthogonale par thermographie infrarouge et imagerie rapide. L'idée s'avère très simple, mais sa mise en place requiert de larges connaissances tant en optique qu'en conception mécanique. Deux caméras dont une rapide et l'autre infrarouge sont couplées, via des lignes optiques différentes, mais partageant le même objectif microscopique. Les deux lignes observent donc la même scène mais avec leurs propres résolutions spatiale et fréquence d'acquisition. Afin d'assurer un bon éclairage de la scène, deux sources sont prévues. Guidée par une fibre optique, la première source est positionnée à l'extérieur du système optique afin de se focaliser sur la scène. La deuxième source est raccordée à l'intérieur du dispositif via une fibre optique et conduit à un éclairage confocal.

Ligne	Fréquence d'acquisition (fps)	champs de vision (Px)	Temps d'exposition ( $\mu s$ )	Vc ( $m.min^{-1}$ )
Visible	300000	$256 \times 128$	1 → 33	30 → 300
Infrarouge	300	$160 \times 120$	9 → 20	

Tableau 1.4 – *Plage de variation des paramètres optiques et de coupe utilisée par Whitenton [Whitenton 2010]*

Le rayonnement incident issu de la scène traverse une fenêtre en saphir puis entre dans un objectif réflectif de grandissement  $\times 15$ . Un miroir froid est utilisé comme lame séparatrice. En effet, elle assure la réflexion de la gamme des longueurs d'onde visibles  $0.4 - 0.8 \mu m$  et la transmission du reste. Dès lors, on peut raisonner en termes d'une ligne visible et d'une ligne infrarouge. La lumière visible réfléchiée par le miroir froid passe à travers un objectif relais afin de rattraper la différence de longueur entre les deux lignes et garantit la même taille de la zone observée. Cet objectif fait office de lentille de tube et focalise le rayonnement vers le capteur. Ensuite, elle traverse une lame séparatrice R50/T50 avant d'accéder à la matrice du capteur. Bien que cette lame séparatrice soit indispensable à l'utilisation d'un éclairage confocal, on constate que dans le meilleur des cas, seulement 25% de la lumière incidente est effectivement capturée.

La ligne infrarouge est équipée d'une lentille de tube dans un matériau non spécifié par les auteurs. De plus, un système de refroidissement par circulation d'eau froide est employé afin de stabiliser la température des optiques employées dans le système. Grâce au système décrit précédemment, Whitenton [Whitenton 2010] montre qu'il est possible d'obtenir des images d'environ  $1mm^2$  de taille sous différentes conditions. Celles-ci sont résumées dans le tableau 1.4.

Bien que les travaux de Whitenton [Whitenton 2010] reposent principalement sur une mesure couplée par deux caméras indépendantes, il pointe tout de même les éléments clés et les principales difficultés du couplage de deux techniques. En effet, les deux techniques nécessitent, parfois, des éléments totalement contradictoires, ce qui complexifie davantage la tâche. On peut différencier deux types de problématiques : celles liées à la mise en place *expérimentale* et celles liées au post-traitement.

### Difficultés expérimentales

**Éclairage :** la thermographie infrarouge acquiert non seulement les rayonnements émis par la scène en mouvement mais aussi ceux émis par l'environnement, reflétés sur la surface d'intérêt. Dans ce cas, il est nécessaire d'isoler la mesure des sources extérieures. En contradiction avec cette nécessité, les caméras rapides nécessitent un éclairage uniforme et intense pour augmenter la dynamique des niveaux de gris et minimiser le temps d'intégration. Par conséquent, il est nécessaire de connaître la plage de longueurs d'ondes occupée par l'éclairage utilisé. À la lumière de cette problématique, un compromis doit être mis en place. L'utilisation d'une source de lumière froide (des LEDs spécifiques, fibres optiques...) peut permettre de contourner ce problème.

**Problématique de synchronisation :** afin de remonter à une mesure précise et

simultanée en chaque point du champ thermique et cinématique, une synchronisation matérielle des moyens de mesure est nécessaire. Généralement, tous les appareils de mesure sont dotés d'un port *trigger*. De ce fait, il paraît simple de déclencher les deux caméras en même temps via un oscilloscope ou tout autre dispositif électronique ad hoc. Toutefois, il faut garder en tête qu'un rapport de fréquences d'acquisition et un recalage spatial doit se mettre en place, en post-traitement, afin de pouvoir faire une correspondance entre les images. D'après le tableau 1.4, on constate que Whitenton [Whitenton 2010] reçoit une carte thermique pour 1000 images visibles.

**Marquage :** usuellement, la technique de corrélation d'image requiert la capture d'une image qui présente une texturation hétérogène et contrastée, avec une variation très marquée des niveaux de gris. A contrario, les mesures thermographiques imposent une surface homogène de manière à uniformiser et maximiser son émissivité. Cette contradiction entre les deux techniques élimine bon nombre des techniques de marquage exposées dans le tableau 1.2. Il semble qu'aucune étude ne s'intéresse à cette problématique aux petites échelles.

**Encombrement :** Construire un dispositif optique couplé mettant en oeuvre deux systèmes d'imageries ainsi que leurs équipements dédiés en terme d'ordinateurs, éclairage, support du banc... impose la prévision d'un espace raisonnable autour de la machine. Bien que ce ne soit pas mentionné dans les travaux de Whitenton [Whitenton 2010], il semble, via la figure 1.21, que l'organisation du dispositif soit optimisée afin d'assurer le bon déroulement des essais.

### Difficultés en post-traitement des champs

Les problèmes expérimentaux ne reflètent qu'une partie des difficultés liées à cette mesure couplée. La deuxième partie apparaît en post-traitement. Elles sont liées au type d'analyse des images et à la nature discrète des champs.

**Recalage spatio-temporel :** afin d'identifier et d'évaluer en tout point physique les grandeurs d'intérêt (température, déplacement, déformation, vitesse de déformation ..), un recalage spatio-temporel est nécessaire. Si le recalage temporel peut être contourné par un signal électrique (généralement TTL) imposé par un dispositif approprié, le recalage spatial doit être corrigé en post-traitement. En effet, il est la conséquence de plusieurs facteurs qui proviennent d'origines différentes :

- La différence de longueur entre les lignes visible et infrarouge
- Le fenêtrage des caméras et la taille des pixels
- Les distorsions optiques
- La propre discrétisation des champs mesurés

Par conséquent, cette tâche ne repose pas uniquement sur une translation de l'image mais aussi sur des interpolations sub-pixels et inter-images, ce qui dégrade l'information obtenue. Le choix des caméras s'avère crucial pour protéger la qualité d'information.

**Gestion des formulations :** la description des champs cinématiques repose sur une identification des motifs déformés par rapport à leurs configurations de référence ou par

rapport à son état précédent (calcul incrémental) [Vacher 1999, Avril 2004, Hild 2006]. Il s'agit alors d'une formulation lagrangienne où un point de mesure suit le déplacement (i.e la déformation) d'un point physique. En revanche, le champ de température, quant à lui, est délivré sur la configuration courante. En effet, le point physique se déplace à travers l'image et il est très difficile de l'identifier. Le dialogue entre les deux configurations repose sur d'importants développements en post-traitement [Sakagami 2008, Pottier 2009], notamment dans le cas de grande déformations.

**Dérivations des champs :** le calcul des déformations ou des puissances thermo-mécaniques requiert une dérivation spatiale des champs mesurés. Concernant les champs cinématiques, l'obtention de mesures bruitées de déplacement est à l'origine de nombreux travaux dans cette direction. On peut citer l'utilisation de corrélation dite globale [Grediac 2012] ou encore de techniques de lissage de champs [Delpueyo 2011]. Concernant les champs thermiques, plusieurs alternatives numériques ont été proposées comme celles de Chrysochoos & Louche [Chrysochoos 2000].

Aujourd'hui, grâce aux performances optiques et technologiques accrues, les études portant sur les mesures in-situ et simultanée du champ thermique et cinématique sont de plus en plus nombreuses. Ainsi, il est tout à fait possible d'imaginer d'autres alternatives originales menant à une résolution plus simple de ce problème. Leur mise en place repose non seulement sur les moyens mis à disposition mais aussi sur un développement numérique minutieux en post-traitement.

## 1.7 Synthèse bibliographique

Dans cette revue bibliographie, nous avons traité les différents points qui interviennent dans le processus de formation du copeau. Celle-ci est passée, tout d'abord, par une présentation de la problématique de l'usinabilité du Ti-6Al-4V puis par la définition de la coupe orthogonale ainsi que ses différentes zones de coupe. Le processus de formation de copeau, dans un deuxième temps, a été détaillé afin de pouvoir identifier les verrous scientifiques à lever concernant ce processus. La deuxième partie de cette revue bibliographique s'est focalisée, plutôt, sur les mesures in-situ en usinage. Ces techniques ont été divisées selon deux groupes. La première catégorie a regroupé les outils communément utilisés lors de l'investigation de la formation de copeau, éventuellement les outils de mesure des efforts, de la température ainsi que les appareillages classiques d'analyse métallurgique post-mortem (MEB..). Malgré leur diversité, il est clairement perceptible que les mesures des paramètres macroscopiques sont largement maîtrisées et faciles à mettre en œuvre. Néanmoins, il apparaît qu'ils sont insuffisants pour décrire les phénomènes physiques dans la coupe et surtout insuffisants pour valider/discriminer des modèles de comportement/endommagement/tribologie.

On constate néanmoins une volonté de plus en plus forte de passer à des analyses de processus de coupe plus minutieuses ; d'une mesure ponctuelle par thermocouple à l'établissement des cartographies thermiques et cinématiques de la formation de copeau. Cette conclusion partielle nous a orientés vers d'autres types de mesures qui se démarquent comme étant sans contact et fournissant des informations des champs et non plus scalaires.

La mesure de champ cinématique a tout d'abord été abordée. La littérature abonde

dans ce domaine et a permis d'identifier des études déterminantes en coupe. Cette revue a permis d'identifier les modèles des caméras standard qui permettent l'acquisition continue de données avec une bonne résolution spatiotemporelle. Les systèmes de double frame sont aussi employés afin d'avoir une forte résolution sur quelques images et pour une durée largement réduite par rapport à l'approche précédente. De ce fait, on distingue une complémentarité entre ces deux systèmes. Toutefois, l'emploi de la technique double frame dans la mesure de champ thermique en coupe n'a été pas reporté.

En ce qui concerne les techniques de marquage de la pièce pour la mesure de champ, plusieurs approches ont été adoptées par les auteurs afin de remonter à des mesures fiables. La technique de révélation de la microstructure pour avoir un mouchetis naturel reste la plus employée vu son caractère physique et économique à la fois.

Les différentes mesures par thermographie infrarouge réalisées en usinage ont été détaillées puis les problématiques liées à leur calibration et surtout à l'émissivité ont été discutées. Compte tenu des difficultés de mise en place et du post-traitement, il apparaît que remonter *proprement* à des cartographies thermiques de la zone de coupe constitue un véritable défi en soi. Les stratégies existantes sont issues de la communauté *thermicienne* et sont rarement transposées aux procédés de mise en forme. En pratique, plusieurs travaux se limitent à l'intensité des radiations émises par la zone de coupe [Kazban 2008, Liljerehn 2009], aboutissant de ce fait à une approche qualitative. Le manque de données thermiques fiables sur l'émissivité, raisonnablement accessibles et pouvant être utilisées de manière quantitative, en est peut-être la principale cause.

Bien que ces deux techniques de mesure aient été employées depuis longtemps sur la formation du copeau, on s'aperçoit qu'elles ont rarement été couplées pour décrire simultanément leurs évolutions. Dans le domaine de la fabrication et principalement en mise en forme, très peu de travaux abordent les mesures in-situ des champs thermiques et cinématiques par un couplage des deux techniques. En revanche, plusieurs dispositifs appropriés ont été identifiés dans cette thématique dans le cadre d'essais mécaniques [Bodelot 2009, Maynadier 2012, Wang 2017]. Hélas, ces derniers dispositifs sont difficilement transposables aux procédés de mise en forme (problématique de vitesse, d'échelle, d'encombrement et de texturation). Les principaux écueils en post-traitement et dans la mise en place ont été évoqués afin d'évaluer le degré de complexité relatif à ses méthodes. Les alternatives ainsi que les solutions astucieuses cherchant à contourner les problématiques de cette double mesure ont été discutées.

Malgré l'aspect contradictoire des deux mesures, la richesse d'information délivrée nous incite à nous pencher sur cette problématique et à résoudre cette double difficulté afin de lever les verrous scientifiques gouvernant les mécanismes d'enlèvement de la matière en coupe.

# 2

## Mesures in-situ et analyse expérimentale de la coupe

*Ce chapitre aborde l'étude expérimentale conduite en coupe orthogonale sur l'alliage de titane Ti-6Al-4V. Le dispositif de mesure de champs cinématiques et thermiques (VISIR) mis en place ainsi que sa calibration sont tout d'abord présentés. Ensuite, le matériau d'étude et les approches utilisées en post-mortem seront détaillés. Les deux dernières sections permettent d'appréhender l'évolution des grandeurs mesurées in-situ (champs thermiques et cinématiques, efforts de coupe) et a posteriori (zones de contact, morphologie de copeau, micrographies) pour différentes conditions de coupe.*

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>44</b>
2.1.1	VISIR	44
2.1.2	Choix de la caméra thermique	45
2.1.3	Calibration de la caméra thermique	46
2.1.4	Matériau étudié	48
2.1.5	Machine et outils de coupe	51
<b>2.2</b>	<b>Paramètres et approches employés en post-traitement</b>	<b>55</b>
2.2.1	Corrélation d'images	55
2.2.2	Cumul des déformations et dérivation des champs cinématiques	55
2.2.3	Équation de la chaleur	57
2.2.4	Lagrangien <i>versus</i> eulérien	58
2.2.5	Conclusion intermédiaire	58
<b>2.3</b>	<b>Analyses des résultats</b>	<b>59</b>
2.3.1	Géométrie du copeau	59
2.3.2	Aspects microstructuraux	65
2.3.3	Efforts de coupe	68
2.3.4	Analyse des grandeurs cinématiques et thermiques	69
2.3.5	Synthèse sur les constatations précédentes	76
<b>2.4</b>	<b>Vers l'établissement d'un bilan énergétique local</b>	<b>77</b>
2.4.1	Apport énergétique des zones de coupe	78
<b>2.5</b>	<b>Synthèse</b>	<b>82</b>

---

## 2.1 Dispositif expérimental

### 2.1.1 VISIR

Nous avons exposé dans le premier chapitre un certain nombre de moyens expérimentaux capables de fournir des informations précieuses en terme de champ thermique et cinématique en coupe. Suite à cet état de l'art, nous avons constaté la faible présence de moyens de mesures in-situ et couplées dans le domaine de la mise en forme des métaux et particulièrement en usinage. Les deux grandeurs physiques se montrent très contradictoires en terme de besoin (hétérogénéité de surface, vitesse, post-traitement ...). Malheureusement, les dispositifs mis en place pour faire face à cette problématique posent au moins autant de questions qu'ils n'apportent de solutions.

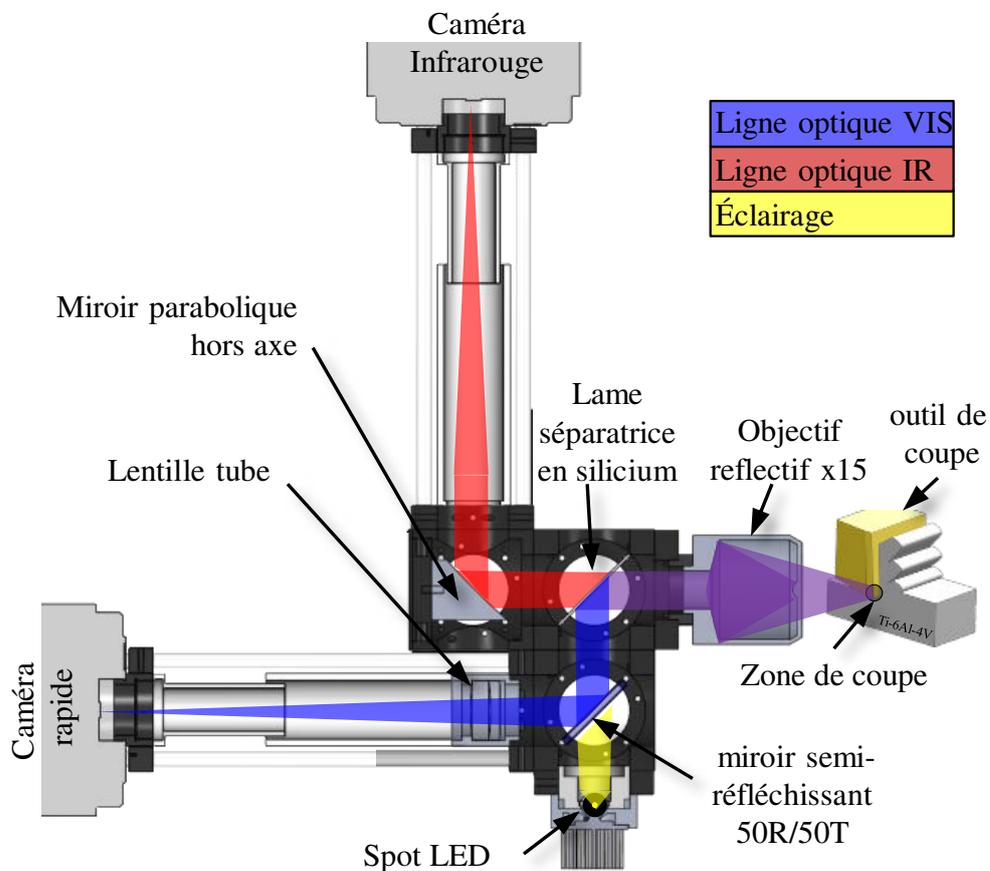


FIGURE 2.1 – Schéma descriptif de principe de fonctionnement de VISIR

Afin de répondre à cette double difficulté, nous proposons une méthode originale pour la mesure simultanée des champs cinématiques et thermiques.

Le dispositif mis en place au cours de cette thèse est inspiré des travaux de Whitenton [Whitenton 2010]. Le principe de VISIR (Acronyme de **VI**Sible et **Infra**RoUge) repose sur la division du flux électromagnétique perçu de la scène suivant deux plages de longueurs d'ondes afin de créer une ligne visible pour la caméra rapide et une autre infrarouge pour la caméra thermique. Une description simple de son principe permet d'appréhender son intérêt dans les mesures couplées et in-situ (Figure 2.1).

Ce système d'imagerie repose sur l'utilisation d'un objectif réflectif de grandissement  $\times 15$  permettant de transmettre le flux entrant sur une large plage de longueur d'onde (réflectance  $>95\%$  pour  $[0.6\mu m - 20\mu m]$ <sup>1</sup>). Ce flux est ensuite séparé grâce à une lame séparatrice en Silicium (ep.1mm) permettant de réfléchir le flux visible (réflectance  $\approx 40\%$  pour  $[0.3\mu m - 1.5\mu m]$ ) et de transmettre le flux IR (transmittance  $>65\%$  pour  $[2\mu m - 20\mu m]$ ). Un triplet achromatique permet alors de refocaliser le rayonnement visible sur le détecteur de la caméra alors que le flux IR est focalisé grâce à un miroir parabolique hors-axe. Ce dernier constitue une réelle avancée par rapport au système proposé par Whinton car il permet de s'affranchir des problèmes de chromatisme sur la ligne infrarouge. En effet, l'aspect réflectif de ce principe de focalisation permet l'obtention d'images nettes sur toute la gamme infrarouge. Par ailleurs, la ligne visible est équipée d'une seconde lame séparatrice 50/50 permettant l'ajout d'un système d'éclairage confocal. Ce dernier est constitué d'une LED de puissance 1040lm fournissant un éclairage focalisé sur la scène de  $1.10^6$ lux.

Hormis sa fonction principale, l'avantage majeur d'un tel dispositif est de pouvoir être utilisé sur l'ensemble du spectre infrarouge et donc avec différentes caméras (PIR (*Bande<sub>I</sub>*), MIR (*Bande<sub>II</sub>*) ou LIR (*Bande<sub>III</sub>*)) en jouant simplement sur la lame séparatrice (ici en Silicium). Il peut être, d'ailleurs, étendu à plusieurs autres applications thermomécaniques (tribologie, mise en forme, essais mécaniques...). La calibration métrique et des distorsions du dispositif VISIR est présentée en Annexe A.

### 2.1.2 Choix de la caméra thermique

Comme nous l'avons décrit précédemment, la flexibilité de ce dispositif nous offre le choix des caméras à utiliser. Le centre ICA *Institut Clément Ader* dispose de deux caméras rapides de type FASTCAM SA3 qui sont destinées principalement pour la stéréocorrélation et aussi de trois caméras infrarouges que l'on peut classer suivant leurs réponses spectrales (Figure 2.2).

Le choix d'une caméra thermique repose principalement sur sa réponse spectrale dans la plage de températures visée. Suite à la revue bibliographique détaillée dans le chapitre 1, on a pu localiser la plage de températures de la zone de cisaillement primaire. Celle-ci est décrite sur une large gamme de températures qui varie entre  $[100 - 600^\circ C]$  suivant les conditions de coupe et le matériau usiné (Ti-6Al-4V). A partir de là, on peut tracer la loi de Planck (dans le cas de l'alliage Ti-6Al-4V) et localiser les plages de fonctionnement des caméras. La figure 2.2 expose les caméras existantes au centre ICA et qui sont susceptibles d'être utilisées pour la mesure thermique en coupe. Il apparaît que la caméra bolométrique FLIR SC325 est la moins adaptée à cause de sa faible sensibilité aux températures visées. Par conséquent, le choix reste confiné entre la caméra Xenics et la FLIR SC7000. L'analyse de la figure 2.2 montre que la FLIR SC7000 couvre mieux la plage de température visée alors que la caméra Xenics est plutôt destinée à une gamme de températures plus élevées ( $> 1000^\circ C$ ), ce qui reste très limitant dans notre cas.

D'autre part, en appliquant la loi de déplacement de Wien dans la plage de températures ciblée, on peut remonter facilement à la plage de longueurs d'ondes qui contient 96% du rayonnement thermique émis. Celle-ci est située entre 3.88 et 16.6  $\mu m$ . Dès lors,

---

1. Les valeurs de transmittance/reflectance présentées ici sont issues soit des mesures directes avec le spectromètre du laboratoire, soit de la bibliographie disponible sur <https://refractiveindex.info/>

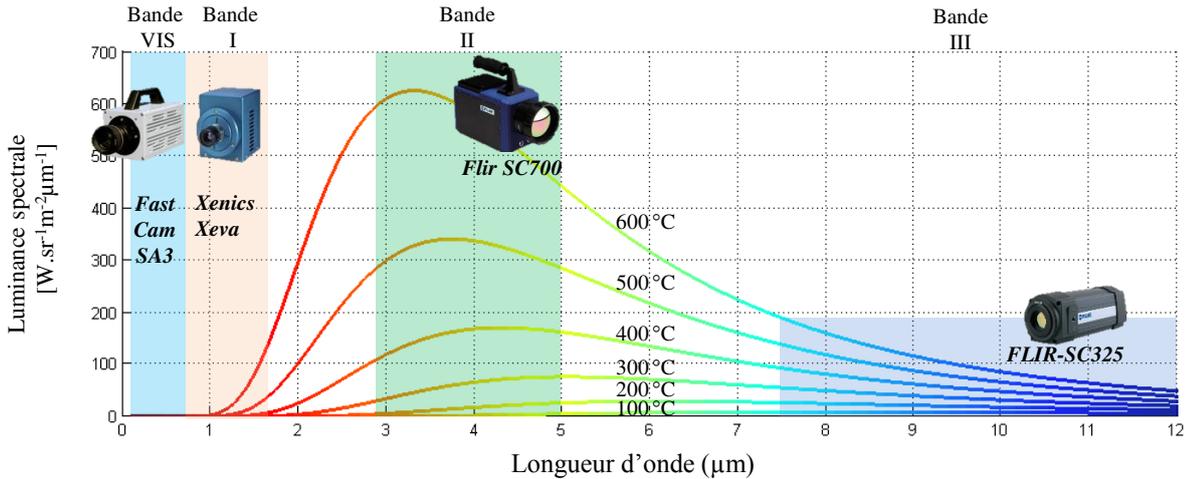


FIGURE 2.2 – Familles commerciales de caméras classées suivant leurs réponses spectrales et superposition des courbes de Planck pour différentes températures dans le cas de l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$

on constate aisément que le choix de la caméra Xenics n’est pas le plus adéquat dans cette application. De plus, la caméra FLIR SC7000 offre une meilleure plage en terme de fréquence d’acquisition pouvant atteindre  $640\text{ Hz}$ , alors que la caméra Xenics est limitée qu’à  $100\text{ Hz}$ .

Les constatations antérieures témoignent des limites persistantes de la caméra thermique Xenics. De ce fait, le choix s’est orienté vers la caméra FLIR SC7000 pour assurer les mesures thermiques en coupe. Pour conclure, la caméra rapide FASTCAM SA3 et la caméra thermique FLIR SC7000 ont été couplées via le dispositif VISIR pour des mesures in-situ des champs thermique et cinématique. Un boîtier électronique a été mis en place afin d’assurer le déclenchement simultané de deux caméras.

### 2.1.3 Calibration de la caméra thermique

L’emploi d’une caméra thermique passe classiquement par l’homogénéisation de ses pixels et par sa calibration sur la plage de température désirée via un corps noir.

**Homogénéisation des pixels (NUC) :** Cette procédure est connue sous l’acronyme NUC pour *Non Uniformity Correction*. Elle repose sur un étalonnage de la matrice des pixels puisque chacun d’eux est un capteur en soi. De plus, chaque pixel dispose d’une plage de fonctionnement en intensité de rayonnement au delà de laquelle il sature. Il est intéressant de s’arranger pour que la saturation du capteur corresponde à notre température maximale. La dynamique de la caméra FLIR SC7000 employée est codée sur 14 bits soit 16000 Digital levels.

Comme il a été décrit dans le chapitre 1, la NUC peut se faire sur un ou plusieurs points. Afin d’homogénéiser la réponse des pixels, une NUC à deux points (TPC) a été mise en place dans le but d’identifier le gain  $K$  et l’offset  $\phi(\mathbf{X})$ . L’approche consiste à considérer une relation linéaire entre l’intensité de courant d’entrée  $I_{courant}$  et le signal

capté par chaque pixel  $I_d(\mathbf{X})$  de coordonnée  $\mathbf{X}$  (équation 2.1).

$$I_d(\mathbf{X}, T) = K(\mathbf{X})I_{courant}(\mathbf{X}, T) + \phi(\mathbf{X}) \quad (2.1)$$

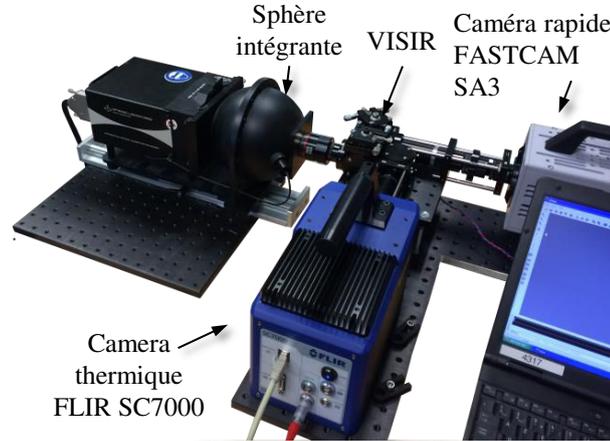


FIGURE 2.3 – Procédure d'homogénéisation des pixels (NUC) avec une sphère intégrante.

Pour ce faire, une sphère intégrante de type *OL400* a été placée devant le dispositif VISIR qui est connecté principalement à la caméra thermique comme le montre la figure 2.3. La variation de courant de la sphère intégrante nous a permis d'obtenir une image très sombre (noir) pour un courant très faible et une autre très claire pour un courant fort. Ces deux images sont utilisées pour identifier les paramètres  $K$  et  $\phi(\mathbf{X})$  pour chaque pixel du capteur mis en jeu avec un temps d'intégration bien déterminé.

**Calibration thermique :** Après avoir homogénéisé la réponse des pixels, il convient d'assurer une calibration thermique. Celle-ci repose sur la conversion des niveaux numériques  $I_d(\mathbf{X})$  en température suivant une relation non-linéaire liée à la physique des phénomènes thermiques et aussi à la nature des capteurs. Afin de déterminer une loi de conversion, il convient d'imager plusieurs scènes uniformes et à des températures connues avec un corps noir (Figure 2.4.a).

Cependant, plusieurs travaux ont été menés pour les mesures de température aux petites échelles et ils ont mis en évidence des éléments de disparités qui sont liés à la taille et à la géométrie de la source (SSE : Size Source Effect) [Yoon 2005, Whitenton 2010]. Afin de s'affranchir des sources de disparités liées à la différence de taille entre le capteur et l'ouverture du corps noir, un sténopé a été placé devant l'objectif comme le montre la figure 2.4.b. L'influence du diamètre de sténopé ( $200\mu\text{m}$ ) sur les résultats de mesure a été validée en testant d'autres valeurs plus basses ( $100\mu\text{m}$  et  $50\mu\text{m}$ ).

Dès lors, une seule partie du capteur a été calibrée pour l'identification de la loi de conversion des niveaux numériques en températures sur une plage s'étendant de l'ambiante à  $550\text{ }^\circ\text{C}$ .

Inspirée du modèle de Sakuma-Hattori, une formulation nommée *longueur d'onde étendue effective* a été proposée par Gilblas et Sentenac [Sentenac 2013]. Elle permet de relier

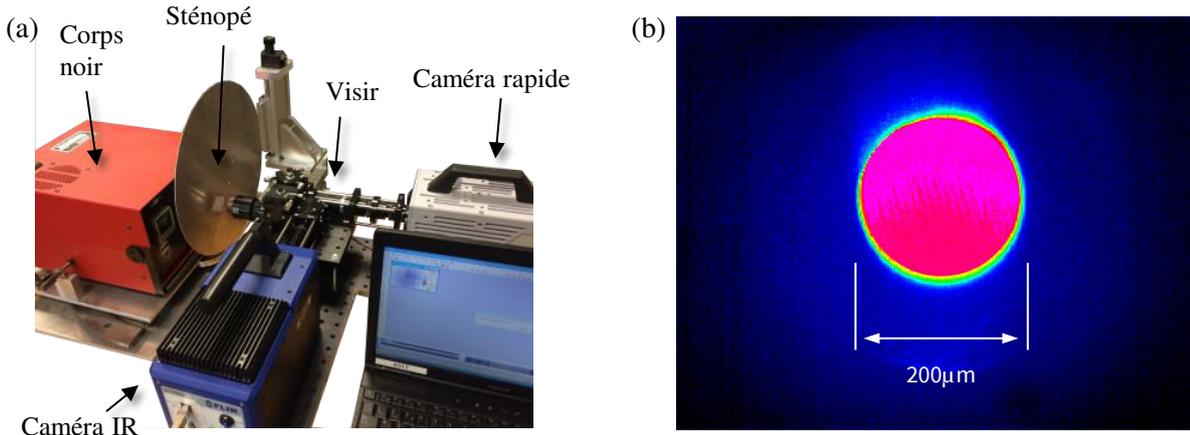


FIGURE 2.4 – Procédure expérimentale de calibration thermique : (a) Dispositif mis en jeu (b) Taille de zone observée pendant la calibration

les niveaux numériques  $I_d^0(T)$  donnés par un corps noir à la température  $T$  via les paramètres radiométriques  $a_i, K_w$ .

$$I_d^0(T) = K_w \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_x T}\right) \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\lambda_x} = a_0 + \frac{a_1}{T} + \frac{a_2}{T^2} \quad (2.2)$$

En tenant compte de l'émissivité  $\epsilon(T)$  du matériau, on peut remonter facilement du niveau numérique mesuré à la température vraie  $T$  de la matière.

$$\begin{cases} \epsilon(T) = \frac{I_d(T)}{I_d^0(T)} & \Rightarrow & I_d^0(T) = \frac{I_d(T)}{\epsilon(T)} \\ \log\left(\frac{I_d(T)}{\epsilon(T)}\right) - \log(K_w) + \frac{C_2 a_0}{T} + \frac{C_2 a_1}{T^2} + \frac{C_2 a_2}{T^3} = 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

L'identification du modèle consiste à trouver les paramètres radiométriques permettant de minimiser l'écart absolu entre les réponses expérimentale et analytique.

La figure 2.5.a expose les points déterminés au corps noir ainsi que leur description par le modèle adopté. Une erreur faible ( $< 7^\circ\text{C}$ ) est obtenue à basses températures, alors qu'une très bonne corrélation est observée au-delà de  $300^\circ\text{C}$ .

### 2.1.4 Matériau étudié

Comme il a été évoqué dans le chapitre 1, l'étude s'est orientée vers une nuance couramment utilisée dans l'industrie aéronautique qui est l'alliage de titane Ti-6Al-4V (35.4 HRC). L'aluminium (Al) ainsi que le vanadium (V) se présentent comme des éléments d'addition dans cet alliage. Le premier assure le durcissement de la phase  $\alpha$ , augmente la résistance mécanique ainsi que la tenue au fluage, alors que le vanadium (V) favorise sa ductilité et réduit l'oxydation.

La nuance étudiée provient d'un lopin forgé de dimension  $\phi 240 \times l 240\text{mm}$  dans lequel ont été prélevées des éprouvettes de caractérisation mécanique et des échantillons rectangulaires pour les essais de coupe. Ce matériau a subi des opérations de forgeage et de matricage à une température autour de  $940^\circ\text{C}$ . Enfin, un revenu de détentionnement

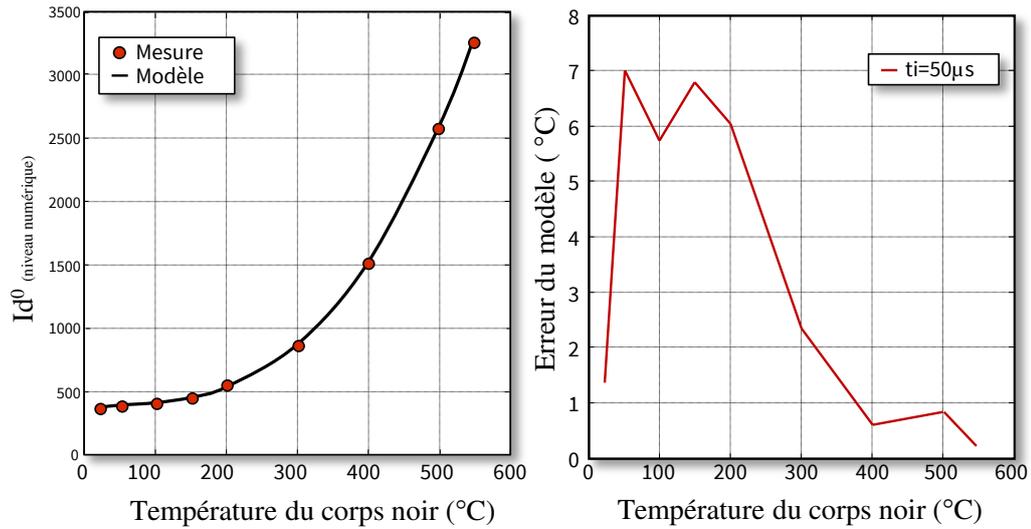


FIGURE 2.5 – Exemple d’une courbe d’étalonnage de la caméra thermique pour un temps d’intégration  $t_i$  de  $50 \mu s$  : (a) description des mesures effectuées au corps noir et approximées avec un modèle polynomial d’ordre 3 (b) Erreur absolue du modèle proposé.

par restauration statique a été pratiqué afin de diminuer les contraintes résiduelles dans la matière.

Une mesure par spectrométrie d’émission optique à source étincelle a permis de mettre en évidence sa composition chimique. Elle est précisée dans le tableau 2.1 tandis que sa microstructure est exposée dans les figures 2.6.a et b.

Ti	Al	V	Fe	E	$\nu$	$\alpha_d$	$\rho$	$C_p$	k
%	%	%	%	GPa	-	$^{\circ}C^{-1}$	$kg.m^{-3}$	$J.kg^{-1}K^{-1}$	$Wm^{-1}K^{-1}$
88.98	6.395	4.282	0.156	117	0.33	$1.15e^{-5}$	4450	560	6.7

Tableau 2.1 – Composition chimique, propriétés mécaniques et physiques de l’alliage de titane étudié *Ti-6Al-4V* (à  $20^{\circ}C$ ) [Julien 2017]

Plusieurs échantillons de matière ont été prélevés et ont été observés au MEB après un polissage miroir et une attaque Kroll révélant la microstructure (6 secondes). On retrouve une structure composée principalement par des nodules  $\alpha$  et des lamelles  $\beta$  avec une taille moyenne des lamelles  $\beta$  de  $2 \mu m$ . Les matrices observées dévoilent une proportion 20 % de la phase  $\beta$  et 80 % de la phase  $\alpha$ .

La température de transus  $\beta$  est autour de  $1000^{\circ}C$ . Le traitement subi par cet alliage ainsi que l’analyse de ses propriétés thermomécaniques ont fait l’objet de la thèse de Renaud Julien [Julien 2017]. Ces travaux ont mis en avant le caractère isotrope de ce matériau.

Suite au choix de la caméra thermique, il est intéressant d’analyser la réponse d’émissivité spectrale du matériau sur la même bande que celui-ci. Une analyse du matériau avec un spectromètre *IRTF* a montré sa faible variation dans une gamme de longueurs d’ondes comprises entre  $2.5$  et  $5.5 \mu m$  comme le montre la figure 2.7.b. Néanmoins, la variation

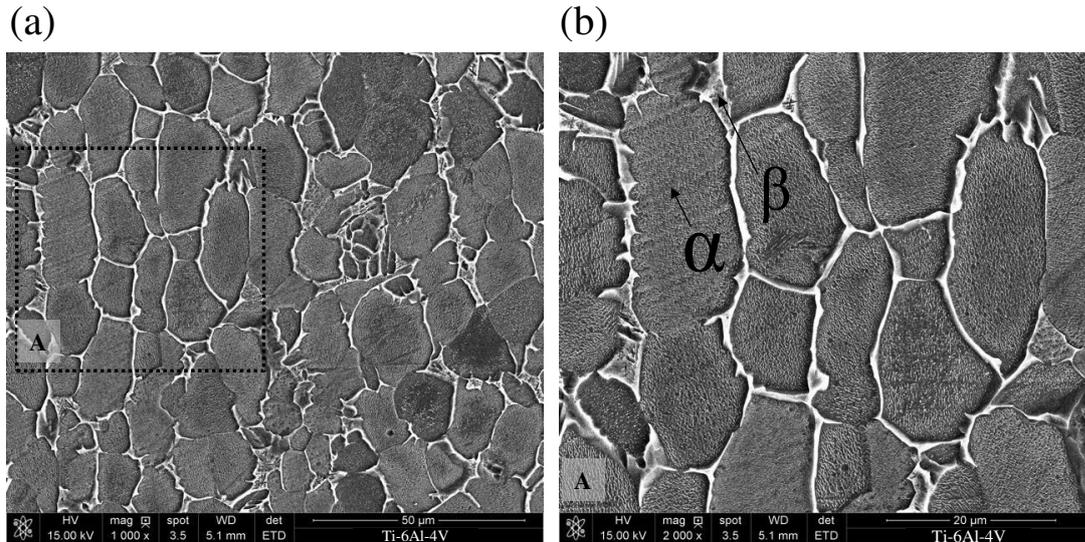


FIGURE 2.6 – Microstructure de l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$  ( $\alpha + \beta$ )

de l’émissivité en fonction de la température n’a pas été étudiée dans ce manuscrit. Les travaux menés par González-Fernández [González-Fernández 2012] sur l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$  ont montré sa faible variation dans une plage de températures comprises entre 227 et 800 °C (Figure 2.7.a). Par conséquent, une valeur moyenne des mesures effectuées par spectrométrie a été retenue pour la suite des analyses ( $\epsilon = 0.37$ ).

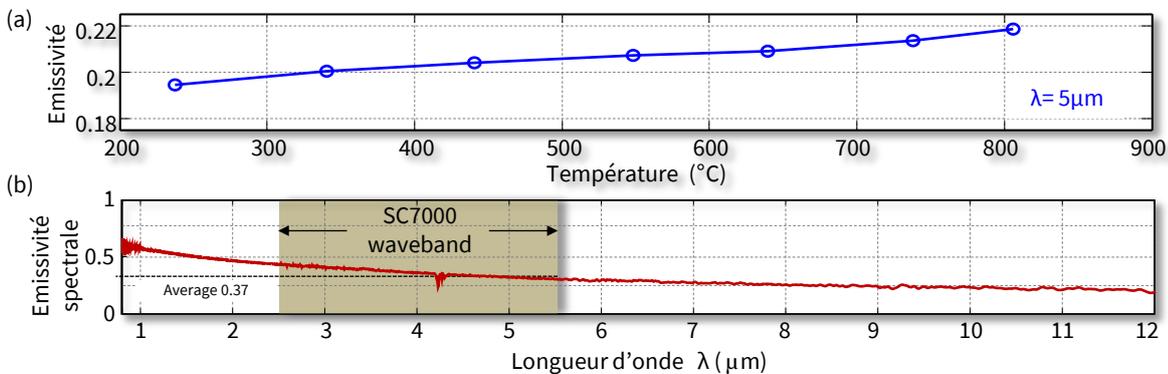


FIGURE 2.7 – a) Évolution de l’émissivité monochromatique en fonction de la température pour l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$  [González-Fernández 2012] b) Réponse spectrale de l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$  ( $\alpha + \beta$ ) (20 °C)

Ce matériau a l’avantage d’être très bien référencé dans la littérature, que ce soit d’un point de vue usinage [Shivpuri 2002, Li 2006, Bouchnak 2010, Moussaoui 2015, Birelli 2016], comportement [Lesuer 2000, Nemat-Nasser 2001, Calamaz 2008b, Karpat 2011, Hokka 2014], endommagement [Macdougall 1999, Lesuer 1999, Kay 2002, Lee 2005, Valoppi 2017], mesure des champs [Srinivasan 2010, Pottier 2014a, Heigel 2017, Wang 2017] ou simulation numérique [Sima 2010, Calamaz 2011, Zhang 2011a, Ayed 2014, Harzallah 2016].

### 2.1.5 Machine et outils de coupe

Les essais de coupe instrumentés ont été menés sur un banc d'essai **DEXTER**, en coupe orthogonale, permettant des vitesses de coupe allant du quasi-statique jusqu'à  $120 \text{ m.min}^{-1}$  [Blanchet 2015]. L'outil est fixé sur une table dynamométrique à 6 composantes Kistler 9257B par l'intermédiaire de son porte-outil, alors que la pièce est serrée dans un étau mobile (Figure 2.8.a). La vitesse de coupe est transmise du moteur à l'étau à travers une vis à bille de pas  $40 \text{ mm}$ . Un capteur de position dans le moteur est connecté à un boîtier COMPAX3 qui assure l'asservissement et le pilotage de la vitesse de consigne. Un comparateur est installé sur le plateau mobile du bâti afin de vérifier la prise de passe (avance  $f$ ).

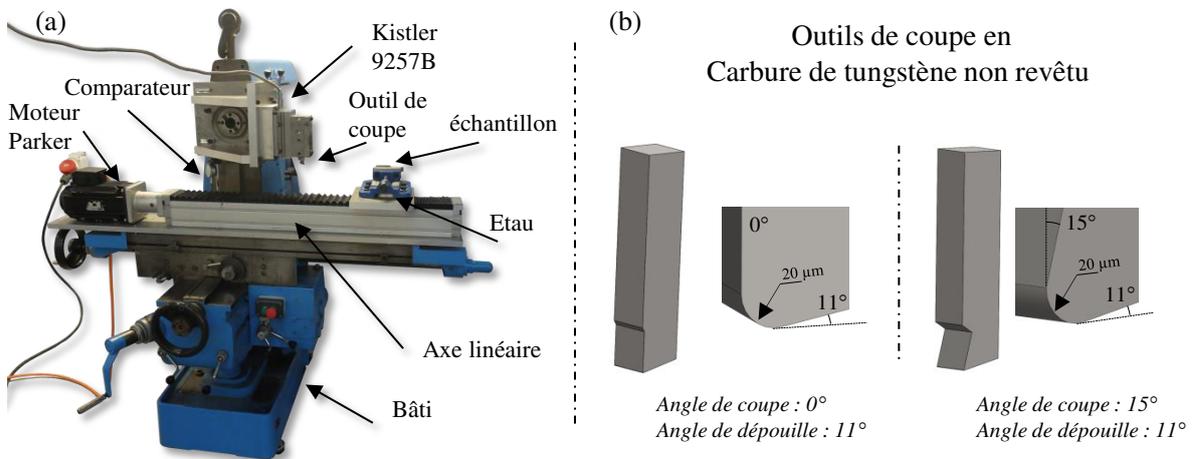


FIGURE 2.8 – Machine et outils utilisés

**Outils de coupe :** deux outils en carbure de tungstène non revêtu avec deux angles de coupe différents ( $\gamma = 0^\circ; 15^\circ$ ) ont été choisis afin d'analyser leurs influences sur les grandeurs mesurées. La figure 2.8.b expose la géométrie de chaque outil de coupe utilisé. Une dépouille importante a été prévue afin d'éviter tout risque de talonnage pendant l'usinage.

**Géométrie des éprouvettes et préparation de surface :** les éprouvettes sont extraites, par tronçonnage, du lopin brut sous forme de parallélépipèdes de taille  $100 \times 50 \times 3 \text{ mm}^3$ . Ensuite, un polissage révélant la microstructure a été réalisé sur chaque éprouvette. Cette procédure a été basée principalement sur un polissage allant jusqu'à la super finition sous une lubrification en silice colloïdale. Une attaque Kroll pendant 6 secondes a été effectuée pour révéler les phases en présence. Celles-ci, constituent un mouchetis naturel qui autorise l'application des techniques de corrélation d'image pour remonter aux champs cinématiques.

**Choix des paramètres optiques et de coupe** l'instrumentation des essais de coupe impose un bon arbitrage entre les paramètres optiques des caméras et les paramètres de coupe (principalement l'avance, la vitesse et l'angle de coupe). Les principaux objectifs

de l'acquisition d'images résident dans (i) l'obtention d'une image nette<sup>2</sup>, (ii) une bonne résolution spatiale, (iii) une fréquence d'acquisition suffisante pour décrire les mécanismes, (iv) une densité de flux thermique suffisante pour la mesure de température. Atteindre ces quatre objectifs nécessite un bon compromis entre les paramètres optiques et de coupe. Ainsi, il est important de détailler les interactions entre ces deux familles de paramètres suivant les quatre principaux objectifs.

**L'obtention d'une image nette :** la netteté des images est un élément clé dans la détermination des grandeurs cinématiques et thermiques. Afin d'obtenir une image relativement nette, deux alternatives sont possibles : (i) la diminution de la vitesse de coupe ; (ii) la réduction du temps d'intégration.

Une diminution de la vitesse de coupe revient à atténuer le flou cinétique créé par le déplacement des éléments de la matière durant le temps d'ouverture. La figure 2.9 expose l'effet d'augmentation du temps d'intégration sur le déplacement d'un élément par pixel pour différentes vitesses de coupe. D'après cette figure, on constate facilement que pour une vitesse donnée, plus le temps d'intégration est faible plus l'image est nette.

Toutefois, la diminution de ce paramètre est généralement limitée par la capacité des sources lumineuses. En effet, diminuer le temps d'intégration conduit à l'obtention d'une image de plus en plus sombre et cette approche se heurte inévitablement soit à l'éclairement généré par la source lumineuse (Figure 2.9) soit à la limite physique de la caméra (1/500000s pour la caméra Photron SA3).

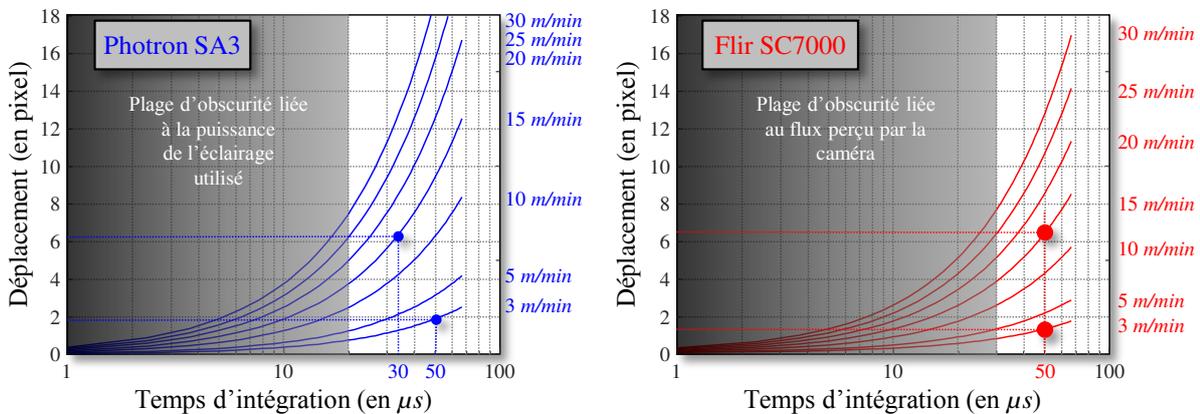


FIGURE 2.9 – Influence du temps d'intégration sur le déplacement d'un point pendant le temps d'ouverture pour différentes vitesses de coupe. Points de fonctionnement choisis pour la caméra : a) Photron SA3 b) Flir sc7000

**Une bonne résolution spatiale :** une bonne résolution spatiale est nécessaire pour la compréhension des mécanismes d'enlèvement de la matière et dans l'identification des phénomènes régissant la formation de copeau. Trois principaux paramètres sont concernés dans ce cas : le facteur de grandissement, le cadrage, et la taille de pixel. La caméra utilisée FASTCAM SA3 possède un capteur dont la taille de l'inter-pixel

2. Image qui permet de révéler les détails de la scène avec un bon contraste et qui permet d'appliquer d'une manière robuste les techniques de corrélation d'image

(Pitch) est de  $17\mu m$ . De plus, l'objectif adopté dans notre cas assure un grandissement  $\times 15$ . Ceci revient à observer, en Full-Frame, une région de  $1.16 \times 1.16 mm$ . Avec ces conditions, la fréquence d'acquisition s'avère insuffisante, en nombre d'images par seconde, pour décrire la formation de copeau. Ceci nous oblige à appliquer un fenêtrage afin de conserver un nombre d'images suffisant pour une résolution spatiale acceptable. Un fenêtrage en demi-frame  $512 \times 512 pix$ , s'avère très intéressant dans notre cas pour avoir un nombre d'images par feston suffisant et aussi dans la restitution de la zone de coupe. Concernant la caméra thermique, un fenêtrage en demi-frame est là aussi inévitable pour garantir au moins une image thermique par feston ( $160 \times 120 pix$ ).

Bien que le premier facteur soit fixé par le choix de l'objectif et le capteur de la caméra rapide, la zone observée par la caméra doit aussi être bien positionnée par rapport à la taille de l'image désirée. De ce fait, il faut s'arranger pour que la matière occupe une bonne partie de l'image lors de la formation de copeau (un bon cadrage). Dans ce cas, il convient d'optimiser l'avance. C'est pourquoi, dans ce travail, les essais sont tous effectués avec la même avance, celle-ci étant choisie de manière à maximiser le *remplissage* de l'image.

**Fréquence d'acquisition :** l'augmentation de la fréquence d'acquisition (fps) assure une description plus fine dans l'analyse de la formation de copeau. Par conséquent, elle est liée directement à la cinétique de formation des festons (i.e vitesse de coupe). Par contre, l'augmentation de ce paramètre est souvent accompagnée par une dégradation de la résolution spatiale (fenêtrage). Les images obtenues sous une taille de  $384 \times 352 pix$  (donc à 10000 fps) ont été ici considérées comme la résolution la plus faible permettant la bonne description de la formation de copeau (Figure 2.10.b). On privilégiera cependant la résolution de  $512 \times 512$  (donc à 6000 fps) lorsque c'est possible. En effet, il convient de diminuer cette fréquence pour gagner en résolution spatiale afin d'avoir suffisamment d'images visibles et thermiques au cours de la formation d'un feston.

Une valeur entière du rapport de fréquence d'acquisition  $n$  des deux caméras est par ailleurs très souhaitable pour le post-traitement des images. La figure 2.10.a montre les courbes fréquence-résolution des deux caméras employées. Une fréquence d'acquisition de 6000 fps pour une image de taille  $512 \times 512$  offre un bon compromis entre ces deux paramètres. Ainsi, on peut obtenir une image infrarouge pour 10 images visibles avec une fréquence d'acquisition de 600 fps de la caméra infrarouge.

**Flux thermique :** indépendamment des paramètres optiques de la caméra visible, l'obtention d'un bon flux thermique est primordiale pour la mesure de la température. Ce paramètre dépend fortement des paramètres de coupe. Cependant, les paramètres discutés auparavant nous incitent à abaisser la vitesse de coupe alors que cette grandeur impose exactement le contraire. Il convient alors de trouver une plage de vitesses de coupe admissibles pour réaliser ce compromis.

Avec les paramètres optiques fixés précédemment et sur une plage de vitesses de coupe entre  $3 - 15 m.min^{-1}$  et d'avance entre  $0.1 - 0.3 mm$ , les tests préliminaires effectués ont montré qu'un flux thermique suffisant est perçu par la caméra.

Les points évoqués précédemment ont révélé des difficultés dans l'arbitrage des paramètres

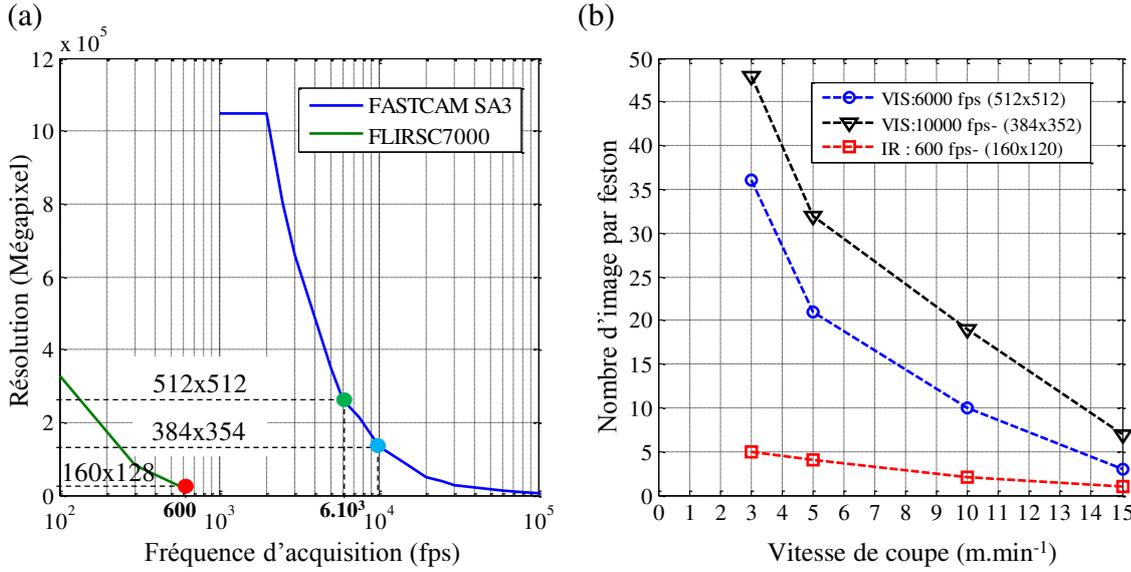


FIGURE 2.10 – (a) Courbes fréquence d’acquisition-résolution des caméras utilisées (b) Influence de la vitesse de coupe sur le nombre d’images par feston pour deux fréquences d’acquisition

optiques et d’usinage. Le caractère couplé des paramètres avec des aspects souvent contradictoires nous contraint à plusieurs restrictions sur la plage de vitesses de coupe et sur les paramètres optiques des deux caméras. Le tableau 2.2 synthétise les conditions de coupe ainsi que les paramètres optiques adoptés dans ce travail.

	$\gamma$ ( $^{\circ}$ )	f (mm)	Vc ( $m \cdot min^{-1}$ )	$t_{i_{IR}}$ ( $\mu s$ )	$t_{i_{VIS}}$ ( $\mu s$ )	$\Gamma_{IR}$ ( $\mu m / pixel$ )	$\Gamma_{VIS}$ ( $\mu m / pixel$ )	$\Upsilon_{vis}$ ( $pix \times pix$ )
Test 1	15	0.25	3	50	50	1.981	1.133	512 $\times$ 512
Test 2			15		30			384 $\times$ 352
Test 3	0		3		50			512 $\times$ 512
Test 4			15		30			512 $\times$ 512

Tableau 2.2 – Paramètres de coupe et optiques utilisés dans cette étude ( $\Gamma_{IR}$  : résolution de la ligne infrarouge,  $\Gamma_{VIS}$  : résolution de la ligne visible,  $\Upsilon_{vis}$  : taille d’images visibles,  $\Upsilon_{ir}$  : taille d’images infrarouges dans les quatre tests  $160 \times 128 \text{ pix}^2$ )

Si des tests à une vitesse de coupe importante  $\simeq 30 m \cdot min^{-1}$  peuvent toujours être réalisés, il faut garder à l’esprit qu’il est très difficile de garantir, pour de telles conditions, au moins une image thermique par feston. En accord avec cette philosophie, le choix s’est porté vers deux vitesses de coupe relativement faibles. Afin de garantir une bonne résolution spatiale pour des fréquences d’acquisition correctes, l’avance a été fixée à 0.25 mm. Ce choix permet de bien analyser l’influence de la vitesse et de l’angle de coupe avec un nombre d’images par feston acceptable sur les deux lignes.

Pour conclure, le choix s’est porté sur quatre conditions de coupe permettant d’analyser les phénomènes régissant la formation du copeau.

Maintenant que les raisons du choix des conditions de coupe ont été exposées, il convient de détailler le principe des post-traitements effectués pour obtenir les grandeurs désirées.

## 2.2 Paramètres et approches employés en post-traitement

### 2.2.1 Corrélacion d'images

L'utilisation des techniques de corrélation d'images impose la capture d'une image bien texturée pour avoir suffisamment de niveaux de gris. Comme évoqué précédemment, le choix s'est orienté vers un polissage très fin qui révèle les phases en présence.

Cependant, la bonne révélation de la microstructure ne reflète pas forcément la bonne qualité des mesures cinématiques. Plusieurs travaux sur cette thématique ont mis en évidence l'incertitude liée à la taille du mouchetis [Pan 2008, Bornert 2009]. Le rapport entre la taille d'imagette (Motif) dans la corrélation et la taille moyenne de la microstructure doit être optimisé pour garantir une faible incertitude de mesure. La technique de corrélation d'images adoptée ainsi que l'analyse de la taille du motif dans cette étude sont détaillées en Annexe B.

### 2.2.2 Cumul des déformations et dérivation des champs cinématiques

L'erreur liée à l'emploi de la formulation incrémentale en corrélation couplée à l'amplitude des déformations trouvées par plusieurs auteurs en coupe, révèle les difficultés inhérentes pour remonter *proprement* aux grandeurs cinématiques dans un procédé aussi complexe que l'usinage.

Les travaux de Pottier *et al.* [Pottier 2014a] constituent une bonne alternative pour faire face à cette problématique. La méthode repose sur l'estimation du *taux de déplacement* d'un point matériel occupant la position  $\mathbf{X}_0 = \mathbf{x}_0 = (X, Y)_0$  sur l'image de référence et la position  $\mathbf{X}_k = (X, Y)_k$  sur l'image  $k$  (Figure 2.11). Par une interpolation entre deux images successives, il est possible d'estimer le coordonnée actuelle  $\mathbf{x}_k$  d'un point matériel sur une grille évoluant avec la matière à travers des fonctions de forme classiques d'un élément triangulaire  $\phi_i$ .

$$\begin{cases} \mathbf{x}_k = \mathbf{x}_{k-1} + \Delta \mathbf{u}_k(\mathbf{x}_{k-1}) \\ \Delta \mathbf{u}_k(\mathbf{x}_{k-1}) = \sum_{i=1}^3 \phi_i(\mathbf{x}_{k-1}) \times \Delta \mathbf{u}_k(\mathbf{X}_k) \end{cases} \quad (2.4)$$

Finalement, en connaissant les positions des points  $\mathbf{x}_k = (x, y)_k$  sur les images déformées, on peut remonter aisément aux champs des déplacements cumulés par :

$$\mathbf{u}_k(\mathbf{x}_k) = \mathbf{x}_k - \mathbf{X}_0 \quad (2.5)$$

Une fois le passage incrémental-global mené, il est possible de déterminer les grandeurs mécaniques permettant d'établir des comparaisons avec les codes éléments finis (EF)

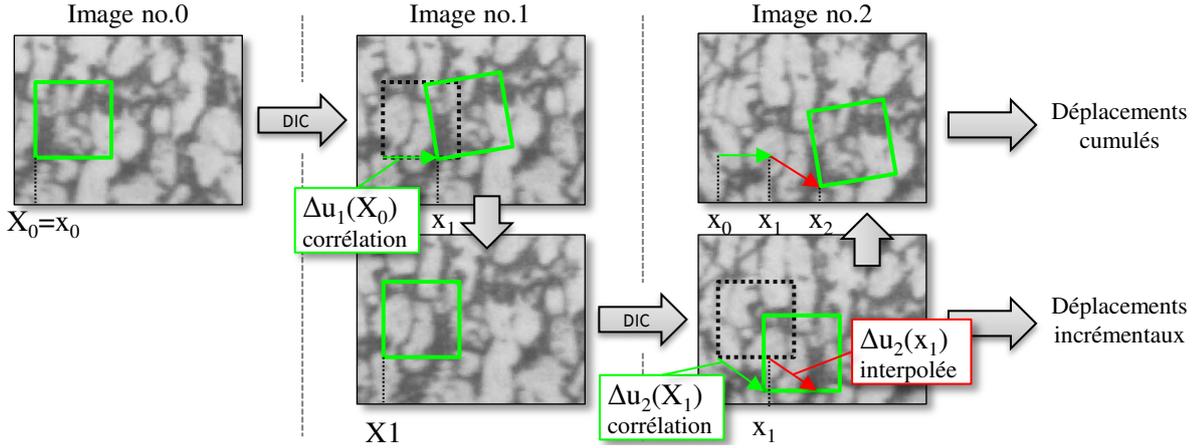


FIGURE 2.11 – Interpolation des champs de taux de déplacement entre deux images permettant l’actualisation de la grille de corrélation

commerciaux comme *ABAQUS*. La décomposition polaire du tenseur gradient  $\mathbf{F}$  employée par ces codes de calcul repose sur :

$$\mathbf{F} = \mathbf{R}\mathbf{U} = \mathbf{V}\mathbf{R} \quad (2.6)$$

Basé sur cette décomposition, la plupart des codes de calcul EF offrent, en sortie, des grandeurs eulériennes comme le tenseur de déformation logarithmique HENKY  $\mathbf{H}$  et aussi la déformation nominale  $\mathbf{N}$ . Ces deux derniers tenseurs sont donnés par les équations suivantes [Sidoroff 1980] :

$$\mathbf{H} = \ln \mathbf{V} \quad \text{et} \quad \mathbf{N} = \mathbf{V} - \mathbf{I} \quad (2.7)$$

Dans notre cas, il est possible de remonter au tenseur gradient via l’équation 2.8.

$$\mathbf{F}_k = \nabla_{\mathbf{x}_0} \mathbf{u}_k + \mathbf{I} \quad (2.8)$$

L’évaluation des champs de déformations requiert une dérivation spatiale des champs de déplacement bruts (équation 2.8). Le problème est que l’opérateur gradient n’est pas régularisant et à ce titre il conduit à une augmentation significative du bruit de mesure. Afin de s’affranchir d’un tel problème, trois approches sont classiquement employées : l’utilisation d’un filtre numérique avant ou après la dérivation [Pastor 2008], l’emploi des méthodes inverses pour estimer une solution approchée par minimisation [Kaipio 2007] et, finalement, la projection modale/spectrale [Chrysochoos 2000].

Dans notre cas, une projection modale comme celle décrite dans [Pottier 2014b] a été mise en place. Elle consiste à se doter d’une base de  $N$  descripteurs  $Q_i$  où toute mesure se projette d’une manière unique sur cette base tel que :

$$u_k(\mathbf{X}_0) \approx \left( \sum_{p=1}^N \alpha_{xp} Q_p(\mathbf{X}_0), \sum_{p=1}^N \alpha_{yp} Q_p(\mathbf{X}_0) \right) \quad (2.9)$$

Où  $Q_p(\mathbf{X})$  sont les  $N$  premiers modes dynamiques propres d’une plaque carrée. Les paramètres  $\alpha_p$  représentent les coordonnées de chaque mode dans la base modale. Sur cette

base, qui est fréquentielle par construction, on constate aisément que cette approche revient à utiliser un filtre passe-bas puisque les hautes fréquences de champ de déplacement  $u_k(\mathbf{X}_0)$  se retrouveront dans le résidu si la troncature est effectuée sur un critère fréquentiel. Ainsi, en tirant profit de la linéarité de l'opérateur dérivée, il est possible d'écrire *proprement* l'opérateur gradient de la manière suivante :

$$\nabla_{\mathbf{X}_0} \mathbf{u}(\mathbf{X}_0) \approx \begin{pmatrix} \sum_{p=1}^N \alpha_{xp} \frac{\partial Q_p(\mathbf{X}_0)}{\partial X} & \sum_{p=1}^N \alpha_{xp} \frac{\partial Q_p(\mathbf{X}_0)}{\partial Y} \\ \sum_{p=1}^N \alpha_{yp} \frac{\partial Q_p(\mathbf{X}_0)}{\partial X} & \sum_{p=1}^N \alpha_{yp} \frac{\partial Q_p(\mathbf{X}_0)}{\partial Y} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Finalement, une seconde interpolation permet de remonter au gradient du déplacement et par la suite, au tenseur de déformations à partir de la grille déformée  $\mathbf{x}_k$ .

$$\nabla_{\mathbf{X}_0} \mathbf{u}_k(\mathbf{x}_k) = \nabla_{\mathbf{X}_0} \mathbf{u}_k(\mathbf{X}_0 + \mathbf{u}_k(\mathbf{X}_0)) \quad (2.11)$$

### 2.2.3 Équation de la chaleur

Les premiers travaux de couplage de deux techniques ont été initiés par [Chrysochoos 2000] sur plusieurs éprouvettes en traction avec des matériaux différents. Deux caméras (visible et infrarouge) ont été placées sur les deux faces des éprouvettes pour les mesures thermiques et cinématiques lors des essais, aboutissant ainsi à des profils longitudinaux de bilans d'énergie. Et depuis, vu le grand intérêt de cette approche, elle a été étendue à plusieurs autres thématiques et pour des échelles encore plus fines.

L'analyse des grandeurs cinématiques et thermiques a été envisagée pour étudier les couplages thermomécaniques gouvernant les mécanismes d'enlèvement de la matière en coupe. La décohésion matérielle présentée dans la coupe est liée en grande partie à la chaleur issue d'un effet conjugué de dissipation d'énergie causée par le frottement et de la déformation plastique au cours du processus. En considérant le premier principe de la thermodynamique, l'énergie mécanique transférée dans le matériau est convertie d'une part en énergie interne, traduite par l'augmentation de la densité des dislocations et l'érouissage du matériau, et d'autre part sous forme de chaleur. Cette conversion du travail mécanique en chaleur a été étudiée pour la première fois par Lord Kelvin.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la modélisation du problème thermique instationnaire. Ce problème est gouverné par l'équation de la chaleur munie de la loi de Fourier et d'un certain nombre de conditions aux limites sur les surfaces latérales de coupe et sur l'arête de l'outil.

Issue du premier et du deuxième principe de la thermodynamique, l'équation de la chaleur est l'ingrédient de base pour analyser l'aspect thermomécanique de ce processus. Les lecteurs sont vivement invités à consulter l'Annexe C pour plus de détails, notamment sur la dépendance en température des paramètres physiques du matériau. Suite à ces considérations, l'équation de la chaleur peut se ramener à la forme suivante :

$$\rho \mathbf{C}_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \right) - k_1 \left( \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)^2 - \mathbf{k} \Delta_2 \bar{\theta} + \frac{2h\theta}{e} + \frac{2\sigma\epsilon}{e} (\bar{T}^4 - T_0^4) = w'_{ch} \quad (2.12)$$

- $\rho$ ,  $\mathbf{C}_p$ ,  $\mathbf{k}$  sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique, et la conductivité thermique du matériau. Il s'agit dans notre cas des paramètres physiques qui évoluent linéairement en fonction de la température durant le processus (Annexe C).

- Le premier terme  $\rho \mathbf{C}_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)$ , dit inertiel, définit classiquement la diffusion de la chaleur dans le matériau et représente l'augmentation (ou la diminution) de la température en un point matériel. Il est décrit en fonction de l'écart à la température ambiante ( $\bar{\theta} = \bar{T}(\mathbf{x}, \mathbf{t}) - T_0$ ), la variable  $v$  représente le champ de vitesse.
- Le terme de diffusion (le laplacien)  $k_1 \left( \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)^2 - \mathbf{k} \Delta_2 \bar{\theta}$  décrit l'évolution de la température dans le matériau via la conductivité thermique  $k$  et l'opérateur laplacien  $\Delta_2$  bidimensionnel.
- Le terme  $\frac{2h\theta}{e}$  décrit les pertes par convection en surface en fonction du coefficient de convection thermique  $h_t$  qui est fixé à  $50 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$ .
- $\frac{2\sigma\epsilon}{e}(T^4 - T_0^4)$  décrit les pertes par rayonnement de deux surfaces de la matière par le biais de l'émissivité du matériau  $\epsilon$  et de la constante de Boltzmann  $\sigma$ .
- Le terme  $w'_{ch}$  représente la puissance calorifique. En l'absence des termes de couplage thermoélastiques, il se limite à la part d'énergie qui est irréversiblement transformée en chaleur par plasticité (puissance anélastique).

#### 2.2.4 Lagrangien *versus* eulérien

Grâce à la technique développée par [Pottier 2014b], le champ cinématique, en grandes déformations, peut être ramené sur le maillage de référence par rapport à la configuration initiale. Ainsi, le point de mesure est confondu avec le point physique. Ce qui nous ramène à une approche lagrangienne ou vice-versa. Néanmoins, les mesures effectuées par thermographie ne reflètent pas forcément l'évolution de la température du même point matériel, puisque le point se déplace au cours de la formation du copeau. Par conséquent, il convient de compenser le mouvement de la matière afin de rattraper ce décalage spatio-temporel.

Plusieurs travaux ont été menés sur cette problématique afin de passer d'une formulation à l'autre [Sakagami 2008, Pottier 2009]. Parmi les méthodes employées, on trouve principalement la technique de compensation de mouvement qui permet le passage, sans perte d'information, de la configuration eulérienne à la configuration lagrangienne. Elle consiste à ramener chaque pixel de l'image déformée dans sa configuration initiale en lui soustrayant une valeur interpolée du champ de déplacement. Dès lors, les mesures se présentent sous la forme de films qui ne montrent que la seule température sur une configuration lagrangienne basée sur la même configuration initiale que celle adoptée en déplacement.

#### 2.2.5 Conclusion intermédiaire

Les sections décrites précédemment nous donnent une vision globale sur le développement mis en place en post-traitement afin de garantir une bonne qualité de mesure couplée de champs cinématiques et thermiques. Celles-ci débutent par la description de la technique de corrélation d'image employée ainsi que par la quantification de l'erreur engendrée par la taille du motif. Ensuite, la transformation des champs des déplacements d'une configuration incrémentale à la configuration globale a été décrite en se basant sur les travaux menés par Pottier *et al.* [Pottier 2014a]. Celle-ci permet de minimiser les erreurs liées à la surestimation de la déformation et de s'affranchir des hypothèses de petites perturbations largement utilisées en coupe.

L'équation de la chaleur a été établie via la transformée de Kirchhoff en température. L'objectif est de développer un bilan énergétique permettant de décrire et de quantifier la contribution de chaque zone de coupe.

Dans les sections suivantes, une présentation des analyses a posteriori sera abordée afin de découvrir l'impact des sollicitations thermomécaniques induites par la coupe sur la microstructure de l'alliage de titane Ti-6Al-4V. Ensuite, une attention particulière sera accordée aux mesures thermiques et cinématiques pour pouvoir quantifier les sollicitations thermomécaniques induites par la coupe via un bilan énergétique. Enfin, une comparaison suivant les conditions de coupe sera menée afin de quantifier l'apport en terme de puissance de chaque zone de cisaillement.

## 2.3 Analyses des résultats

Comme exposé dans le tableau 2.2, quatre conditions de coupe ont été retenues pour nos analyses. Chaque usinage a été répété au minimum 3 fois pour chaque condition opératoire. La dispersion des valeurs, pour chaque condition de coupe, est limitée (inférieure à 4 %) : les barres d'erreur peuvent de ce fait être masquées sur les prochains graphiques.

La plage de conditions de coupe choisies a permis d'étudier l'évolution des sollicitations thermomécaniques dans la coupe de l'alliage de titane Ti-6Al-4V.

### 2.3.1 Géométrie du copeau

Pour chaque essai de coupe, les copeaux ont été collectés pour des observations microscopiques avec un microscope électronique à balayage (MEB). La figure 2.12 montre le changement morphologique du copeau suivant les conditions de coupe choisies.

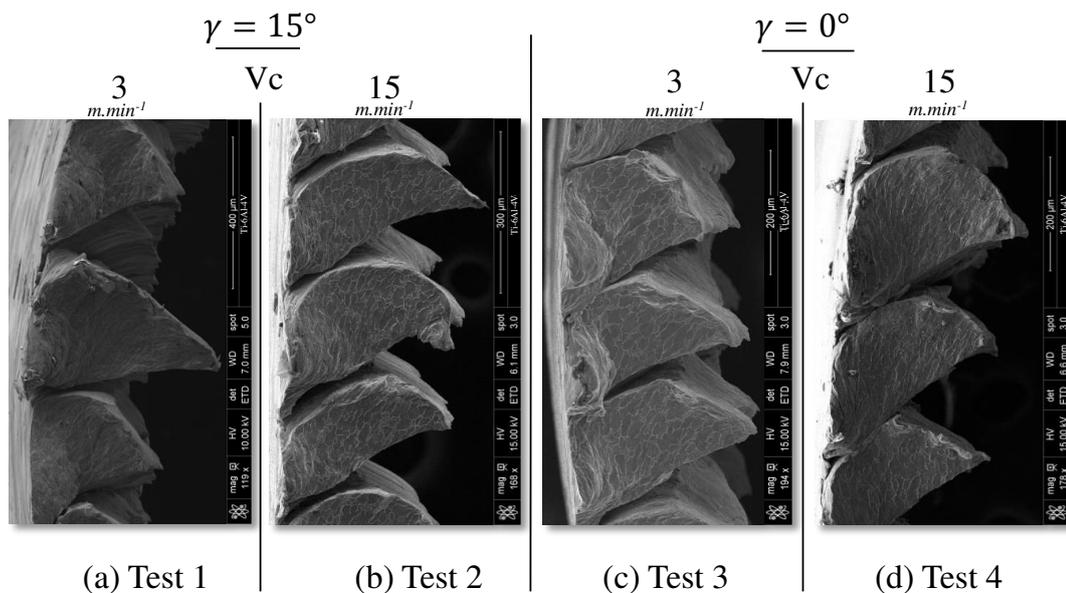


FIGURE 2.12 – Évolution de la morphologie du copeau en fonction des conditions de coupe pour l'alliage de titane Ti-6Al-4V

On relève une segmentation très visible sur cet alliage avec une fissuration très prononcée entre les segments pour les quatre conditions de coupe (Figure 2.12). L'ouverture de fissure est très influencée par la variation de l'angle de coupe et, à moindre échelle, par la vitesse de coupe. Pour un angle de coupe nul, la taille d'ouverture des fissures s'avère très faible à cause de la compression induite par cet angle sur le feston lors de sa formation. En revanche, cet effet n'est pas observé dans le cas d'un angle positif où l'ouverture est plus importante.

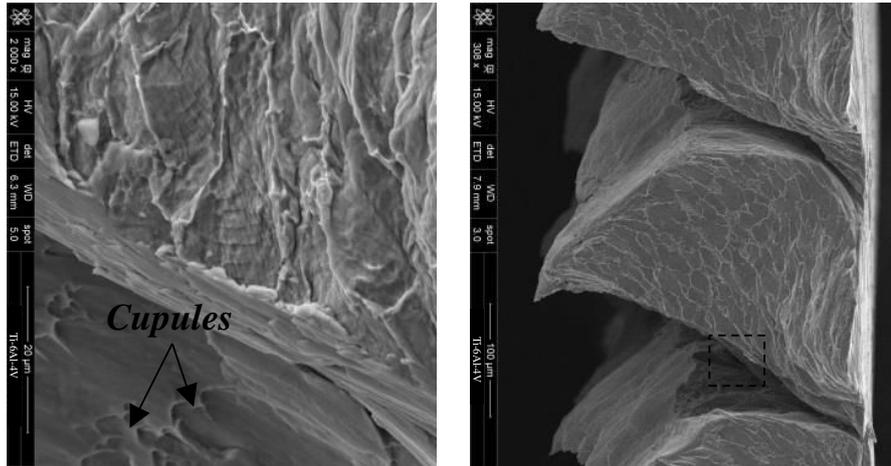


FIGURE 2.13 – Présence des cupules sur la surface située entre les festons de l'alliage de titane  $Ti-6Al-4V$

Observons plus en détails les zones entre les festons (Figure 2.13) : des cupules très fines sont observées dans les zones fissurées. Ceci traduit l'aspect ductile de la décohésion matérielle durant le processus. Ces cupules sont allongées et parfois gommées à cause du glissement des festons les uns sur les autres.

Grâce à la bonne profondeur de champ offerte par le MEB, on a pu observer l'écoulement latéral de la matière (Figure 2.12). Ce phénomène s'avère très important dans le cas des faibles vitesses mais surtout pour un angle de coupe nul. On remarque aussi que cette déformation est située principalement dans la zone inférieure des festons. Suite à ces observations, il est possible de remettre en question l'hypothèse de déformations planes communément adoptée dans la modélisation de la coupe orthogonale. Ceci explique le déplacement hors-plan trouvé dans les images obtenues grâce au dispositif VISIR. Ce phénomène est de même constaté expérimentalement par plusieurs auteurs et pour différents matériaux [Courbon 2012, Pottier 2014a, Baizeau 2017]. Courbon [Courbon 2012] propose un polissage jusqu'à un plan médian afin d'établir une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux fournis par des modèles EF en déformation planes.

Ce phénomène complexe de déformation latérale de copeau peut se ramener à une seule composante décrite par la largeur de copeau  $l_g$ . Suite aux observations MEB, des analyses supplémentaires ont été menées afin de quantifier cette grandeur macroscopique ainsi que sa sensibilité aux conditions de coupe. On définit alors un rapport d'élargissement  $r$  comme le ratio entre la largeur de copeau  $l_g$  et la profondeur de passe  $a_p$ , comme l'indique la figure 2.14.

La figure 2.15 montre que celui-ci varie de  $\sim 1.1 - 1.15$  à haute vitesse et vers un

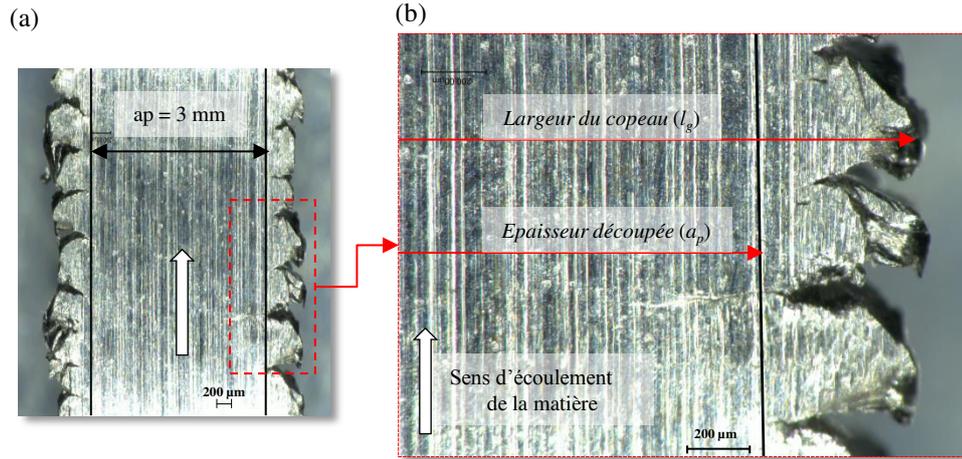


FIGURE 2.14 – Élargissement de copeau observé sur l'alliage de titane  $Ti-6Al-4V$

maximum de 1.3 pour une vitesse de coupe de  $3 \text{ m.min}^{-1}$ . L'effet de l'angle de coupe sur l'élargissement de copeau n'est pas très important dans ces conditions. On remarque une légère augmentation entre le couple des tests 1-3 et 2-4. Ceci témoigne de l'impact important de la vitesse de coupe sur la taille des festons formés (i.e la fréquence de festonnage) par rapport à l'effet de l'angle de coupe qui demeure faible par rapport à celui-ci. Cependant, cette grande dispersion dans le rapport d'élargissement laisse penser qu'elle est très dépendante de la taille de feston formé et qu'elle est liée à tout un mécanisme qui se synthétise en trois phases : (i) la compression au niveau de la pointe de l'outil (ii) la création du plan de glissement (iii) la formation totale du feston. Grâce aux films effectués pour les quatre conditions de coupe, il est possible de remonter à ces grandeurs afin de clarifier le lien entre ces phénomènes et de révéler l'influence des conditions de coupe sur celui-ci.

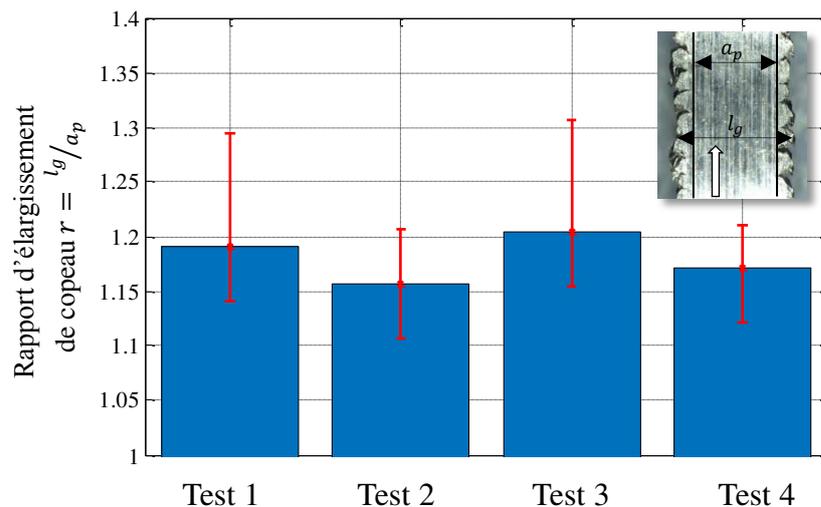


FIGURE 2.15 – Évolution de l'élargissement de copeau suivant les conditions de coupe choisies

### Influence des conditions de coupe sur la géométrie des festons

Suite aux remarques précédentes, une attention particulière a été portée aux festons formés à l'issue de chacun des tests. Ainsi, on a pu remonter aux deux grandeurs géométriques principales qui caractérisent la géométrie des festons : l'angle de cisaillement ( $\varphi$ ) et la longueur de feston ( $L$ ), comme l'indique la figure 2.16.

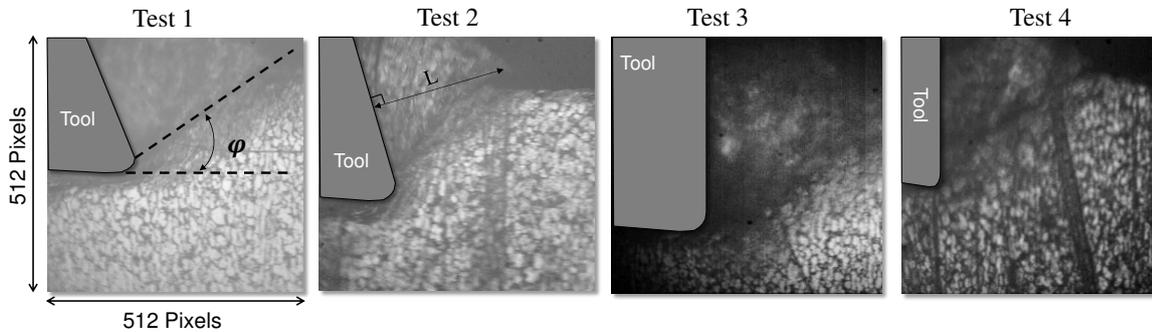


FIGURE 2.16 – Images obtenues par la ligne visible pour les quatre conditions de coupe présentant les paramètres géométriques du copeau : angle de cisaillement ( $\varphi$ ) et longueur de copeau ( $L$ )

A partir des clichés effectués, les grandeurs caractéristiques des festons ont été extraites (Figure 2.17). Pour chaque test, il est clairement perceptible que la distribution de longueur des festons peut être assimilée à une loi normale. L'influence de l'augmentation de la vitesse de coupe sur la longueur de feston est très importante. Elle est traduite par une réduction de la longueur moyenne de  $400 \mu\text{m}$  à  $320 \mu\text{m}$  dans le cas des tests 1 – 2 et de  $375 \mu\text{m}$  à  $328 \mu\text{m}$  dans le cas d'un angle de coupe nul. De plus, malgré la dispersion importante, il convient de mentionner la légère diminution de l'écart type avec l'élévation de la vitesse de coupe. Ceci, pourrait impliquer une tendance du processus à l'homogénéisation de la taille des segments (stabilité?). Cet effet est en accord avec nos observations sur les angles de cisaillement. La tendance de ce dernier paramètre montre une augmentation avec l'élévation de la vitesse de coupe, et de ce fait conditionne la réduction de la longueur de copeau mesurée. Cette réduction peut être évaluée à travers la fréquence de festonnage.

La fréquence de festonnage est définie comme le ratio entre la vitesse de coupe et la longueur de copeau. Elle est calculée classiquement : (i) à travers des simulations numériques de la coupe [Zhang 2011a, Ducobu 2014, Harzallah 2017], (ii) a posteriori sur le copeau [Ducobu 2014] (iii) ou via les efforts de coupe [Castro 2006]. Bien que la première méthode reste tributaire des données d'entrée pour qu'elle soit prédictive, les deux dernières approches de mesure s'avèrent très limitées en terme de précision. En effet, la mesure après préparation métallurgique (polissage) requiert une parfaite orthogonalité entre le plan médian du copeau et le plan de polissage.

Concernant la deuxième approche, elle reste tributaire des moyens de mesure utilisés, comme évoqué dans le chapitre 1. Suite à ces constatations, il semble préférable de travailler avec une fréquence métrique de segmentation FMS ( $\text{segment.mm}^{-1}$ ) qui est facilement calculable à partir des films obtenus pour chaque condition de coupe. Elle met en évidence le nombre de festons formés par unité de longueur. Le tableau 2.3 expose les

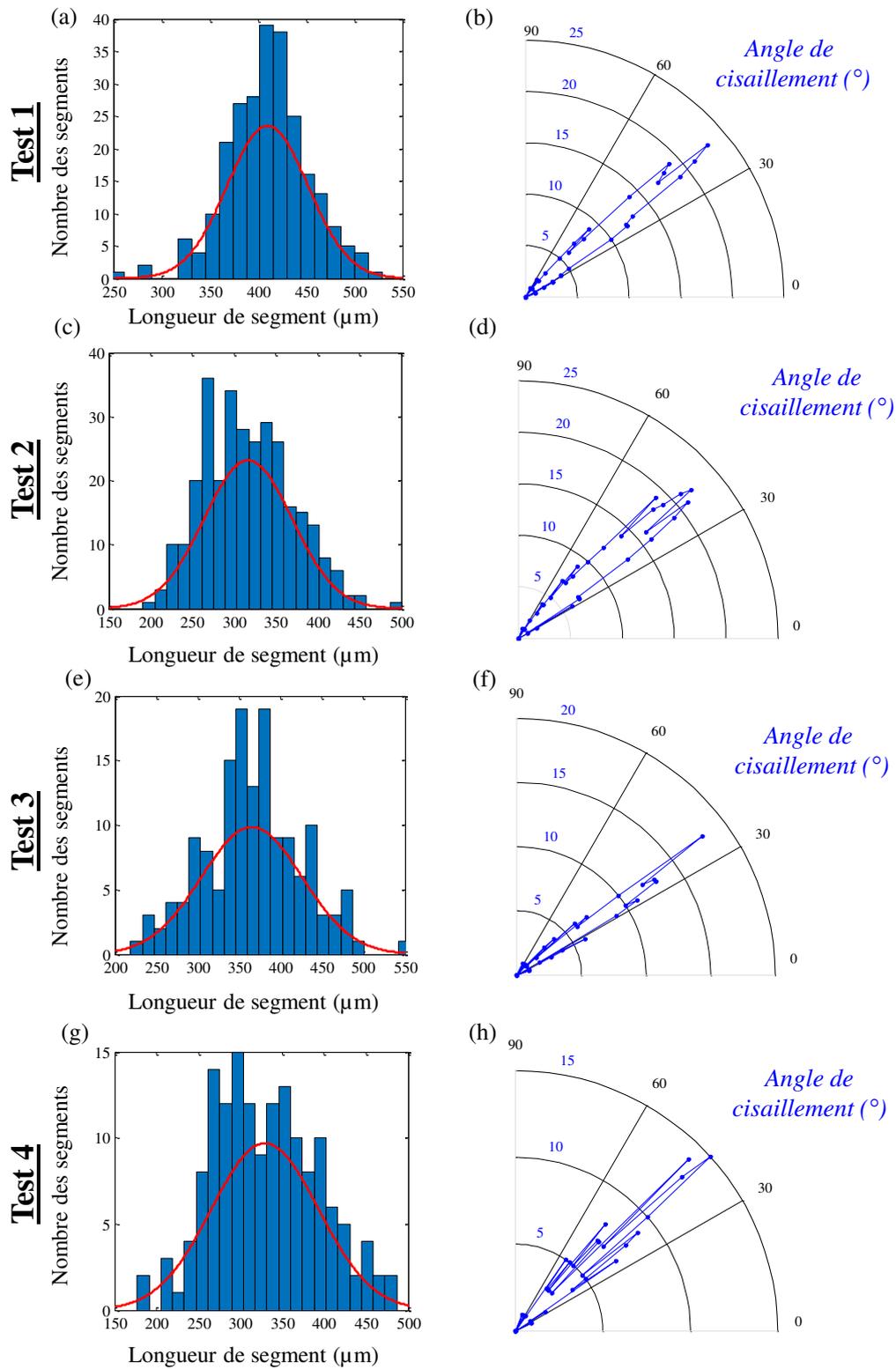


FIGURE 2.17 – Évolution de la distribution de longueur de copeau ainsi que l'angle de cisaillement suivant les conditions de coupe des tests

## CHAPITRE 2. MESURES IN-SITU ET ANALYSE EXPÉRIMENTALE DE LA COUPE

différentes fréquences métriques de festonnage trouvées suivant les conditions de coupe employées. Il permet, en effet, de consolider nos constatations concernant l'influence des paramètres de coupe sur la taille des festons.

	$\gamma$ (°)	f (mm)	Vc ( $m.min^{-1}$ )	$N_{feston}$ –	FMS ( $segment.mm^{-1}$ )
Test 1	15	0.25	3	219	2.19
Test 2			15	249	2.49
Test 3	0	0.25	3	227	2.27
Test 4			15	286	2.86

Tableau 2.3 – Évaluation quantitative de la fréquence métrique de festonnage suivant les conditions opératoires retenues

L'effet de la variation de l'angle de coupe vers des valeurs faibles  $\gamma \rightarrow 0^\circ$ , est très clair : elle conduit à une diminution de la longueur des festons et, à moindre échelle, de l'angle de cisaillement.

On observe que l'allure de la séparation de la matière diffère significativement en fonction de l'angle de coupe. En effet avec un angle positif, le phénomène du cisaillement se trouve plus soutenu et la fissure se propage en ligne droite. A contrario, avec un angle nul, une variation de la direction de propagation est observée. On constate une fissure incurvée quelle que soit la vitesse de coupe. La contrainte additionnelle liée à l'angle de coupe nul, tend à déformer d'avantage le copeau et à ralentir son processus de formation. Au dernier stade de sa formation, une libération soudaine induite par le cisaillement est observée. Ainsi dans ces conditions, on semble observer un processus *d'arrachement* des festons.

La compréhension des mécanismes de coupe doit inévitablement passer par des analyses en trajet de déformation afin d'observer l'histoire et les modes des sollicitations imposés au feston.

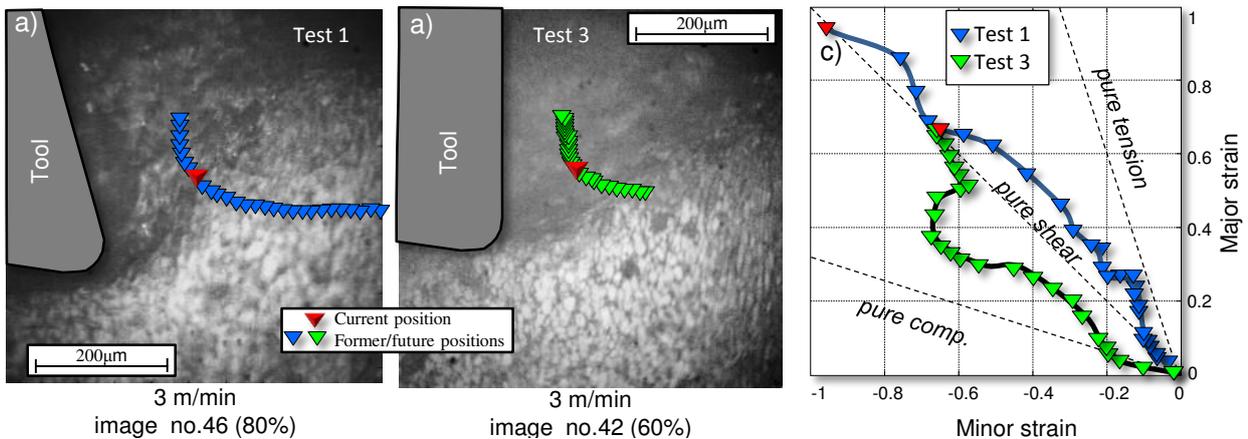


FIGURE 2.18 – Trajets de déformation des points matériels pour deux angles de coupe différents et avec la même vitesse : effet de l'angle de coupe sur le processus de formation d'un feston

En tirant profit des analyses menées par corrélation d'images, on a pu suivre les trajets effectués par quelques points matériels durant la formation du copeau pour les tests 1 et 3. La figure 2.18 expose une explication détaillée à ce sujet. Le trajet de déformation pour un angle positif est très proche du cisaillement pur, alors que pour un angle nul, une sollicitation en compression s'additionne au phénomène de cisaillement. Cette sollicitation combinée de compression/cisaillement permet d'expliquer l'allure incurvée de la fissure pour un angle nul. Ce phénomène est aussi visible sur les films bruts, où l'on observe un déplacement hors-plan plus important pour les tests 3 et 4.

Ces constatations permettront aussi apporter une explication satisfaisante aux écarts d'efforts de coupe qui seront présentés dans le paragraphe 2.3.3. Elle nous renseigne par ailleurs sur l'aspect stochastique de la coupe de par la grande variabilité des paramètres mesurés.

### 2.3.2 Aspects microstructuraux

Une analyse métallurgique s'avère intéressante afin d'analyser l'histoire des sollicitations thermomécaniques imposées à cet alliage.

Des clichés à différents grossissements ont été réalisés au MEB afin d'analyser l'influence des paramètres de coupe sur la microstructure du copeau.

La figure 2.19.a montre une microstructure typique d'un copeau segmenté provenant d'un matériau ductile. Ces copeaux s'apparentent classiquement à ceux obtenus en usinage dur. De plus, la microstructure s'approche fortement de celles observées par Barelli [Barelli 2016] en coupe orthogonale sur une nuance très similaire. La matière présente des zones de déformation très localisées. La période de segmentation apparaît de nouveau clairement égale à l'avance, comme énoncé dans les travaux de Courbon [Courbon 2012] sur l'acier dur 42CrMo4. Les zones fissurées entre les segments sont presque totalement masquées par le polissage effectué. L'existence d'une ouverture entre les segments polis laisse penser plusieurs chercheurs [Castro 2006, Ducobu 2014] qu'il s'agit d'une zone d'initiation de fissure, alors qu'il est clairement observé dans les films obtenus mais aussi dans les images MEB du copeau non poli que ce n'est pas le cas. La fissure s'initie au niveau du rayon d'acuité de l'outil et se propage le long du plan de cisaillement vers le bord libre de la matière.

Par ailleurs, le copeau poli révèle un effet géométrique qui rassemble les segments non achevés par paires. Ce phénomène montre l'amorçage simultanée de plusieurs fissurations pour aboutir à la formation d'un seul feston conduisant à l'apparition de deux sous-blocs dans le même feston. En effet, il est clairement perceptible dans les films qu'il s'agit d'une fissuration principale non achevée au bord libre et qu'une deuxième fissuration la contourne pour pouvoir former le feston. A l'échelle microscopique, le matériau est biphasé et composé de colonies (des nodules  $\alpha$  entourés par du  $\beta$  lamellaire (Figure 2.6)) qui peuvent adopter de nombreuses orientations cristallines différentes. Il est raisonnable de penser que la propagation d'une fissure peut être stoppée par la rencontre avec un amas de grains orientés moins favorablement.

Ainsi, malgré l'énergie fournie à l'initiation et à la propagation de la fissure, il s'avère qu'elle est insuffisante pour transmettre les dislocations entre deux colonies fortement désorientées, ce qui freine sa progression jusqu'au bord libre. De ce fait, une seconde fissure contourne l'ensemble du feston en adoptant un chemin plus complexe, mais de moindre

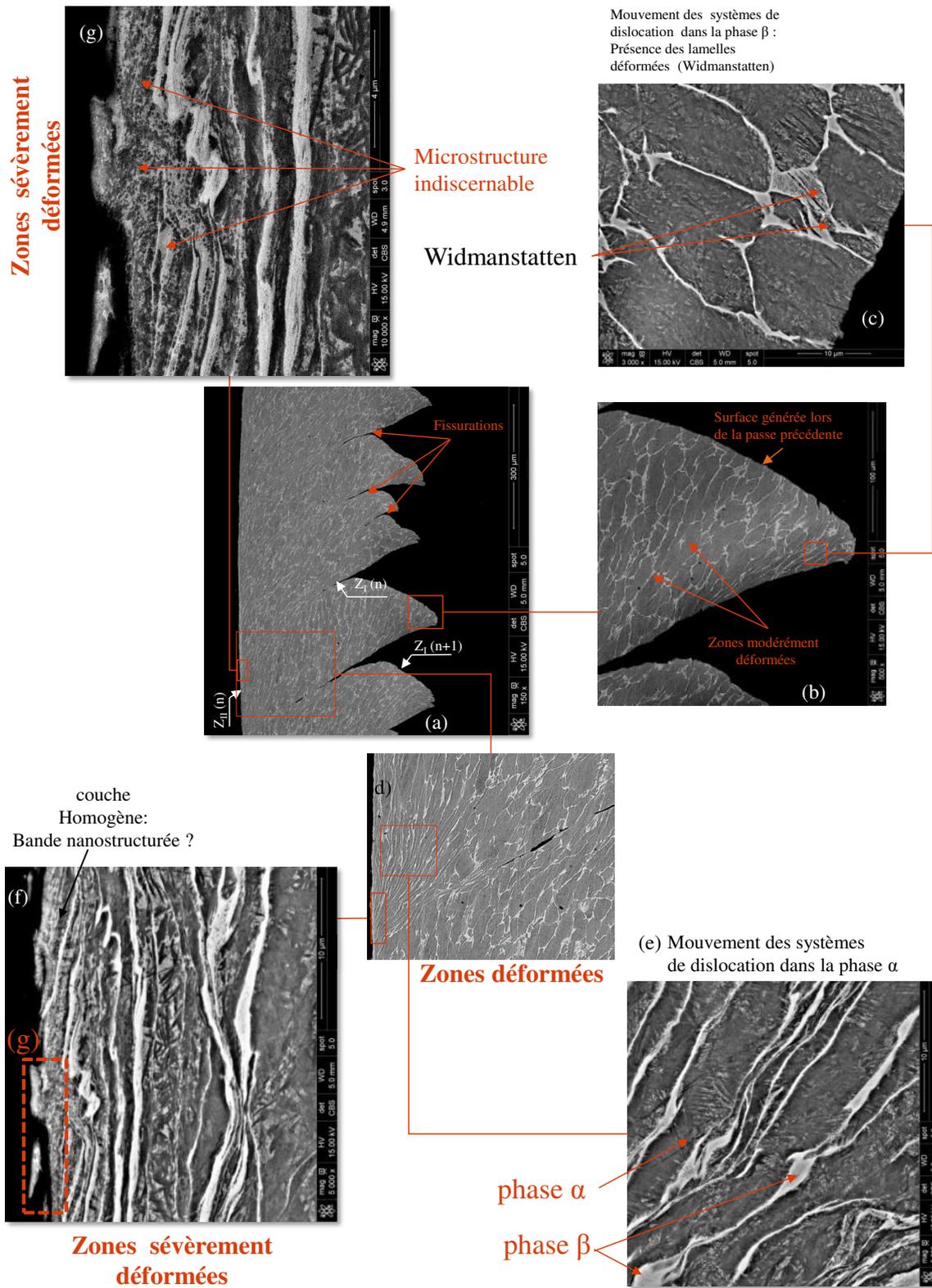


FIGURE 2.19 – Micrographies des copeaux collectés pour l’alliage de titane  $Ti-6Al-4V$  (Kroll  $\sim 6s$ ) dans le cas du test 3 ( $V_c = 3 m.min^{-1}$ ,  $\gamma = 0^\circ$ ,  $f = 0.25 mm$ )

énergie pour aboutir au bord libre. On soulignera que ce phénomène se traduit par une augmentation brutale en effort (augmentation de la section coupée) et que sa fréquence d'apparition peut générer un phénomène de résonance très marqué sur les courbes d'effort, comme le montre Castro [Castro 2006].

En se focalisant maintenant sur un seul feston, il peut être subdivisé en plusieurs régions suivant leur niveau de déformation. Si le centre du feston est peu déformé et assez similaire à celui de la microstructure initiale, il est difficile de discerner l'organisation structurale dans les deux régions de cisaillement ( $(Z_I(n))$  et  $(Z_{II}(n))$ ). Néanmoins, la surface affectée par la passe précédente  $(n - 1)$  laisse entrevoir un mouvement de systèmes de dislocations dans la phase  $\beta$  qui semble partiellement déstructurée à cette échelle d'observation (Figures 2.19.b et c).

Analysons plus en détails les deux zones principales de déformation (Figures 2.19.a.d et e). Dans la zone de cisaillement primaire, les lamelles  $\beta$  se montrent très allongées suite à la localisation de la déformation et à la propagation de la fissure dans cette région. La zone de cisaillement secondaire  $Z_{II}(n)$  ressort assez distinctement sur les figures 2.19.d.f et g. Elle se caractérise par un niveau de déformation progressif qui s'intensifie en s'approchant de l'interface outil-copeau. Par conséquent, cette zone peut être scindée en deux parties : un domaine *modérément* déformé, qui se caractérise par des lignes d'écoulement de la matière, où les deux phases sont précisément discernables. Elle constitue une transition entre le cœur du feston légèrement déformé et le domaine sévèrement déformé. Dans ce dernier, la microstructure paraît complètement homogène. Elle se manifeste comme le siège des chargements thermomécaniques intenses à l'interface outil-copeau. Si l'on se penche sur la figure 2.19.g, on s'aperçoit que la surface en contact avec l'outil comporte, en extrême peau, une couche extrêmement uniforme. A ce niveau de déformation, il est impossible d'identifier sa microstructure, même à fort grandissement, comme le montre la figure 2.20. Elle apparaît par ailleurs blanche avec des nodules très fins grisés et son épaisseur ne dépasse pas  $5 \mu m$  selon les conditions de coupe.

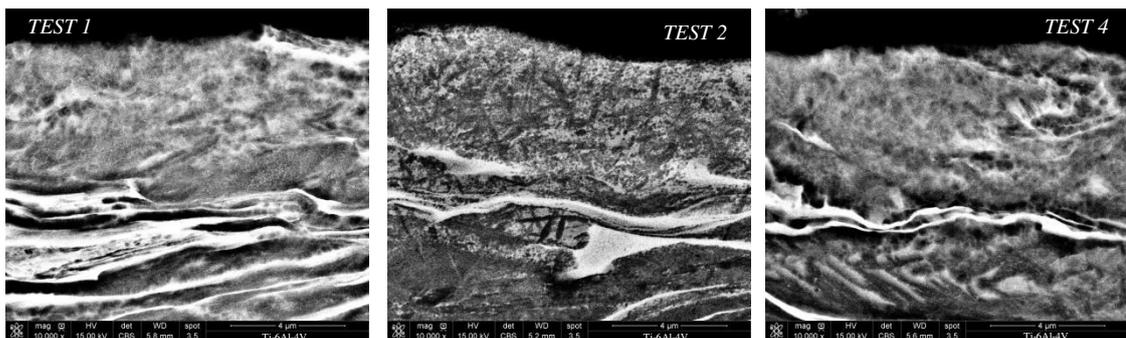


FIGURE 2.20 – Déformations sévères à l'interface outil-copeau : microstructure indiscernable

En tenant compte du chargement thermomécanique ainsi que de la chaleur dissipée dans cette zone, plusieurs auteurs évoquent la présence d'une couche limite qui agirait comme un film lubrifiant à haute température, réduisant le frottement à l'interface [Trent 2000, Jaspers 2002, List 2004, Courbon 2012]. List [List 2004] soutient cette hypothèse en considérant que le comportement à l'interface est proche de celui d'un fluide très visqueux et d'un fluide newtonien au niveau de la pointe de l'outil.

Les analyses précédentes témoignent des limites des moyens de caractérisation classiques à révéler les changements microstructuraux opérant dans la zone de cisaillement secondaire. Améliorer la compréhension des phénomènes par une approche post-mortem demanderait donc des moyens d'imagerie avancées (EBSD, MET, neutron aux petits angles, synchrotron ...) afin de tirer des conclusions plus précises.

### 2.3.3 Efforts de coupe

Bien que les conditions de coupe étudiées montrent des différences significatives en termes d'angle de coupe et de vitesse, les efforts de coupe des tests 1 et 4 présentent une similitude assez surprenante. Ils reflètent, en effet, une compensation de la variation de l'angle de coupe par un effet de vitesse.

Sur la figure 2.21, on constate une diminution classique des efforts avec la vitesse de coupe. L'effet de l'angle de coupe est clairement perceptible entre les couples de tests 1 – 3 et 2 – 4. Il se traduit par une augmentation significative de l'effort de coupe pour  $\gamma = 0^\circ$ .

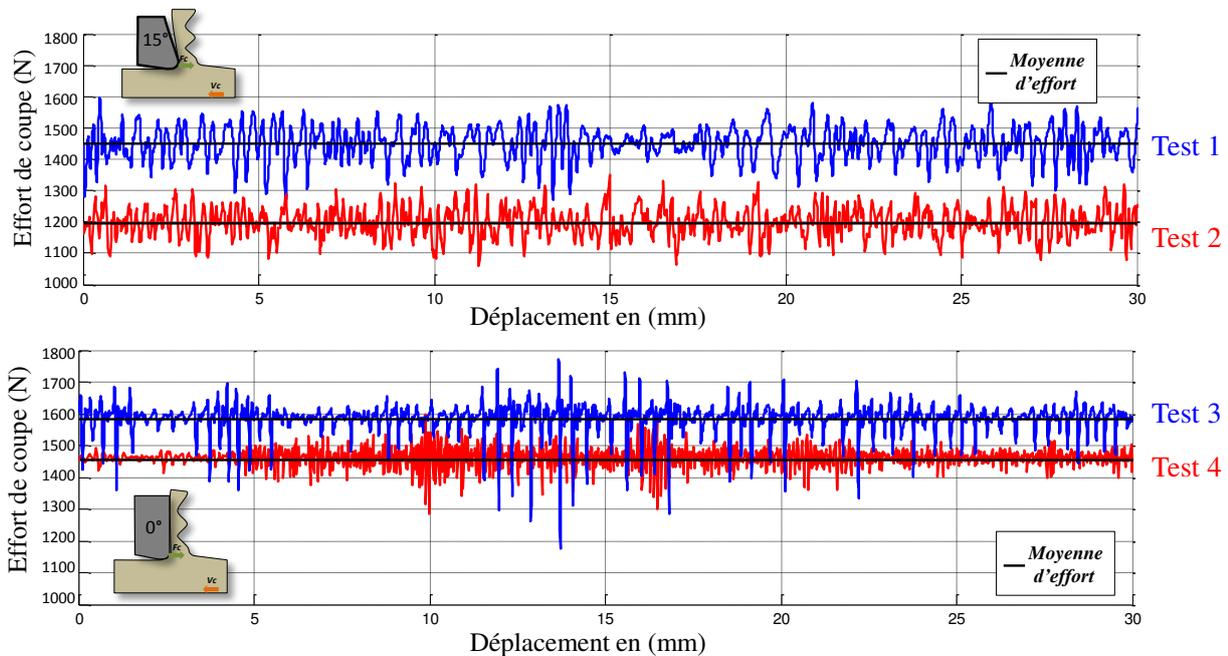


FIGURE 2.21 – Efforts de coupe pour les quatre tests étudiés

Bien que la table dynamométrique Kistler soit utilisée à une fréquence d'acquisition maximale de 7 kHz, il s'avère qu'elle est incapable de fournir des informations à l'échelle mesoscopique relatives à la formation des festons, malgré les basses vitesses employées.

Comme on a pu le constater sur les films de chaque test, un chevauchement très marqué est observé dans le cycle de formation des festons. En effet, la phase finale de formation d'un segment correspond aussi à la phase initiale de la formation d'un autre. De ce fait, il apparaît que les pics d'effort mesurés reflètent la formation de plusieurs festons à la fois. Ce phénomène témoigne des difficultés inhérentes à dépouiller les signaux d'efforts à de telles fréquences. Notons, de plus, que la projection du signal dans l'espace fréquentiel ne nous a pas permis de tirer des conclusions pertinentes concernant la fréquence de festonnage.

Une fluctuation en effort très importante est observée sur les courbes obtenues. Elle dépasse les  $500N$  dans le cas du test 3. Celle-ci reflète implicitement l'instabilité du processus pour les quatre conditions sélectionnées, mais incite à adopter d'autres moyens de mesure plus performants comme ceux présentés dans [Adolfsson 1995, Castro 2006, Chae 2007].

### 2.3.4 Analyse des grandeurs cinématiques et thermiques durant la formation des festons

L'objectif de cette partie est d'analyser quantitativement l'évolution des grandeurs cinématiques ( $\dot{\varepsilon}_p, \varepsilon$ ) mais aussi de la température  $T$  qui conduit, par la résolution de l'équation de la chaleur (équation 2.12), à l'obtention des grandeurs énergétiques pour les quatre tests.

Un seul feston de chaque essai est retenu pour les analyses. Sa formation progressive sera décrite en pourcentage à partir de son initiation<sup>3</sup> (0%) jusqu'à sa formation totale<sup>4</sup> (100%). Le tableau 2.4 expose, le nombre des festons formés  $N_{feston}$  ainsi que le nombre d'images obtenues par feston à partir de la ligne visible ( $N_{Vis}$ ) et infrarouge ( $N_{IR}$ ).

	$\gamma$ (°)	f (mm)	Vc ( $m.min^{-1}$ )	$N_{feston}$ —	$N_{Vis}$ —	$N_{IR}$ —
Test 1	15	0.25	3	219	58	5
Test 2			15	249	10	1
Test 3	0		3	227	62	5
Test 4			15	286	10	1

Tableau 2.4 – Évaluation quantitative du nombre d'images obtenues par le feston à traiter

Les différentes images visibles qui correspondaient aux images infrarouges ont été sélectionnées pour les analyses. Bien que le nombre d'images visibles dans les tests 1 et 3 soit suffisant pour décrire correctement l'évolution des grandeurs cinématiques et thermiques du feston, il s'avère que les tests à haute vitesse de coupe ne permettent d'obtenir qu'une seule image thermique. Afin de compléter nos analyses, d'autres images thermiques, qui proviennent d'autres festons de taille similaire ( $L, \varphi$ ) et présentant le même pourcentage d'évolution, ont été étudiées.

Les figures 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26 permettent d'appréhender, pour chaque test, l'évolution progressive de la formation de feston, le trajet de fissuration ainsi que ses grandeurs cinématiques et thermiques. L'analyse de ces phénomènes fait l'objet des paragraphes suivants.

#### • Mécanismes d'enlèvement de la matière

En se focalisant sur les images visibles obtenues, on peut distinguer aisément les étapes classiques largement discutées dans littérature quant à la formation des festons [Germain 2013, Pottier 2014a, Harzallah 2017] :

3. Moment où l'outil de coupe rentre en contact avec le feston

4. La formation totale du feston est achevée lorsque la fissure atteint le bord libre de la matière suivi par  $50\mu m$  du déplacement de la pièce finale

- **Initiation** : une compression importante est observée en avant de la face de coupe et plus particulièrement au voisinage du rayon d'acuité. Une déformation hors plan très nette est observée pendant cette phase et persiste jusqu'à la formation totale du feston. Au niveau de la pointe de l'outil, cette compression conduit à la localisation de la déformation et à l'initiation de la fissure qui marque la fin de cette phase.
- **Cisaillement** : une fois la fissuration déclenchée, le feston commence à glisser progressivement suivant le plan de cisaillement et la fissure continue de se propager jusqu'à atteindre le bord libre de la matière.
- **Éjection** : à ce stade, la fissuration est totale. Le feston est alors *pris en tenaille* entre la face de coupe et le dessus du feston suivant. La résultante de ces efforts pousse le feston vers le haut alors que débute la formation du suivant.

Comme le montre la figure 2.22, les proportions entre ces trois phases de formation des festons dépendent fortement des conditions de coupe. On constate tout d'abord que la phase de compression dure plus longtemps aux angles nul. Ceci conduit inévitablement à une phase de cisaillement plus courte qui engendre l'effet *d'arrachement* perçu à l'observation des films et mentionné dans le paragraphe 2.3.1. A moindre échelle, la vitesse de coupe semble aussi avoir un rôle puisque l'on constate qu'à faible vitesse, la phase de compression est elle aussi plus longue. L'aspect ductile du matériau et sa sensibilité aux conditions dynamiques permettent d'expliquer cette différence.

A ce stade, il est intéressant de remarquer qu'un amorçage tardif de la fissure (effet vitesse et/ou d'angle) conduit à des angles de cisaillement plus faibles. En effet, en mettant en regard les figures 2.22 et 2.17 on constate par exemple que pour des angles nuls où l'amorçage est tardif, l'angle de cisaillement est plus faible. Il apparait donc que le trajet de déformation influe fortement sur la propagation de la fissure et que plus ce dernier contient de compression plus la propagation est retardée donc brutale. La fissuration semble donc contourner la zone de forte compression et le fait que cette zone soit plus grande pour des angles nul justifie l'allure incurvée de la fissuration dans ce cas. Par ailleurs, il convient de mentionner que ces différences dans les modes de propagation conditionnent directement la taille des festons générés.

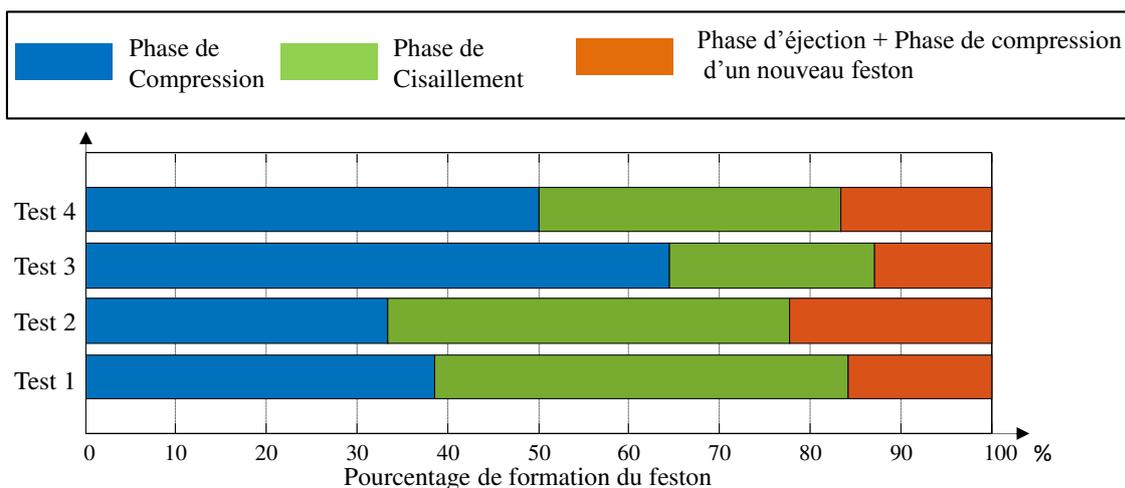


FIGURE 2.22 – Proportions des phases de formation des festons traités

De plus, les figure 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26 montre que l'augmentation de la vitesse de

coupe assure une localisation rapide et plus nette que celle observée à faible vitesse de coupe ( $3 \text{ m.min}^{-1}$ ). Elle se traduit par la création d'une bande très fine dans laquelle la fissure s'initie et se propage.

Enfin, un chevauchement entre la phase d'éjection des festons avec le début de formation d'un nouveau est observée sur toutes les conditions retenues.

- **Grandeurs cinématiques**

Le niveau de déformation est plus important à faible vitesse de coupe et à moindre échelle, pour des angles nuls. Pendant la phase de compression, le niveau de la déformation est très modeste. Les zones déformées sont très dispersées dans la région de coupe. La déformation commence à se localiser progressivement jusqu'à la création totale d'un plan de cisaillement dans lequel la déformation peut atteindre des valeurs très élevées  $\mathbf{H}_{eq} \simeq 1.7$ . Ainsi, une bande très localisée est observée et déclenche le processus de cisaillement dans la matière. Ces phénomènes sont observés sur les quatre tests avec des proportions différentes.

Les vitesses de déformation sont, logiquement, très influencées par l'élévation de la vitesse de coupe. A  $15 \text{ m.min}^{-1}$ , des valeurs de  $5500 \text{ s}^{-1}$  sont atteintes pour des stades très avancés de la formation du feston. Cet effet, joue un rôle très important dans la localisation de la déformation et la propagation de la fissure. Pour les tests 2 et 4, une concentration très nette de la vitesse de déformation dans une bande très fine est observée pour des stades précoces de la formation des festons  $< 20\%$ . Elle assure, en effet, une perte de ductilité dans le matériau, ce qui amène à une rupture plus rapide que celle observée à faible vitesse de coupe.

Il est aussi intéressant de mentionner que l'effet de la variation de l'angle de coupe sur les vitesses de déformation n'est pas négligeable. A faible vitesse de coupe, une diminution très importante (près de 50 %) de la vitesse de déformation a été observée. En revanche, cet effet n'est pas observé à haute vitesse de coupe où les valeurs obtenues sont comparables.

- **Température**

On retrouve une augmentation classique de la température en fonction de la vitesse de coupe et à un degré moindre avec les angles de coupe nuls. Par contre cette élévation avec les conditions de coupe n'est pas linéaire. Augmenter d'un facteur 5 la vitesse de coupe ne fait progresser la température maximale que de 52%.

A partir de cette constatation, il est tout à fait raisonnable de remettre en question l'hypothèse d'adiabaticité largement utilisée dans les simulations numériques de la coupe de l'alliage de titane Ti-6Al-4V. Le lecteur pourra se reporter à l'Annexe C.3 qui discute précisément de ce point. En effet, il est montré que le terme Laplacien de l'équation de la chaleur présente un ordre de grandeur tout à fait comparable au terme inertiel.

Pendant la phase de compression, une évolution modeste de la température est observée sur les quatre tests. Une fois la localisation de la déformation établie, une élévation brutale de la température est observée. Elle commence à la pointe de l'outil et se développe tout au long du plan de cisaillement. Ce phénomène nous renseigne par ailleurs sur l'effet conjugué entre la déformation, la vitesse de déformation et la température dans la propagation de fissure. La déformation se produit si rapidement que la quantité de chaleur générée est faiblement évacuée par la conduction dans le matériau. L'adoucissement causé par la cinétique thermique rapide risque de dépasser, à partir d'un certain

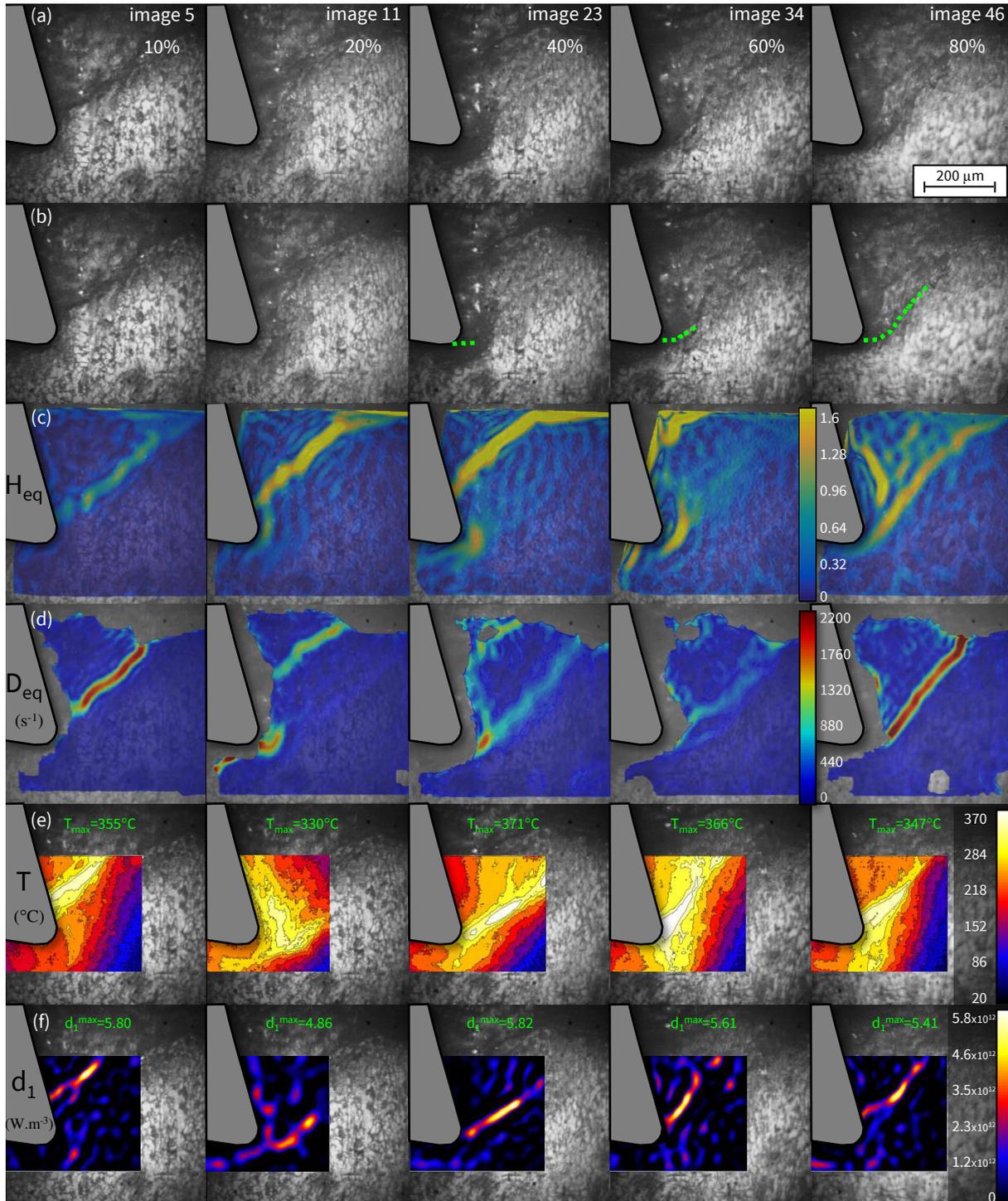


FIGURE 2.23 – Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique ( $Test\ 1 : Vc = 3\ m.min^{-1}, \gamma = 15^\circ, f = 0.25\ mm$ )

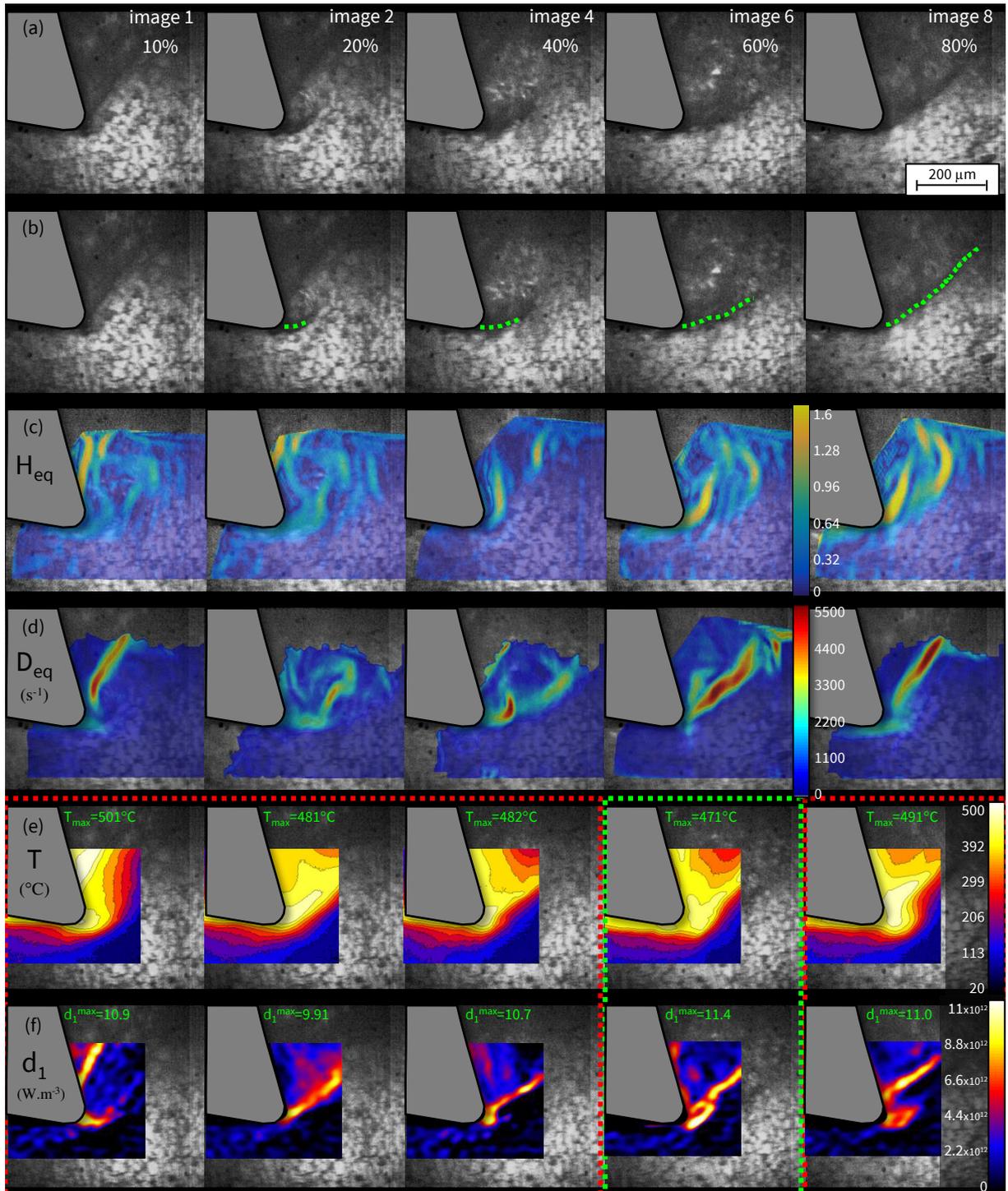


FIGURE 2.24 – Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique (Test 2 :  $V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}$ ,  $\gamma = 15^\circ$ ,  $f = 0.25 \text{ mm}$ )

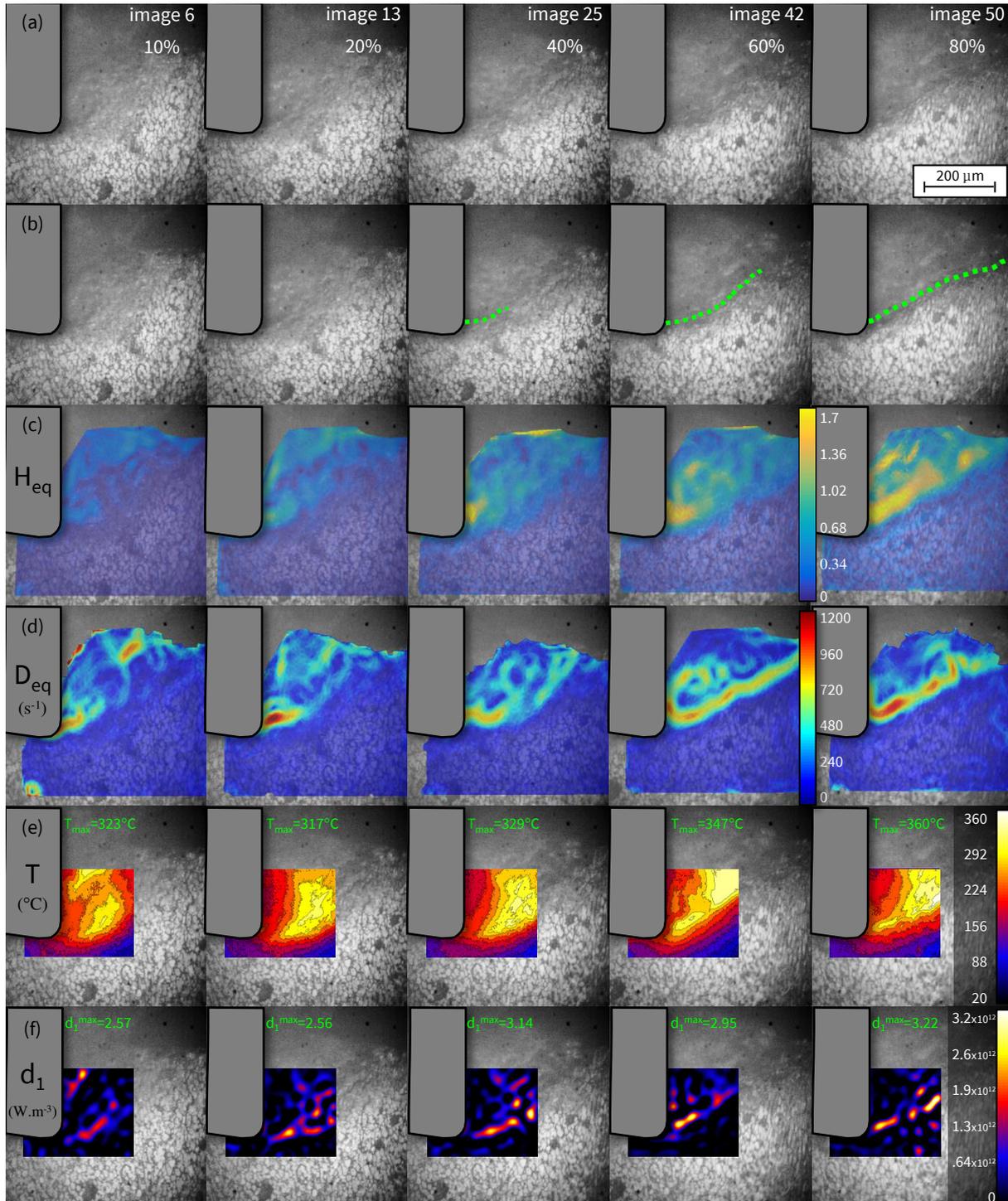


FIGURE 2.25 – Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique ( $Test\ 3 : Vc = 3\ m.min^{-1}, \gamma = 0^\circ, f = 0.25\ mm$ )

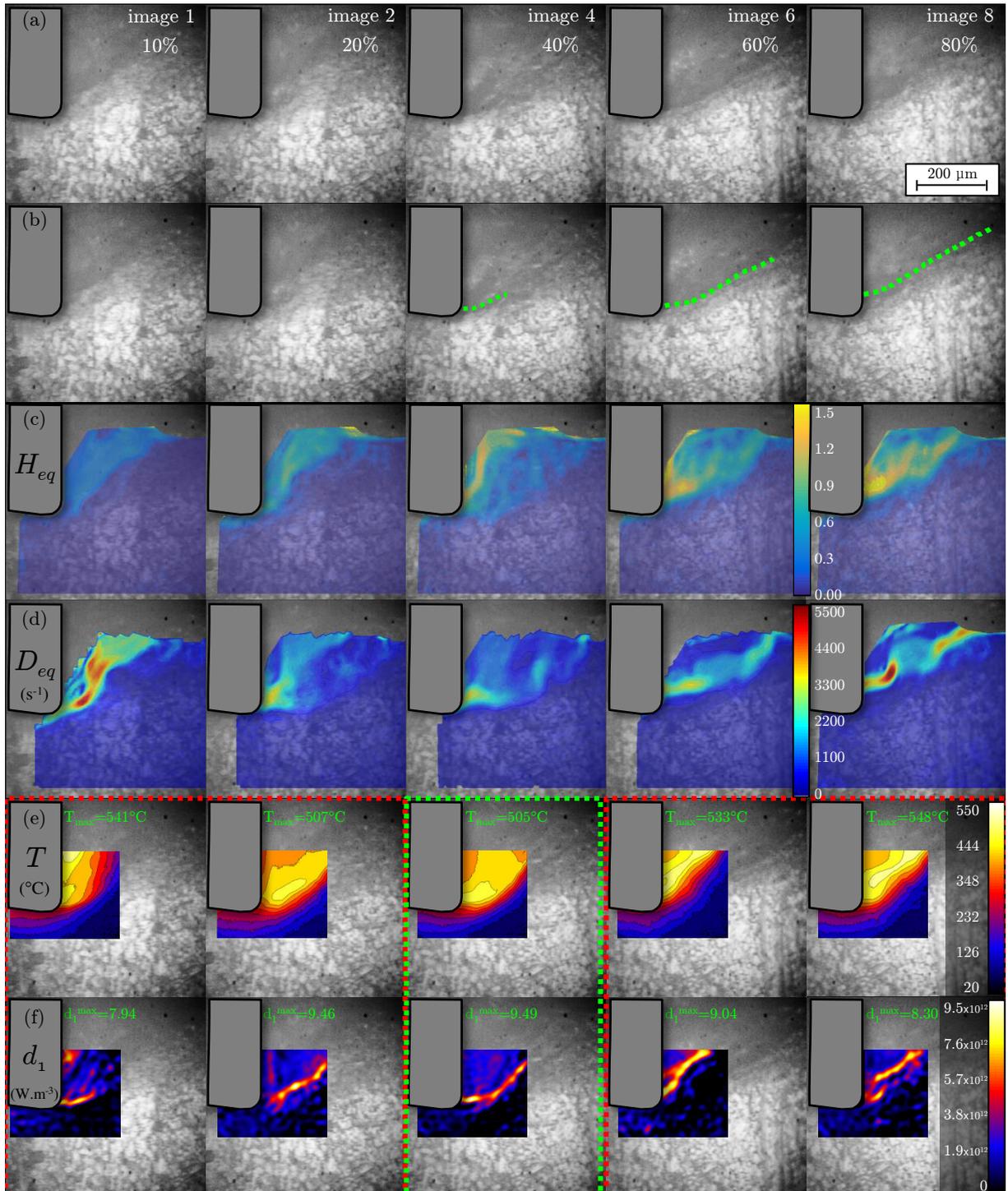


FIGURE 2.26 – Images de 5 instants de la formation d'un feston qui décrivent l'évolution de : (a) l'enlèvement de la matière (b) la propagation de fissure dans la zone de cisaillement primaire (c) la déformation logarithmique équivalente (d) la vitesse de déformation équivalente (e) la température mesurée (f) la dissipation thermique (Test 4 :  $V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}$ ,  $\gamma = 0^\circ$ ,  $f = 0.25 \text{ mm}$ )

niveau de déformation, le durcissement dû à l'écrouissage. Ce phénomène entraîne une localisation de la déformation, auto-entretenu et amplifiée par la chaleur ainsi localement générée. Cet effet couplé aux contraintes importantes trouvées au niveau de la pointe de l'outil donne naissance aux phénomènes de fissuration qui s'initient et se développent dans le plan de cisaillement jusqu'à atteindre le bord libre de la matière. Cette évolution rapide et simultanée des grandeurs thermiques et mécaniques reflète la nature complexe du procédé mais surtout le couplage thermomécanique qui y est associé.

Il est important de noter que la température maximale est localisée au niveau de la zone de cisaillement primaire et non pas à l'interface de coupe, comme on peut le voir dans [Liljerehn 2009, MSaoubi 2011, Valiorgue 2013]. Ceci est dû principalement au caractère instationnaire des mesures effectuées.

- **Dissipation intrinsèque  $d_1$**

Un certain niveau d'énergie doit être atteint afin d'enclencher les mécanismes d'enlèvement de la matière. Cette énergie est principalement cumulée par voie mécanique mais aussi thermique par apport de chaleur. Une variation importante de la dissipation intrinsèque dans les festons suivant les conditions de coupe est observée. L'élévation de la vitesse vers des valeurs cinq fois plus importantes assure son augmentation approximativement de 43% alors que la variation de l'angle de coupe ( $0^\circ \rightarrow 15^\circ$ ) conditionne sa réduction avec un pourcentage proche. Cette constatation n'est pas étonnante compte tenu de la forte localisation observée dans le cas des angles positifs et à un degré plus important avec l'élévation de la vitesse de coupe. Comme nous l'avons déjà constaté, la compression additionnelle liée à la diminution de l'angle de coupe semble perturber le processus de cisaillement et de ce fait, la localisation est moins prononcée par rapport aux tests 1 et 2. Cet effet plutôt surprenant renvoie à la figure 2.18 présentant les trajets de déformation pour la même vitesse mais avec des angles différents.

Il est aussi à noter que la dissipation fluctue au cours de la formation d'un feston. En effet, une progression modeste est trouvée pendant la première phase, suivie par une augmentation brutale liée à la localisation rapide de la déformation. Enfin la dissipation diminue naturellement à la fin du processus de formation du feston.

### 2.3.5 Synthèse sur les constatations précédentes

L'analyse de l'évolution simultanée des grandeurs cinématiques et thermiques dans la formation des festons nous a permis d'avoir une vision très claire sur les chargements thermomécaniques imposés dans le procédé. Néanmoins, quelques points apparaissent comme des éléments de discussion suite à la variation des conditions de coupe.

Pour les quatre conditions étudiées, les champs de déformation sont spatiotemporellement très hétérogènes et ils ont une tendance à se cumuler dans la même zone. Ceci est clairement perceptible sur les clichés de la vitesse de déformation. Cette dernière présente l'allure d'une bande dont la largeur dépend des conditions de coupe et qui semble fixe dans le temps ne fluctuant qu'en amplitude. Cette constatation conduit à émettre l'hypothèse d'un trajet de déformation qui serait prédéfini, principalement par la géométrie de coupe (angle de coupe et avance).

La déformation à la rupture est plus faible lorsque la vitesse de coupe augmente. On révèle, dans ce cas, un phénomène de perte de ductilité lié à l'augmentation de la

vitesse mais aussi à l'élévation importante de la température qui favorise le phénomène de propagation de fissure. On révèle par ailleurs une concurrence entre ces deux phénomènes qui ont des effets totalement contradictoires sur le comportement du matériau.

L'augmentation de la vitesse de coupe vers une valeur 5 fois plus importante n'impose en aucun des cas la variation des grandeurs cinématiques et thermiques avec le même facteur. Par contre, il apparaît que les termes de l'équation de la chaleur soient très influencés par l'effet de la vitesse coupe. La coupe a une tendance à converger vers un aspect adiabatique en augmentant le terme inertiel et en abaissent la valeur du terme laplacien ainsi que les pertes convectives. Malgré cette tendance, il s'avère que la valeur du terme Laplacien reste très importante même à des vitesses de coupe élevées et que l'hypothèse d'adiabaticité est discutable (Annexe C.3).

## 2.4 Vers l'établissement d'un bilan énergétique local

La puissance associée à la formation du copeau peut être décrite de deux manières. En effet, le théorème de l'énergie cinétique permet d'exprimer l'égalité des puissances des efforts intérieurs  $W'_{int}$  et extérieurs  $W'_{ext}$  en fonction de la variation d'énergie cinétique  $\dot{K}$  à tout instant, par :

$$W'_{ext} = -W'_{int} + \dot{K} \quad (2.13)$$

Le terme de gauche  $W'_{ext}$  décrit la puissance mécanique exercée par l'outil sur la matière. Il peut être exprimé comme une puissance des efforts extérieurs sur la frontière  $\partial\Omega$  du domaine comme suit [Chrysochoos 1985] :

$$W'_{ext} = \int_{\partial\Omega} \vec{F}_{ext} \cdot \dot{u} \, \partial S \quad (2.14)$$

La puissance des efforts intérieurs s'évalue dans le cas de grandes déformations par l'équation 2.15. Elle provient du principe des travaux virtuels qui permet d'écrire l'énergie interne à travers le produit contracté des deux tenseurs eulériens de taux de déformation et de Cauchy [Sidoroff 1980].

$$W'_{int} = - \int_{\Omega} \mathbb{T} : \mathbb{D} \partial V \quad (2.15)$$

Le domaine  $\Omega$  se résume à la partie de la zone de coupe observée par la caméra thermique. La puissance des efforts intérieurs peut être décomposée en une partie élastique  $\omega'_e$  et une partie anélastique  $\omega'_a$ . De plus, il est admis que la quantité anélastique  $\omega'_a$  est la somme d'une partie stockée  $\omega'_s$  dans la matière sous forme des phénomènes physiques (changement de microstructure, écrouissage, contraintes résiduelles, défaut ...), et une autre qui est dissipée en chaleur  $\omega'_c$ . Le bilan énergétique de la déformation mécanique peut être résumé de la manière suivante :

$$\begin{cases} \omega'_{ext} = -\omega'_{int} = \omega'_e + \omega'_a \\ \omega'_a = \omega'_s + \omega'_c \\ \omega'_{ch} = \omega'_{ctm} + \omega'_c \\ \omega'_c = \beta \cdot \omega'_a \end{cases} \quad (2.16)$$

Où  $\beta$  est le coefficient de Taylor & Quinney. En l'absence des variables d'état internes autres que les déformations plastique et élastique, le paramètre  $\omega'_{ctm}$  se limite au couplage thermoélastique. Ce dernier ainsi que l'énergie élastique seront considéré comme négligeable compte tenu des grandes déformations plastiques mises en jeu dans le procédé. En conclusion, la puissance des efforts intérieurs  $\omega'_{int}$  est égale, dans notre cas, à la puissance dissipée sous forme de chaleur  $\omega'_{ch}$ . Il vient donc :

$$\omega'_{ch} = \beta \cdot \omega'_a = \beta(\mathbb{T} : \mathbb{D}) \quad (2.17)$$

### Contribution du frottement à la production de la chaleur à l'interface de coupe

Afin d'établir un bilan énergétique, il convient de quantifier les termes dissipatifs issus par les phénomènes tribologiques dans le processus. En effet, le contact entre l'outil et la pièce se traduit par un frottement intense à l'interface de coupe. Ainsi, la puissance mécanique (par unité de surface) induite par frottement peut être exprimée par l'équation 2.18

$$\omega_f = \tau_f \cdot V_g \quad (2.18)$$

En chaque point du contact à l'interface de coupe,  $\tau_f$  et  $V_g$  représentent respectivement la contrainte de cisaillement et la vitesse de glissement. Ce modèle postule qu'une partie de cette énergie est convertie en chaleur. La densité de flux thermique s'exprime alors, en fonction de la fraction de l'énergie de frottement convertie en chaleur  $\eta_f = 0.9$  [Ayed 2013, Courbon 2013], et de coefficient de partage de flux  $\beta_{sl}$  par l'équation 2.19.

$$\dot{q} = \eta_f \cdot \beta_{sl} \cdot \tau_f \cdot V_g \quad (2.19)$$

D'une manière générale, cette densité du flux sera partagée entre l'outil et la pièce. Le coefficient de partage est modélisé comme le barycentre d'effusivité des matériaux mis en jeu  $\xi_i = \sqrt{k_i \rho_i \lambda_i}$  [Vernotte 1961, Courbon 2012, Atlati 2013].

$$\beta_{sl} = \frac{\xi_1}{\xi_1 + \xi_2} \quad (2.20)$$

Bien que nos travaux soient focalisés principalement sur l'évaluation de la température en zone de cisaillement primaire ( $Z_I$ ), on s'aperçoit que les images thermiques obtenues fournissent des informations précieuses quant aux zones de cisaillement secondaires ( $Z_{II}$ ) et tertiaires ( $Z_{III}$ ) ainsi que dans la pièce finale (dénotee zone IV). De ce fait, il est possible d'évaluer la condition aux limites dans ces zones via la loi de Fourier. Ainsi, on peut décrire l'égalité entre les deux formulations en fonction de la conductance thermique du contact  $h$  et de la température de deux corps en contact  $T_{mat}$  et  $T_{outil}$  (équation 2.21) :

$$\dot{q}_{mat \rightarrow tool} = -\mathbf{k} \frac{d\theta}{dx} = \beta_{sl} \cdot \eta_f \cdot \tau_f \cdot V_{sl} - h(T_{mat} - T_{outil}) \quad (2.21)$$

#### 2.4.1 Apport énergétique des zones de coupe lors de la formation des festons

Une évaluation spatiotemporelle des puissances générées dans chaque zone de cisaillement permet de quantifier leurs apports énergétiques au cours de la formation du feston.

**Zone de cisaillement primaire ( $Z_I$ )** Tout d'abord, on constate que la chaleur dissipée dans le processus de la coupe provient principalement de cette zone. Quelles que soient les conditions de coupe, la puissance dissipée en zone ( $Z_{II}$ ) et ( $Z_{III}$ ) sont nettement inférieures à celle-ci.

Il semble que la plasticité à elle seule ne puisse expliquer cette génération de chaleur. En effet, en rappelant que la puissance calorifique, présentée dans les figures 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26, correspond aux termes de gauche de l'équation de la chaleur 2.12, le bilan énergétique présenté plus haut 2.17 est rappelé ci-dessous :

$$\omega'_{ch} = \beta(\mathbb{T} : \mathbb{D}) \quad (2.22)$$

Il permet d'évaluer la contrainte au sens von Mises via la connaissance de  $\omega'_{ch}$  et  $\mathbb{D}$ . Comme le montre le tableau 2.5, en postulant  $\beta = 0.8$  tel que proposé dans [Mason 1994], on constate alors que cette contrainte est très importante (de l'ordre de plusieurs *GPa*). Cependant, la déformation sévère ainsi que les fissurations observées dans les clichés MEB laisse penser que des phénomènes autres que la plasticité pourraient être à l'origine de la dissipation thermique. Ainsi, on peut s'interroger sur l'hypothèse adoptée dans l'équation 2.22, à savoir que la plasticité soit le seul terme dissipatif.

Il conviendrait alors d'ajouter au terme de droite de l'équation 2.22, d'autres termes permettant d'explicitier cette possible sur-génération de chaleur. En effet, une dissipation liée à l'endommagement [Longère 2015], une transition de phase, une recristallisation, ou encore le frottement d'un feston sur l'autre pourrait tout à fait être envisagé. Des travaux complémentaires dans ce domaine constituent une perspective intéressante en ce qui concerne le présent travail.

	$\gamma$ (°)	f (mm)	Vc ( <i>m.min</i> <sup>-1</sup> )	$\sigma$ ( <i>GPa</i> )
Test 1	15	0.25	3	3.29
Test 2			15	2.5
Test 3	0		3	3.3
Test 4			15	2.1

Tableau 2.5 – Évaluation du niveau des contraintes trouvées dans la zone de cisaillement primaire suivant les conditions de coupe

**Zone de cisaillement secondaire et tertiaire ( $Z_{II}$  et  $Z_{III}$ )** L'évaluation du gradient de température sur la frontière du domaine matériel à travers l'équation 2.21 permet d'évaluer le flux thermique traversant l'interface outil-matière (Figure 2.27).

On constate que le rayon d'acuité est rapidement saturé et évacue de la chaleur vers la pièce.

La figure 2.27 montre que le flux sortant de la matière via la zone de cisaillement secondaire ( $Z_{II}$ ) est peu influencé par les conditions de coupe mais pourrait être un facteur très influent sur l'usure en cratère.

La zone de cisaillement tertiaire est, quant à elle, très influencée thermiquement par rapport à ( $Z_{II}$ ) (surtout à 15 *m.min*<sup>-1</sup>). Dès lors, on peut constater que les phénomènes tribologiques dans les deux zones sont de nature différente puisqu'ils ne sont pas influencés par la vitesse et l'angle de coupe de la même manière.

La légère variation trouvée dans la zone de cisaillement secondaire même pour des valeurs de vitesse de coupe cinq fois plus importantes, montre que l'élévation de la vitesse de glissement est compensée par une diminution significative de la contrainte de cisaillement et/ou du coefficient du partage de flux.

La méconnaissance de la température de l'outil  $T_{outil}$ , lors des essais que nous avons réalisés, reste un point limitant pour évaluer les contraintes à l'interface outil-matière. Par contre, l'obtention de cette valeur permettrait, avec la procédure présentée dans ce chapitre, de donner accès à des informations importantes sur l'interface tribologique (contrainte de glissement, fraction d'énergie dissipée ou coefficient de partage de flux).

Enfin, le niveau de température mesuré sur la surface générée ( $300^{\circ}C$  pour  $15\text{ m.min}^{-1}$ ) témoigne de l'impact des conditions de coupe sur l'intégrité de surface et plus précisément sur la profondeur affectée thermiquement.

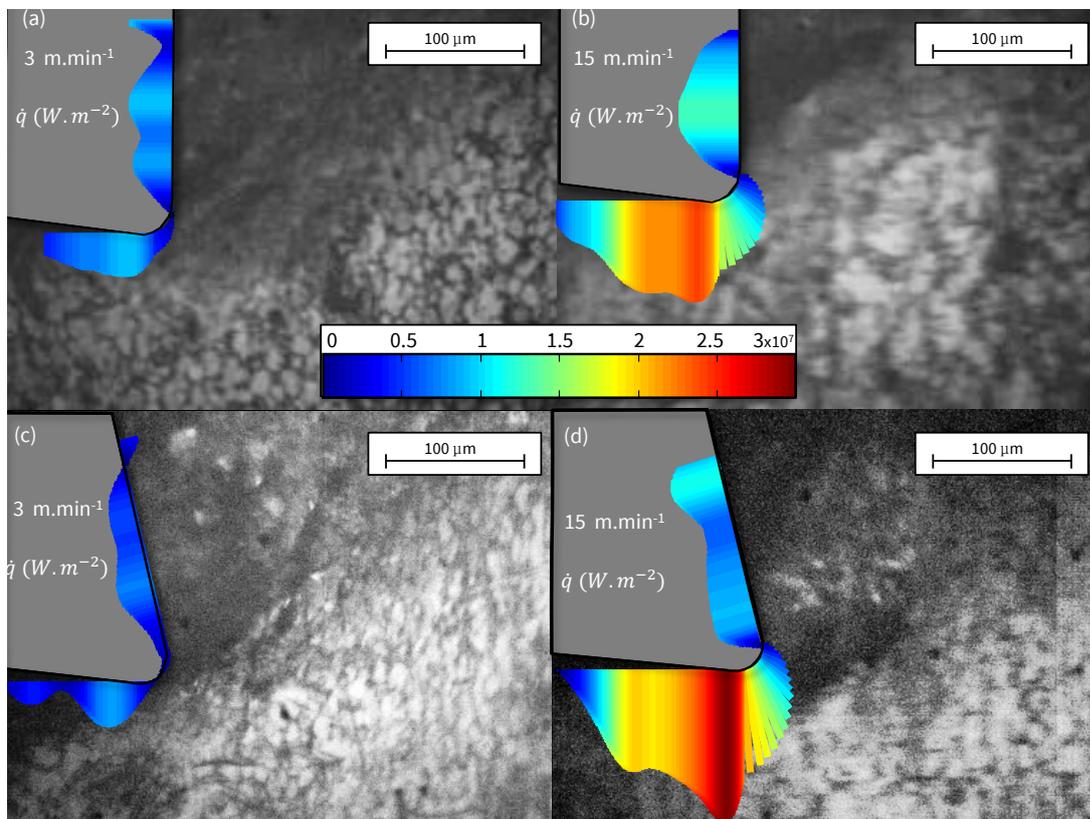


FIGURE 2.27 – Moyennes sur les flux entrants/sortants de la matière durant la formation d'un feston suivant les conditions de coupe adoptées

### Puissances globales

D'un point de vue macroscopique, il est possible d'établir une comparaison entre la puissance extérieure globale (produit du vecteur vitesse de coupe par l'effort  $F_c$ ) et la puissance intérieure. Cette dernière peut être calculée via la somme sur les volumes des contributions de chaque zone ( $Z_I, Z_{II}, Z_{III}$  et  $Z_{IV}$ ). On peut, dès lors, définir un domaine d'analyse  $\Omega$  qui se résume à la partie de la zone de coupe obtenue par l'image thermique

et délimité par l'interface outil-matière comme illustré par la Figure 2.28.e.

$$\begin{cases} W'_{ext} = \frac{a_p}{\beta} \int_{\Omega} \omega'_{ch} dS \\ \Omega = \cup_{i=I}^{IV} \end{cases} \quad (2.23)$$

L'intégration dans l'épaisseur est réalisée avec l'hypothèse d'homogénéité de la source de chaleur dans la profondeur de passe  $a_p$ . En effet, la nature surfacique du bilan énergétique présenté précédemment conduit inévitablement à cette hypothèse. Finalement, en rapportant cette quantité à la vitesse de coupe, on peut exprimer l'énergie consommée par 1 mètre de coupe ( $J.m^{-1}$ ).

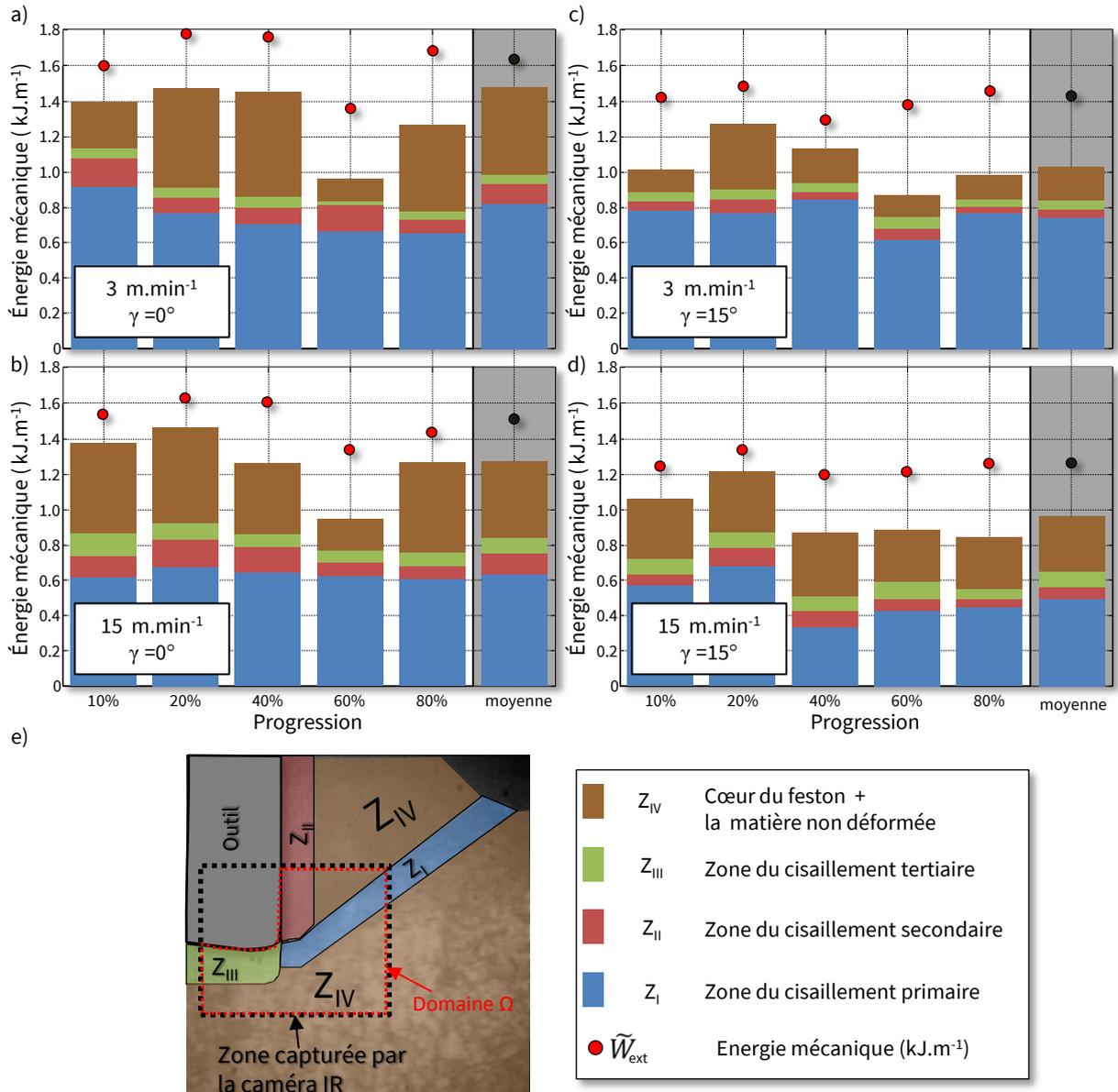


FIGURE 2.28 – Bilan d'énergie consommée par zone pour chaque condition de coupe

La figure 2.28 permet d’appréhender l’évolution des énergies consommées dans chaque zone pendant la formation d’un seul feston. Il apparaît clairement que le processus de formation du copeau ne s’effectue pas à une énergie mécanique constante. Bien qu’elle augmente légèrement avec la chute de la vitesse de coupe, on s’aperçoit qu’elle dépend fortement de l’étape de formation des festons. Pendant la phase de compression (avant 40% d’évolution), elle s’avère quasiment constante. Dans un deuxième temps, le déclenchement des mécanismes de cisaillement assure plus de souplesse dans le glissement du feston ce qui conduit à une consommation moins importante que lors de la première phase. Pendant l’étape finale, une augmentation de la puissance consommée est de nouveau observée. Elle est liée à l’effet conjugué de la formation d’un nouveau feston et de l’éjection du précédent.

Par ailleurs, l’énergie consommée dans la zone de cisaillement primaire semble très affectée par l’angle de coupe et, à moindre échelle, par l’augmentation de la vitesse de coupe. En effet, comme cela a été expliqué, l’effet de vitesse se manifeste principalement sur la localisation de la déformation. De ce fait, une bande plus fine de vitesse de déformation conduit à une consommation d’énergie plus faible. De plus, le fait de passer à un angle de coupe nul donne naissance à des contraintes de compression additionnelles qui affectent d’une manière importante l’énergie consommée.

En revanche, il s’avère que la dissipation des zones ( $Z_{II}$ ,  $Z_{III}$  et  $Z_{IV}$ ) est trop importante pour qu’elle soit négligée. Ceci est en accord avec les constatations tirées par mesure de champ où la zone déformée englobe en partie de la pièce finale ainsi que le cœur de feston.

Il est intéressant de souligner que sur les quatre tests, une corrélation satisfaisante est trouvée entre les mesures de puissances externes et internes malgré les hypothèses mises en jeu, la définition de chaque zone et le fait qu’une partie non négligeable de la zone de coupe soit hors champs.

## 2.5 Synthèse

Suite aux difficultés inhérentes liées au couplage des mesures thermiques et cinématiques présentées dans le Chapitre 1, nous avons commencé ce chapitre par la présentation d’un dispositif original **VISIR** permettant de répondre à cette problématique. Il permet d’assurer des mesures thermiques et cinématiques couplées, in-situ, et aux petites échelles. La première partie de ce chapitre s’est donc attachée principalement au choix de la caméra infrarouge ainsi qu’à la calibration de nouveau dispositif.

Dans une seconde partie, les différents points liés à la synchronisation des deux caméras ainsi que les approches employées en post-traitement ont été abordés en présentant les conditions de coupe retenues. Une attention particulière a été accordée aux écueils potentiels liés à la mesure des grandeurs cinématiques en grandes déformations. La méthode employée par Pottier *et al.* [Pottier 2014a], basée sur le cumul des déformations, a été retenue. Elle permet de passer de la formulation incrémentale en corrélation vers une approche globale en passant par une estimation du taux de déplacement. L’effet de la taille du motif sur la qualité de corrélation a été étudiée afin de garantir une bonne mesure en déplacement.

La troisième partie s’est focalisée principalement sur les analyses a posteriori des essais instrumentés en coupe orthogonale de l’alliage de titane Ti-6Al-4V. Les analyses prélimi-

naires ont tout d'abord permis de faire ressortir les différences géométriques de copeau en fonction des conditions opératoires. Un écoulement latéral de la matière est toutefois observé dans le processus, remettant en question l'hypothèse de déformation plane largement employée dans la modélisation de ce procédé. Si l'angle de cisaillement et la longueur de copeau se sont avérés très variables, la distinction intervient principalement sur la fréquence de festonnage ainsi que sur le trajet de déformation. L'ensemble de ces grandeurs constituera l'élément de comparaison avec les simulations numériques exposées dans le cinquième chapitre.

Une attention particulière s'est portée sur la micrographie du copeau. L'examen métallurgique a mis en évidence les hétérogénéités existantes dans les différentes zones de copeau. Si le cœur de feston présente une microstructure proche de l'initiale, la zone de cisaillement secondaire est sévèrement déformée avec la présence d'une couche homogène d'une épaisseur très faible ( $\sim 4 \mu m$ ) à l'interface outil-matière. Elle pose autant de questions sur les changements microstructuraux opérant dans cette zone qu'elle n'apporte de réponses.

La dernière partie de ce chapitre s'est focalisée sur les mesures thermiques et cinématiques in-situ effectuées en coupe. L'évolution de la déformation, la vitesse de déformation, la température, la fissuration ainsi que la puissance dissipée ont été exposées durant les différentes phases de la formation du feston. L'analyse détaillée de ces grandeurs physiques pour chaque condition de coupe, à travers un bilan énergétique, a permis de mettre en avant plusieurs constatations :

- Les mécanismes de déformation en zone de cisaillement primaire sont très influencés par l'effet de vitesse de coupe et de la température. On relève par ailleurs un couplage thermomécanique fort entre ces deux derniers paramètres qui conditionne, en grande partie, les mécanismes d'enlèvement de la matière.
- Les dimensions de la zone de cisaillement primaire sont principalement conditionnée par la vitesse et l'angle de coupe. Sa largeur diminue avec l'augmentation de la vitesse de coupe. La zone de cisaillement primaire est rectiligne avec un angle positif et s'incurve en passant à un angle de coupe nul. Ces deux constatations reflètent l'effet important des conditions de coupe sur la localisation de la déformation, mais aussi sur l'aspect géométrique du feston.
- La puissance maximale est dissipée dans la zone de cisaillement primaire et le frottement en  $Z_{II}$  et  $Z_{III}$  s'avère très influencé par les conditions opératoires de la coupe.
- A  $15 m.min^{-1}$ , l'ordre de grandeur du terme laplacien est très important et non négligeable devant le terme inertiel et un calcul simple permet de montrer que cela reste vrai pour des vitesses supérieures à  $60 m.min^{-1}$ . En conséquence, l'hypothèse d'adiabaticité communément employée en modélisation peut être remise en question.
- La contrainte trouvée via le bilan énergétique montre que la dissipation par déformation plastique pourrait ne pas suffire à expliquer le niveau de température observé. D'autres phénomènes comme la dissipation par endommagement ainsi que les processus métallurgiques voire tribologiques pourraient aussi contribuer à l'élévation de température en  $Z_I$ .

Finalement, lorsque l'on aborde la question de la température en usinage, il est important de préciser à quelle zone on fait référence. Les chargements thermomécaniques sont

en effet drastiquement différents selon que l'on se focalise sur la zone de cisaillement primaire, secondaire, tertiaire ou encore l'outil de coupe. On peut dès lors s'interroger sur la signification du terme "Température de coupe" couramment utilisé dans la communauté de l'usinage.

Ces constatations cadrent la suite de l'étude en nous invitant à nous pencher, principalement, sur deux aspects du procédé :

- Le couplage thermomécanique constaté témoigne de la complexité des phénomènes qui se produisent dans les différentes zones de cisaillement. Comment dès lors retranscrire ces aspects par des modèles simples ? Quelles sont ses conséquences sur les mécanismes d'enlèvement de la matière ?

- La fissure observée dans les films de coupe se propage clairement le long de la zone de cisaillement primaire jusqu'au bord libre de la matière et son trajet semble être très complexe. Quelle est son influence sur le comportement thermomécanique ? Est-on, à ce jour, capable de reproduire son effet au travers des critères d'endommagement classiques ?

# 3

## Étude et modélisation du comportement de l'alliage de titane Ti-6Al-4V

*Ce chapitre vise à caractériser, ex-situ, le comportement thermomécanique constaté dans la coupe par des essais simples afin de s'affranchir des autres éléments perturbateurs du procédé comme les interactions tribologiques, l'endommagement du matériau, les vibrations, la géométrie de l'outil...*

*La première partie passe en revue les modèles et les méthodes de caractérisation communément utilisés. Basée sur l'analyse quantitative des grandeurs physiques régissant les mécanismes d'enlèvement de la matière menée dans le chapitre précédent, la deuxième partie expose la méthodologie adoptée dans le choix des essais sélectionnés ainsi que leur méthode de dépouillement. Les résultats expérimentaux seront détaillés et mènent enfin à l'identification d'un nouveau modèle thermomécanique couplé qui fait l'objet d'une comparaison avec le modèle de Johnson-Cook.*

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Les modèles de comportement</b>	<b>87</b>
3.1.1	Modèles phénoménologiques : Johnson-Cook et ses adaptations	88
<b>3.2</b>	<b>Essais de caractérisation</b>	<b>93</b>
3.2.1	Essais dynamiques $10^{-1}$ à $10^2 s^{-1}$	93
3.2.2	Essais en dynamique rapide et à hyper-vitesse $10^2$ à $10^7 s^{-1}$	94
3.2.3	Évaluation des sollicitations et choix des essais	96
3.2.4	Méthodologie adoptée	99
<b>3.3</b>	<b>Mise en œuvre de la méthode envisagée</b>	<b>106</b>
3.3.1	Choix du modèle de comportement	107
3.3.2	Influence des valeurs initiales	108
3.3.3	Analyse des paramètres identifiés	109
<b>3.4</b>	<b>Identification de la loi de Johnson-Cook</b>	<b>110</b>
3.4.1	Première démarche : Méthode Multiplicative	111
3.4.2	Deuxième démarche : Méthode globale	114
3.4.3	Discussion	115
<b>3.5</b>	<b>Présentation du nouveau modèle de comportement</b>	<b>116</b>
3.5.1	Analyse des résultats d'identification	117

3.5.2	Comparaison modèles identifiés/expérience . . . . .	119
3.5.3	Transposition aux sollicitations rencontrées en usinage . . . . .	119
<b>3.6</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>121</b>

---

### 3.1 Les modèles de comportement

Le développement informatique a permis l'émergence des simulations numériques en coupe orthogonale. Ce progrès a amené cette technique au rang d'outil essentiel pour le milieu industriel.

Cependant, la pertinence des résultats de simulation passe inévitablement par les performances des données d'entrée en terme des lois implémentées et de leur aptitude à retranscrire les phénomènes qui se produisent lors du processus d'usinage. Modéliser une opération d'usinage passe essentiellement par une caractérisation thermomécanique afin d'étudier la rhéologie du matériau et d'identifier, voire proposer, une loi de comportement et/ou d'endommagement.

Dans le cadre de l'usinage, un modèle de comportement doit être capable de décrire précisément la dépendance de la contrainte d'écoulement à la déformation, à la vitesse de déformation, à la température ainsi qu'aux autres phénomènes qui peuvent se déclencher pendant le processus (adoucissement thermique, évolution microstructurale...). Cela conduit à un jeu complet de variables internes et par la suite un modèle nécessairement complexe à implémenter et à identifier.

L'observation phénoménologique de la réponse d'un matériau soumis à des sollicitations spécifiques montre l'existence de trois classes principales de comportement mécanique : l'élasticité, la viscosité et la plasticité. Chaque classe offre une contribution aux modèles de comportement alors qu'une combinaison de ces trois assure une description plus complexe.

Le modèle phénoménologique du Bingham (1929) fut le premier à assurer cette combinaison avec un modèle élastoviscoplastique décrit par trois types de briques élémentaires dont chacune décrit une fonction particulière (Figure 3.1). L'auteur met en évidence l'intérêt de résoudre analytiquement le problème sous des sollicitations diverses. En complément, la dépendance en température s'effectue en additionnant et/ou multipliant par un

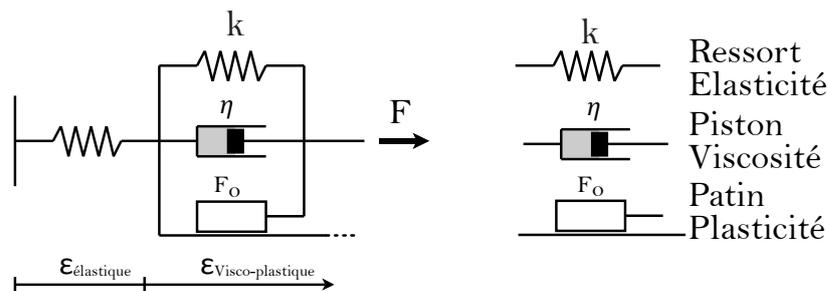


FIGURE 3.1 – Présentation schématique du modèle de Bingham :  $F$  : La charge,  $F_0$  : Force seuil,  $\varepsilon$  : La déformation,  $k$  : La raideur,  $\eta$  : Coefficient de viscosité

nouveau module pour décrire l'élévation de cette dernière ainsi que son influence sur le comportement macroscopique. On obtient donc un modèle thermomécanique où une formule mathématique simple décrit l'écrouissage, l'effet de la vitesse de déformation et celui de la température dont son identification est découplée (i.e. les blocs sont identifiables séparément). Ces dernières décennies, de nombreuses formulations qui appartiennent à cette classe ont été proposées puis modifiées en vue d'améliorer la restitution du comportement rhéologique du matériau.

### 3.1.1 Modèles phénoménologiques : Johnson-Cook et ses adaptations

Le modèle de comportement de Johnson-Cook [Johnson 1983] reste incontournable dans le milieu industriel [Ayed 2013, Courbon 2014].

Ce modèle a été identifié suite à un travail expérimental mené sur 12 matériaux en conditions d'essais quasi-statiques ( $\varepsilon \simeq 1$  et  $\dot{\varepsilon} < 400s^{-1}$ ) à l'ambient, et dynamiques ( $\varepsilon \simeq 0.2 - 0.3$  et  $\dot{\varepsilon} < 600s^{-1}$  et  $T < 600^\circ C$ ). Une variation quasi-linéaire de la contrainte suivant la température et le logarithme de la vitesse de déformation est observée. En conséquence, les auteurs emploient le terme d'écrouissage de Ludwick (1909)  $[A + B \cdot (\varepsilon_p)^n]$ , transformé homothétiquement par le terme  $[1 + C \ln(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0})]$ , permettant de décrire l'effet de viscosité, et finalement par le terme  $[1 - (\frac{T-T_0}{T_f-T_0})^m]$  pour décrire la sensibilité à la température. Dans ce dernier terme, Johnson & Cook introduisent une température de transition  $T_0$  en dessous de laquelle l'effet de la température sur le comportement du matériau est négligeable. La formulation obtenue est donc :

$$\begin{cases} \text{Pour } T \leq T_0 : \\ \sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \\ \text{et } T_f \geq T \geq T_0 : \\ \sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{T-T_0}{T_f-T_0} \right)^m \right] \end{cases} \quad (3.1)$$

Où  $\dot{\varepsilon}_0$  décrit la vitesse de déformation de référence. Cette loi possède 5 paramètres à identifier. Les coefficients A, B, n, C et m de ce modèle représentent respectivement la contrainte d'écoulement à déformation plastique nulle, le module d'écrouissage, l'exposant d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et l'exposant d'adoucissement thermique.

Ce modèle revient de façon récurrente dans beaucoup de travaux numériques impliquant des sollicitations thermomécaniques avec une grande vitesse de déformation (impact, procédé à grande vitesse de déformation...). Sa structure découplée lui confère une simplicité d'identification et d'implémentation puisque ce type de variables d'état est toujours disponible dans les codes EF commerciaux.

Le modèle tel qu'il est postulé repose sur des vitesses de sollicitation qui ne dépassent pas  $600s^{-1}$  et des déformations inférieures à 0.3 en dynamique [Johnson 1983].

La structure de cette loi paraît intéressante pour certains chercheurs afin de modifier un terme bien déterminé pour mieux représenter certains phénomènes. Plusieurs modifications ont ainsi été proposées<sup>1</sup>.

#### Modification du terme de viscosité

Ce terme, qui représente la dépendance à la vitesse de déformation, fut le premier à être remis en question par Follansbee *et al.* [Follansbee 1984]. Ils constatent que la variation de la vitesse de déformation n'est pas tout à fait logarithmique lors d'une compression dynamique d'un lopin en cuivre. En effet, il apparaît que cette conclusion peut être étendue

---

1. Les paramètres des modèles présentés dans ce chapitre étant nombreux et parfois similaires, ils ne seront pas mentionnés dans la nomenclature afin de ne pas la surcharger inutilement.

dans les cas des métaux ductiles. Cette constatation, a été traduite par Holmquist *et al.* [Holmquist 1991] à travers une substitution du terme logarithmique par une loi de puissance pour augmenter l'effet de viscosité à hautes vitesses de déformation.

$$\sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.2)$$

Rule *et al.* [Rule 1998] renforcent ce terme par un ratio pour décrire l'élévation rapide de la contrainte au voisinage de  $10^3 s^{-1}$  dans le cas de l'aluminium, du cuivre et du fer forgé.

$$\sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C_1 \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) + C_2 \left( \frac{1}{C_3 - \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)} \right) - \frac{1}{C_3} \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.3)$$

Kang et Huh [Kang 2000] ajoutent un terme quadratique pour montrer cette élévation en contrainte.

$$\sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C_1 \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) + C_2 \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{n_1} \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.4)$$

L'influence des modifications est illustrée par la figure 3.2

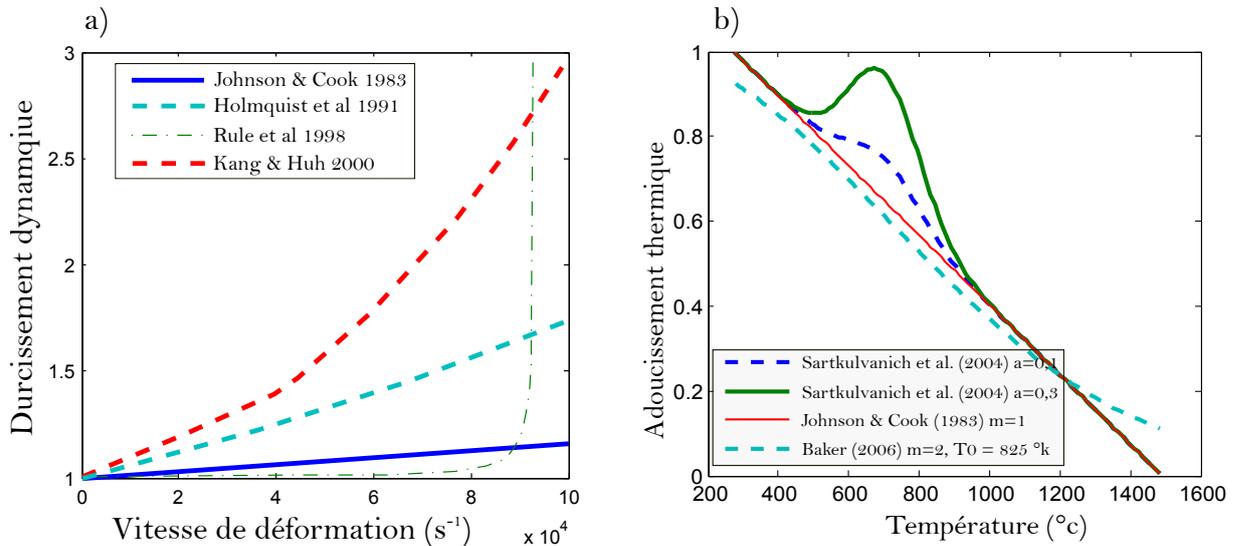


FIGURE 3.2 – L'influence des modifications apportées sur la forme originale de Johnson et Cook : a) influence sur la viscosité b) influence sur l'adoucissement thermique

### Modification de l'érouissage

Puisque le modèle de Johnson-Cook se base sur un terme d'érouissage déjà éprouvé (celui de Ludwik), peu de travaux se sont intéressés à le modifier. Néanmoins, suite aux phénomènes observés sur le tantale, Khan *et al.* [Khan 1999] ont proposé de modifier le terme d'érouissage de cette loi en renforçant le couplage entre ce dernier et la sensibilité à

la vitesse de déformation. Ce couplage vise à reproduire l'effet d'adoucissement au niveau de l'écroutissage avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

$$\sigma_y = \left[ B (\varepsilon_p)^{no} \left( 1 - \left( \frac{\ln \dot{\varepsilon}_p}{\ln \dot{\varepsilon}_0} \right)^{n1} \right) \right] \left[ \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^c \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.5)$$

### Modification de l'adoucissement thermique

Ce dernier terme a été abondamment remis en question. Bäker [Bäker 2006] assure un couplage fort entre l'adoucissement thermique et l'écroutissage pour faire apparaître la dominance de ce dernier sur l'écroutissage lors de la modélisation de l'usinage des alliages de titane.

$$\sigma_y = \left[ B (\varepsilon_p)^n \cdot \left[ \exp \left( - \left( \frac{T}{T_0} \right)^m \right) \right] \right] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ \exp \left( - \left( \frac{T}{T_0} \right)^m \right) \right] \quad (3.6)$$

Sartkulvanich *et al.* [Sartkulvanich 2004a] se sont focalisés sur la restitution d'un phénomène très particulier qui se résume sous forme d'une perte de ductilité dans une plage de température entre 400 – 900°C. L'auteur ajoute un terme empirique pour reproduire un tel effet. L'influence de ces modifications est illustrée par la figure 3.2.

$$\sigma_y = [B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right) + a \cdot \exp \left( -5 \cdot 10^{-5} (T - 200)^2 \right) \right] \quad (3.7)$$

### Extensions

Si certains auteurs modifient un ou plusieurs termes de la loi de Johnson-Cook [Johnson 1983], d'autres chercheurs conservent les trois termes originaux, mais en rajoutant un quatrième terme multiplicatif afin de tenir compte d'un phénomène spécifique.

La première extension de cette loi est menée par Meyers *et al.* [Meyers 1994]. Les auteurs modélisent la chute de contrainte observée lors d'une compression ( $\dot{\varepsilon} \simeq 10^{-3} \text{s}^{-1}$ ) d'une pièce en cuivre, à partir d'une température critique  $T_c$ .

Des observations métallurgiques ont conduit à affirmer qu'un processus de raffinement de grain (recristallisation dynamique) prenait part à cette chute. Le quatrième facteur se résume sous forme d'un rapport entre la contrainte après recristallisation  $\sigma_{Rec}$  et la contrainte à laquelle la recristallisation commence  $\sigma_{Start}$ .

$$\begin{cases} \sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] H(T) \\ H(T \geq T_c) = \frac{\sigma_{Rec}}{\sigma_{Start}} \\ H(T \leq T_c) = 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

Calamaz *et al.* [Calamaz 2008b] postulent, pour l'alliage Ti-6Al-4V, une extension du modèle de Johnson-Cook modifiant par la suite le comportement aux déformations et

températures élevées avec un terme qui décrit l'adoucissement thermique.

$$\begin{cases} \sigma_y = \left[ A + B (\varepsilon_p)^n \left( \frac{1}{\exp(\varepsilon_p^a)} \right) \right] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{T-T_0}{T_f-T_0} \right)^m \right] f(D, S) \\ f(D, S) = \left[ D + (1-D) \tanh \left( \frac{1}{(\varepsilon+S)^c} \right) \right] \\ D = 1 - \left( \frac{T}{T_m} \right)^d \\ S = \left( \frac{T}{T_m} \right)^b \end{cases} \quad (3.9)$$

Les termes  $a, b, c$  et  $d$  sont des constantes du matériau.

Dans cette extension (équation 3.9), les paramètres  $a$  et  $c$  assurent la variation de la pente liée à la décroissance de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation. Le paramètre  $b$  agit directement sur la valeur de déformation pour laquelle la contrainte maximale est atteinte. Le paramètre  $d$  contrôle l'amplitude de l'adoucissement thermique avec la déformation. De par sa pertinence, cette loi a été reprise par Sima *et al.* [Sima 2010] et aussi par Karpat [Karpat 2011] dans le cadre de la modélisation de la coupe des alliages de titane.

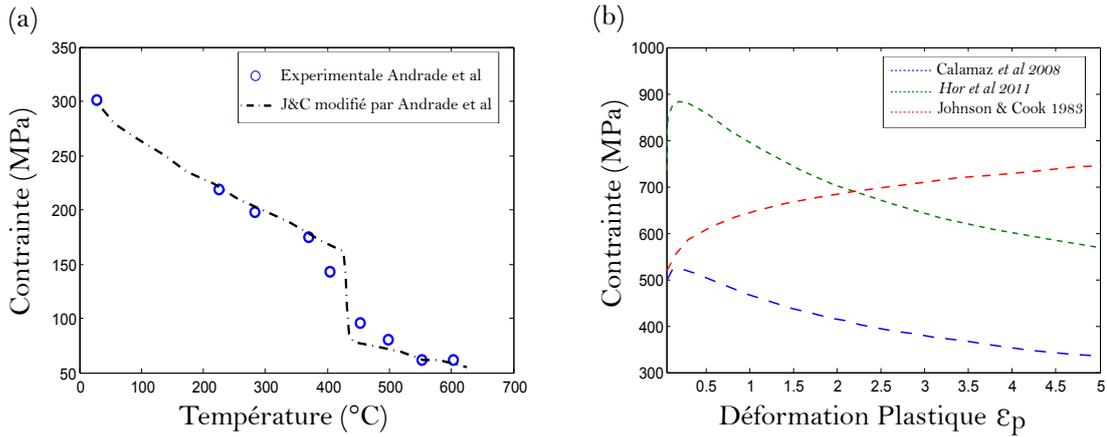


FIGURE 3.3 – L'effet des extensions apportées sur la forme originale de Johnson-Cook : a) Modèle d'Andrade b) Modifications apportées par Hor sur 42CrMo4 et Calamaz sur Ti-6Al-4V

Une extension proposée par D.Coupard [Calamaz 2008a] consiste à modifier cette dernière en la renforçant par un terme qui prend en compte le phénomène d'adoucissement par déformation *Strain Softening* observé aux déformations et températures élevées. Le modèle devient alors :

$$\begin{cases} \sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{T-T_0}{T_f-T_0} \right)^m \right] f(D, \varepsilon_p) \\ f(D, \varepsilon_p) = \left[ D + (1-D) \tanh \left( \frac{1}{(\varepsilon_p + \varepsilon_0)^c} \right) \right] \\ D = 1 - \left( \frac{P \varepsilon_p}{1 + P \varepsilon_p} \right) \tanh \left( \frac{T-T_0}{T_{rec}-T_0} \right)^q \end{cases} \quad (3.10)$$

Dans l'équation 3.10, le paramètre  $\varepsilon_0$  gère la modulation de la déformation lorsque la contrainte est maximale. Le terme  $D$  assure un couplage entre la déformation et la température via les paramètres :  $P$  contrôle la pente de décroissance après le pic en contrainte,

$T_{rec}$  pilote la température d'apparition du phénomène de *Strain softening*, et  $q$  gère la plage de température dans laquelle apparaît le phénomène.

Cette dernière loi a été reprise par Hor [Hor 2011], afin de rajouter un couplage en vitesse de déformation à haute température.

$$\begin{cases} \sigma_y = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C(T) \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ 1 - m_1 \left( \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^{m_2} \right] f(D, \varepsilon_p) \\ f(D, \varepsilon_p) = \left[ D + (1 - D) \tanh \left( \frac{1}{(\varepsilon_p + \varepsilon_0)} \right) \right] \\ D = 1 - \left( \frac{P \varepsilon_p}{1 + P \varepsilon_p} \right) \tanh \left( \frac{T - T_0}{T_{rec} - T_0} \right) \\ C(T) = C_1 \frac{\exp(C_2 \frac{T}{T_m})}{T} \end{cases} \quad (3.11)$$

Comme nous avons pu le voir, l'affinage du modèle initial de Johnson-Cook au niveau du couplage entre la vitesse de déformation et la température dans des gammes élevées de ces deux variables a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche. De plus, plusieurs auteurs proposent une loi de comportement dérivée du modèle de Johnson-Cook pour retranscrire la concurrence entre l'adoucissement thermique et le phénomène d'écroutissage dû à la déformation [Calamaz 2008a, Hor 2011]. Ce phénomène d'adoucissement est primordial pour l'initiation, puis l'amplification de la localisation de la déformation de manière à former des bandes de cisaillement adiabatiques. La forme retenue par les auteurs assure à chaque fois un couplage entre la température, la déformation et/ou la vitesse de déformation. Ces modifications permettent d'atténuer d'une manière artificielle l'effet de l'écroutissage tout en produisant un fort adoucissement de la contrainte due à l'élévation de la température. Ces formulations mathématiques simples sont très adaptées aux simulations numériques de plusieurs procédés [Calamaz 2008a, Hor 2011]. En revanche, ces lois ne possèdent pas un vrai sens physique, ce qui rend leur identification très aléatoire d'autant plus qu'elles présentent souvent des couplages forts pour une identification elle-même, découplée. De ce fait, plusieurs chercheurs s'attellent sur le développement des couplages entre des lois physiques et phénoménologiques.

En effet, un certain nombre de modèles dits physiques proposent des formulations de la même manière que les modèles phénoménologiques tout en s'appuyant sur la théorie du mouvement des dislocations. Ils sont, certes, plus physiques mais également plus complexes. Les travaux de Lurdos [Lurdos 2008] et Hor [Hor 2011] passent en revue un certain nombre d'entre eux. Dans ce manuscrit les modèles dits physiques ne seront pas détaillés, nous nous focalisons sur les modèles phénoménologiques.

### Remarque

Comme le soulignent plusieurs auteurs [Lurdos 2008, Hor 2011, Courbon 2012], l'analyse de la pertinence d'un modèle passe tout d'abord par son évaluation à travers des critères spécifiques. Si son aptitude à retranscrire fidèlement le comportement physique du matériau est essentielle, il faut garder à l'esprit que des critères devront considérer des points plus pratiques comme le nombre de paramètres, la méthode d'identification et sa facilité de mise en œuvre, les moyens nécessaires ou la complexité d'implémentation. Un modèle performant dépendra forcément de ces critères évoqués.

## 3.2 Essais de caractérisation

Plusieurs essais mécaniques ont été développés ces dernières décennies pour caractériser les matériaux sous sollicitations extrêmes dont l'objectif principal consiste à fournir les réponses des matériaux soumis à des grandeurs thermomécaniques, afin de poursuivre l'identification des paramètres constitutifs des lois et des critères régissant ces phénomènes.

Une synthèse des essais expérimentaux les plus courants fait l'objet du prochain paragraphe.

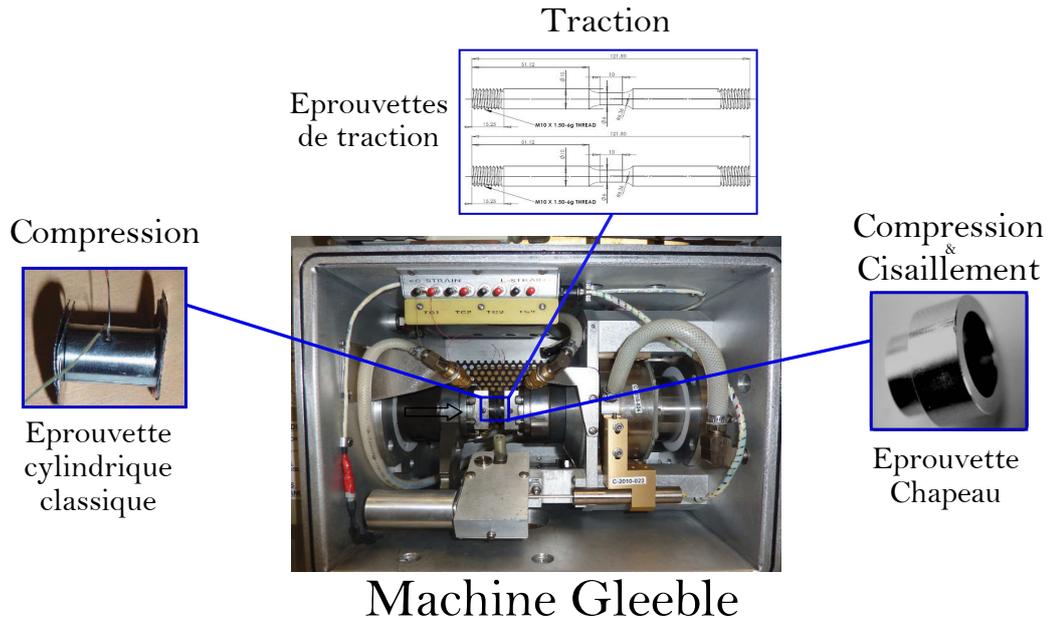


FIGURE 3.4 – Machine Gleeble 3800 avec des éprouvettes qui ont été testées [Hor 2011, Courbon 2012]

### 3.2.1 Essais dynamiques $10^{-1}$ à $10^2 s^{-1}$

On trouve dans cette classe les essais basés sur des masses en mouvement ainsi que les nouvelles machines servohydrauliques (*Gleeble*<sup>®</sup>). Ce type de machine est capable d'exercer des efforts jusqu'à 200 kN pour des vitesses de déplacements atteignant  $2 m.s^{-1}$ . Ce simulateur permet aussi de réaliser des cycles thermomécaniques rapides et complexes avec une vitesse de chauffe très importante ( $\approx 10000^\circ C/s$ ) [Hor 2011]. Bien que la montée rapide en température soit localement bien appliquée, il apparaît que la technique de chauffage par induction reste le point faible des essais en température. Des gradients thermiques importants sont souvent trouvés dans l'échantillon, ce qui remet en question la procédure expérimentale [Bouchnak 2010, Ayed 2013].

Comme le montre la figure 3.4, cette machine offre une bonne flexibilité dans le choix de sollicitation ainsi que le type d'éprouvette à employer. Courbon [Courbon 2012] utilise des éprouvettes cylindriques simples dans le cas de l'acier 42CrMo4. Sur le même matériau, Hor [Hor 2011] emploie trois types d'éprouvettes (cylindriques, chapeau et plates de traction) pour caractériser puis identifier les paramètres constitutifs des lois de comportement et d'endommagement retenues. L'auteur indique que des vitesses de déformation

de l'ordre de ( $\simeq 10^4 s^{-1}$ ) peuvent être atteintes avec des éprouvettes chapeau vu la dominance du mode du cisaillement. Une attention particulière est portée sur le frottement enclume/éprouvette. Ainsi, Courbon [Courbon 2012] emploie des feuilles en tantale à l'interface alors que Hor utilise des feuilles en graphite avec une pâte de Nickel pour réduire cet effet.

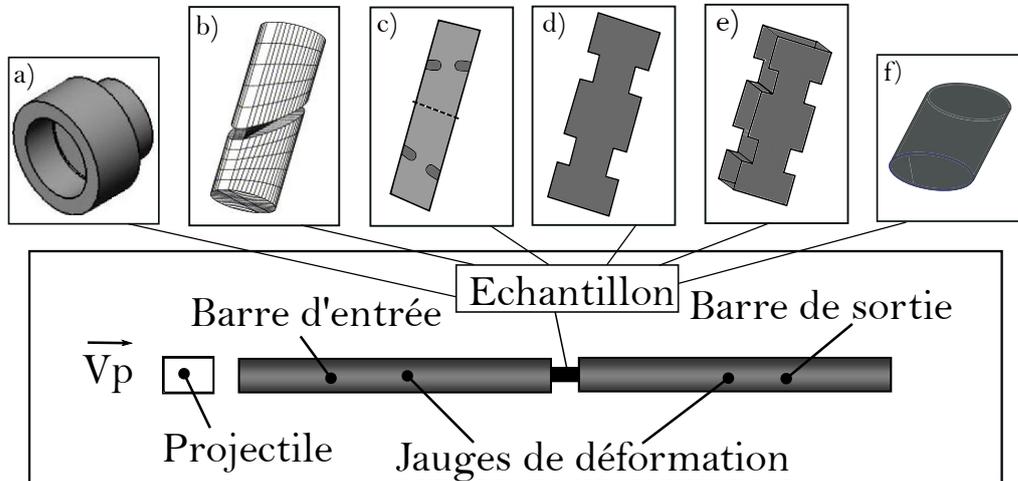


FIGURE 3.5 – Principe de fonctionnement des Barres d'Hopkinson et quelques échantillons testés dessus : a) éprouvette chapeau [Longère 2015] b) éprouvette SCS [Rittel 2008] c) éprouvette SCD [Karp 2013] d) éprouvette de cisaillement plate [Gary 1994] e) éprouvette rectangulaire doublement cisailé Nistor [Nistor 2005] f) éprouvette cylindrique classique [Mason 1994]

### 3.2.2 Essais en dynamique rapide et à hyper-vitesse $10^2$ à $10^7 s^{-1}$

Ces techniques se basent sur des procédés qui impliquent la propagation d'ondes ou l'utilisation d'un lanceur à gaz. Dans ces deux cas, l'éprouvette est parfois sollicitée suite à un choc de projectile ou constitue elle-même le projectile.

La première technique a été inventée par J.Hopkinson (1872) puis reprise par B.Hopkinson (1914), R.M Davies (1948) et par H.Kolsky (1949). Elle repose sur la transmission d'une onde de pression par l'intermédiaire d'un projectile à une barre entrante qui sollicite l'échantillon, réfléchissant une partie de l'onde à l'interface et transmettant le reste de la charge à une barre sortante (Figure 3.5). A partir de mesures de déplacement des deux barres, il est possible de remonter aux champs de déformations dans l'échantillon.

Meyers *et al.* [Meyers 2001, Meyers 2003] ; Nistor [Nistor 2005] ; Habak [Habak 2006] ; Bouchnak [Bouchnak 2010] ; Hor [Hor 2011] emploient des éprouvettes chapeau avec cette technique. Cette éprouvette doit son existence à Hertmann (1981). Elle possède un avantage intéressant puisqu'elle ne nécessite pas de montage particulier. Elle peut être placée comme une éprouvette classique de compression et développera une zone circulaire de cisaillement localisée.

Rittel *et al.* [Rittel 2008] emploient des éprouvettes SCS (Shear-Compression-Specimen). Les analyses de ces essais montrent que l'état de déformation et de contrainte est relativement complexe et ne s'apparente pas réellement à du cisaillement simple. L'auteur

postule des relations analytiques simples permettant néanmoins d'extraire directement la contrainte d'écoulement jusqu'à une déformation équivalente de 0.8-1. Il est à noter que pour toutes les éprouvettes de cisaillement employées, la mise en compression, même élastique, des parties *inactives* est inévitable [Courbon 2012].

Des montages appropriés sont réalisés par plusieurs auteurs comme Klepaczko [Klepaczko 1994] et Gary [Gary 1994] pour mettre en place des essais en double cisaillement avec des éprouvettes plates. Rusinek [Rusinek 2001] et Nistor [Nistor 2005] reprennent le même principe d'essai et l'appliquent sur des éprouvettes rectangulaires doublement entaillées, définissant ainsi plus nettement les bandes de cisaillement.

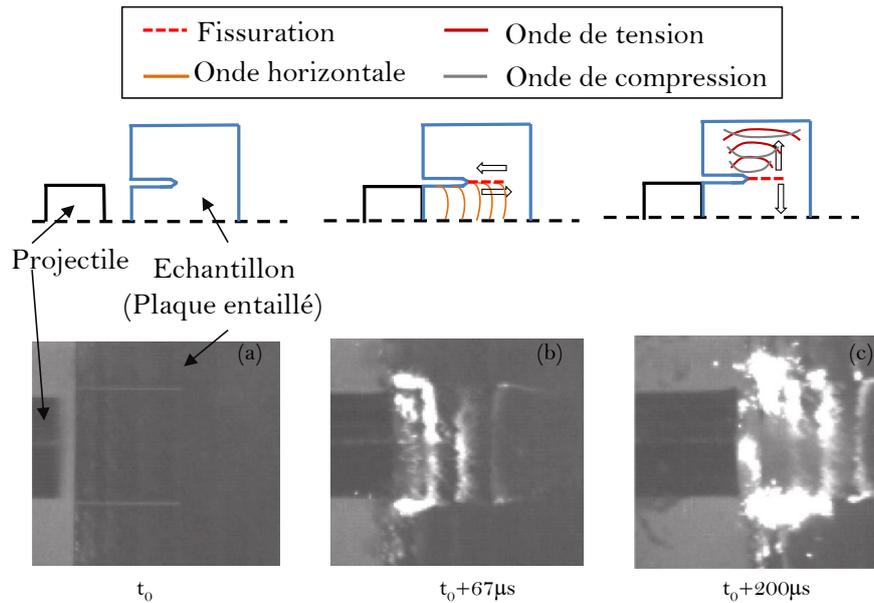


FIGURE 3.6 – *Essai Kalthoff* : Principe de fonctionnement et suivi de processus par imagerie rapide [Longère 2015]

Ce n'est qu'à la fin des années 70 que les essais de Kalthoff [Kalthoff 1977] ont été mis en place. Ces derniers consistent à appliquer un projectile sur une éprouvette entaillée et étudier l'influence de la vitesse de montée en charge dans les expériences. Kalthoff *et al.* [Kalthoff 2004] soulignent la présence d'une transition entre fissuration par ouverture et fissuration par cisaillement avec une forte dépendance aux vitesses d'impact et propriétés des matériaux. En effet, pour des vitesses d'impact relativement basses la rupture est faite par ouverture tandis que des bandes de cisaillement s'observent pour des vitesses plus élevées.

Longère et Dragon [Longère 2015] travaillent sur la formation des bandes de cisaillement et la rupture des structures tout en se basant sur les mêmes essais (Figure 3.6). Les auteurs soulignent l'existence d'une transition entre les modes de rupture ductile par cisaillement et la rupture fragile. Ils attribuent ce phénomène aux ondes transmises par l'impact vers les zones parallèles à la direction de fissure. Néanmoins, cette transition n'est pas observée dans le cas de l'alliage Ti-6Al-4V ce qui implique la dépendance de l'impact aux propriétés des matériaux.

Inspirés de ces dernières techniques, plusieurs essais d'impact ont été proposés par Nistor [Nistor 2005] pour retranscrire des phénomènes complexes.

La deuxième classe repose sur la projection directe de l'éprouvette sur un massif supposé suffisamment rigide. Des déformations très importantes avec des vitesses très rapides ( $\simeq 10^7 s^{-1}$ ) sont atteintes. Les premiers essais ont été montés par G.I.Taylor (1948) avec des lopins cylindriques sous une sollicitation en compression très rapide. Les difficultés d'un tel essai, résident sur l'hétérogénéité des déformations, ce qui rend le dépouillement très délicat. Dans ce cas, Nistor [Nistor 2005] évoque la nécessité d'un couplage numérique avec le volet expérimental afin d'identifier les paramètres des lois de comportement par méthode inverse.



FIGURE 3.7 – Le lanceur à Gaz et ses adaptations : a) Projectile b) Cible inspirée de [Nistor 2005]

La précision de tir ainsi que les bonnes tolérances géométriques de l'éprouvette restent les principaux facteurs pour réussir l'essai. Cette remarque peut être étendue sur tous les essais évoqués.

Comme le montre la figure 3.7, des sollicitations complexes peuvent être employées sur ce genre d'essai tel que traction-cisaillement, compression-cisaillement, extrusion...

### 3.2.3 Évaluation des sollicitations et choix des essais

La revue bibliographique que nous avons détaillée précédemment montre qu'il existe plusieurs essais et dispositifs de caractérisation destinés à l'étude de comportement des matériaux. En intégrant ces essais dans leur échelle de capacité, on peut ainsi mettre en place un bilan qualitatif des moyens et des essais expérimentaux évoqués précédemment. De plus, et suite aux évaluations effectuées dans le chapitre 2, il est facile de discerner le domaine approximatif de la zone de cisaillement primaire en termes de température et de vitesse de déformation.

Malgré le décalage en vitesse de déformation, on s'aperçoit que l'effet de la température est bien balayé par les essais décrits auparavant. Toutefois, même si ce procédé est jugé comme un processus de sollicitation extrême, peu de travaux présentent une concordance avec les chargements rencontrés (Figure 3.8).

Il est à noter que les essais destinés à la restitution des phénomènes de coupe s'avèrent moins sévères que le procédé lui-même. Si la température et la vitesse de déformation sont des paramètres fondamentaux, il est important de garder à l'esprit que l'enlèvement de la matière reste le sujet des grandes déformations.

Bien que les essais de compression restent souvent un bon choix pour retranscrire le comportement en usinage, ils se limitent généralement à des déformations modestes

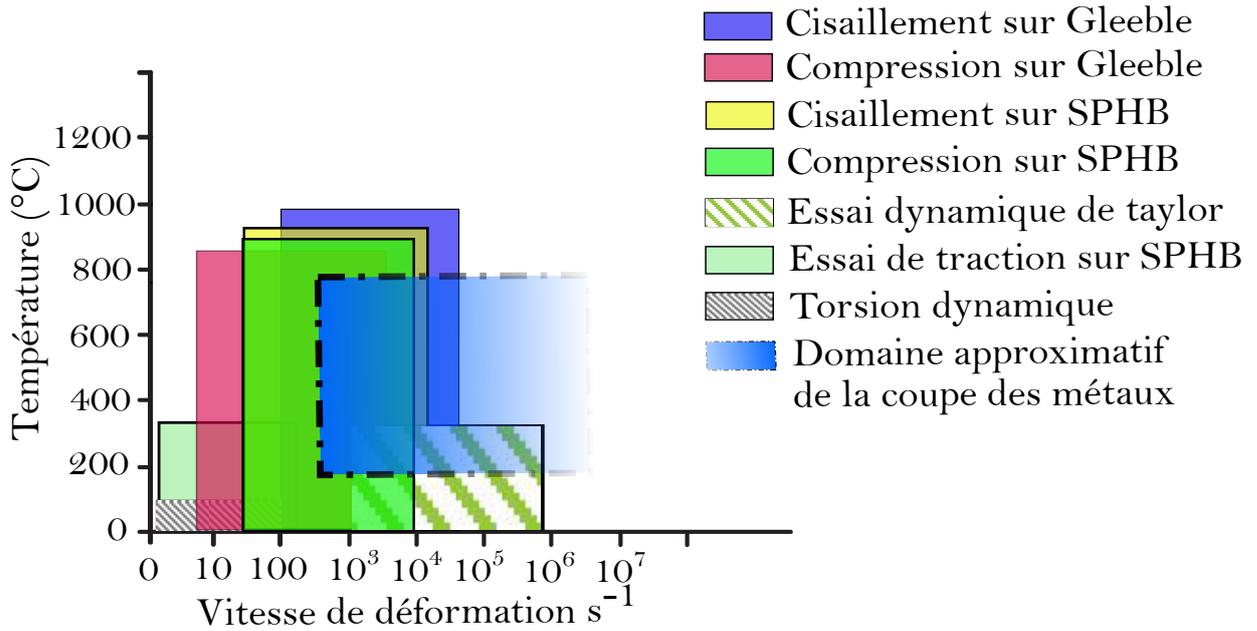


FIGURE 3.8 – Plages de température et de vitesse de déformation accessibles avec les essais dynamiques de caractérisation les plus courants

par rapport à ce procédé (0.3-0.4), sans oublier leur forte sensibilité aux phénomènes de frottement aux interfaces qui peuvent fausser les données extraites.

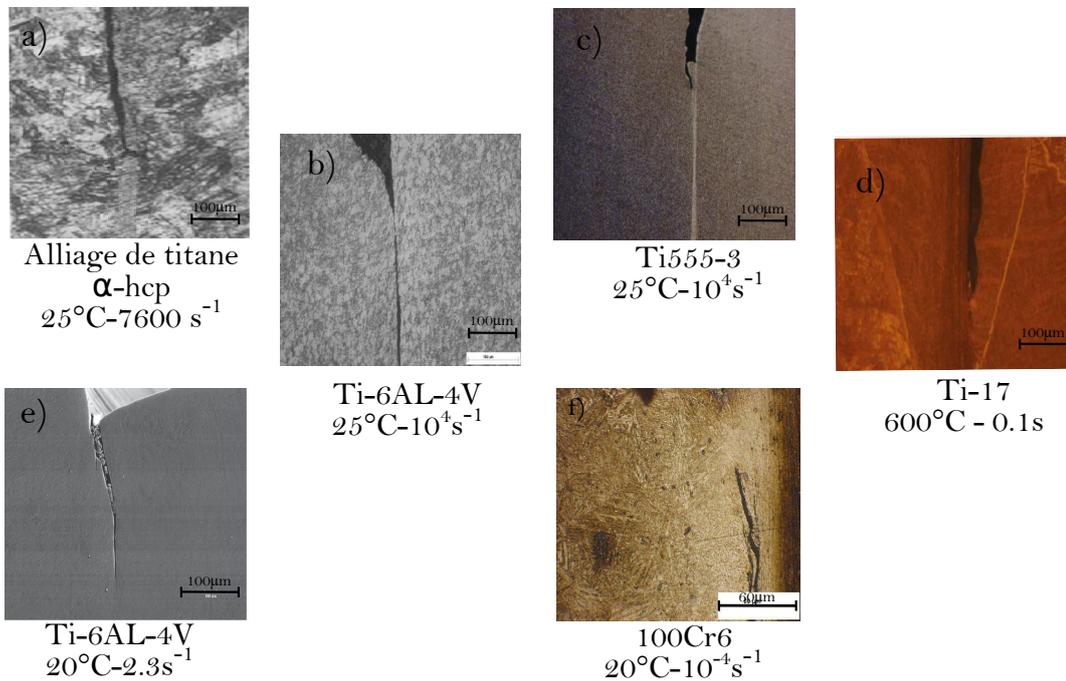


FIGURE 3.9 – Amorces de fissure et endommagements rencontrés sur des éprouvettes chapeau a) Meyers et al. [Meyers 2003] b) & c) Braham-bouchnak [Bouchnak 2010] d) Ayed [Ayed 2013] e) Longère et Dragon [Longère 2012] f) Habak [Habak 2006]

Les essais de Taylor restent une bonne alternative mais l’aspect thermique et les

moyens nécessaires à leur mise en œuvre constituent un véritable frein pour leur emploi.

Les essais de cisaillement dynamique apparaissent comme les plus pertinents, notamment par l'absence de l'effet poisson qui persiste dans la plupart des essais classiques (Compression, traction...). Ils couvrent, de plus, une plage très intéressante tant en vitesse de déformation qu'en température. Malgré le niveau de déformation qui est plutôt en retrait par rapport au procédé, cet essai se démarque par sa bonne répétabilité et sa facilité de mise en œuvre [Hor 2011].

De tous les échantillons référencés dans la section précédente, l'éprouvette dite chapeau, (Hat-Shaped-Specimen) présente, lors de sa mise en œuvre, des phénomènes de localisation de la déformation suivis par un endommagement rapide parfois jusqu'à la rupture. De par sa géométrie, elle présente dans une zone très localisée un cisaillement intense en la sollicitant uniquement en compression pour une vitesse de déformation qui peut atteindre dix fois celle d'exécution [Bouchnak 2010]. En effet, cette localisation, qui est liée à une instabilité plastique, débute au niveau des rayons de raccordement et se propage vers le centre de la zone utile. Ce processus s'approche véritablement des phénomènes observés dans la zone de cisaillement primaire en usinage.

Ces derniers points témoignent de l'intérêt porté à cette simple éprouvette. Elle offre un bon compromis tant pour l'élaboration d'une loi de comportement que pour l'identification et l'endommagement en usinage des alliages de titane.

### Caractérisation In-situ

Malgré l'apport des dispositifs expérimentaux à grande vitesse et/ou à haute température ainsi que les géométries complexes des éprouvettes dédiées à la restitution des sollicitations équivalentes à celles rencontrées en usinage, certains auteurs préfèrent avoir recours à des essais inspirés du procédé lui-même. En effet, l'amélioration des techniques d'instrumentation permet désormais d'obtenir un certain nombre de mesures de grandeurs physiques ou mécaniques durant le procédé lui-même (table dynamométrique, mesure de champ, cellule de charge haute fréquence...). Dans le cas de l'usinage, les configurations retenues sont généralement orthogonales, à travers des essais en tournage [Umbrello 2007], brusquement interrompus, ou avec des dispositifs de coupe par impact [Sutter 2005b].

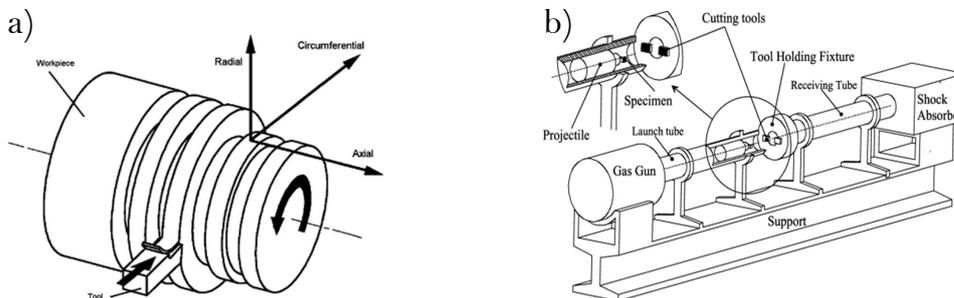


FIGURE 3.10 – a) Essai de coupe en tournage [Umbrello 2007] b) Dispositif de coupe par impact [Sutter 2005b]

Les résultats expérimentaux en termes d'effort, de température, de contraintes résiduelles et de morphologie de copeau peuvent servir comme données d'entrée à une procédure d'optimisation ou pour une méthode de recalage par méthode inverse pour ajuster

les coefficients du modèle retenu.

### Remarque

Les exemples passés en revue dans les sections précédentes témoignent de l'évolution des dispositifs expérimentaux et de leurs aptitudes à retranscrire les sollicitations observées en usinage. En revanche, leur complexité se traduira par des difficultés de dépouillement et d'analyse des résultats obtenus étant donné l'influence des facteurs pris en compte. L'analyse de ces essais demeure, à ce jour, encore une vraie problématique, dès lors que la zone d'intérêt n'est pas accessible. En conséquence, un recours à des simulations numériques reste indispensable afin d'extraire les résultats. Toutefois, ces résultats restent tributaires des données d'entrée et des hypothèses mises en place dans le modèle. Bien que cette approche par méthode inverse soit la seule alternative connue, différentes variantes permettent désormais de les stabiliser mais, en contre partie, elles nécessitent des expérimentations aussi complexes [Avril 2008, Pottier 2010].

### 3.2.4 Méthodologie adoptée

L'étude s'est portée sur le comportement de l'alliage de titane Ti-6Al-4V sous des sollicitations dynamiques équivalentes à celles rencontrées en usinage. Les difficultés inhérentes à la retranscription du comportement du matériau en usinage ont été dévoilées dans les parties précédentes, et suite à ces constatations, le comportement du matériau sera examiné ex-situ, en cisaillement dynamique et à travers des éprouvettes chapeau. Elles ont été jugées capables de reproduire un comportement très proche de celui observé dans la zone de cisaillement primaire.

L'approche numérique par méthode inverse reste une alternative puissante en ce qui concerne le dépouillement des résultats et l'identification. L'approche analytique employée par plusieurs études sera discutée [Hor 2011, Ayed 2017]. La section suivante décrit donc la méthodologie suivie, de la description des moyens expérimentaux à la mise en œuvre de la méthode de dépouillement retenue.

### Mise en œuvre des essais en cisaillement dynamique

Les paragraphes suivants passent en revue les différentes parties de mise au point de la procédure expérimentale ainsi que la justification du choix de la méthode de dépouillement.

Les essais ont été réalisés par l'équipe du LAMPA<sup>2</sup> sur un simulateur thermomécanique Gleeble. Un des avantages majeurs de cette machine est de pouvoir appliquer des sollicitations sous des conditions très sévères (grandes déformations à haute température et vitesse de déformation élevée). Comme nous l'avons évoqué dans la partie 3.2.1, cette machine est capable d'exercer un effort important (en quasi-statique  $\simeq 200\text{KN}$ ) pour des vitesses de déplacement du vérin atteignant les  $2\text{ m.s}^{-1}$  [Hor 2011, Courbon 2012].

La mesure de la déformation est assurée par la traverse (pour les grandes vitesses de sollicitation  $> 10\text{ mm.s}^{-1}$ ) ou par un extensomètre longitudinal LVDT (pour les basses vitesses de sollicitation) pour des fréquences d'acquisition allant, en fonction des essais, jusqu'à  $5.10^5\text{ Hz}$ .

---

2. Arts et Métiers ParisTech, LAMPA, 2 bd du Ronceray, 49035 Angers Cedex, France

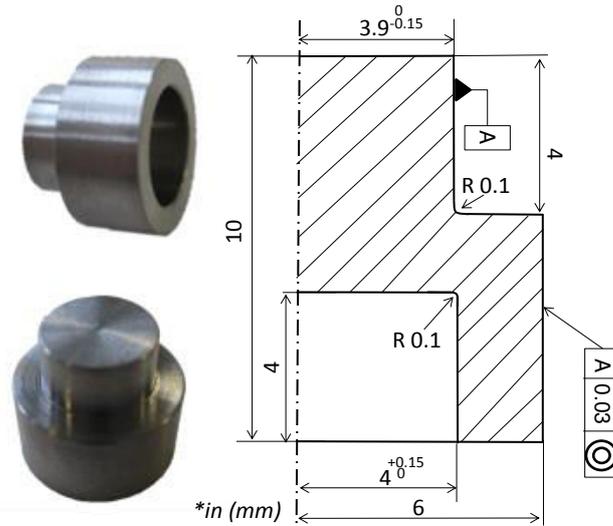


FIGURE 3.11 – Caractéristiques géométriques de l'éprouvette chapeau utilisée

Le contrôle et la mise en température par effet joule sont assurés par le biais de thermocouples (type K) soudés en surface de la zone utile de l'éprouvette.

### Éprouvette chapeau et conditions opératoires

Une attention particulière a été accordée à la géométrie de l'éprouvette lors de sa fabrication afin d'assurer le bon déroulement des essais ainsi que leur répétabilité. Des tolérances de 0.1 mm en coaxialité et de 0.03 mm sur le parallélisme des faces extérieures sont imposées afin de garantir l'axialité des efforts. Des rayons de raccordement de 0.1 mm ont été créés sur les contours extérieur et intérieur de la zone utile pour s'affranchir de la rupture brutale en surface et conserver l'homogénéité de la déformation (Figure 3.11).

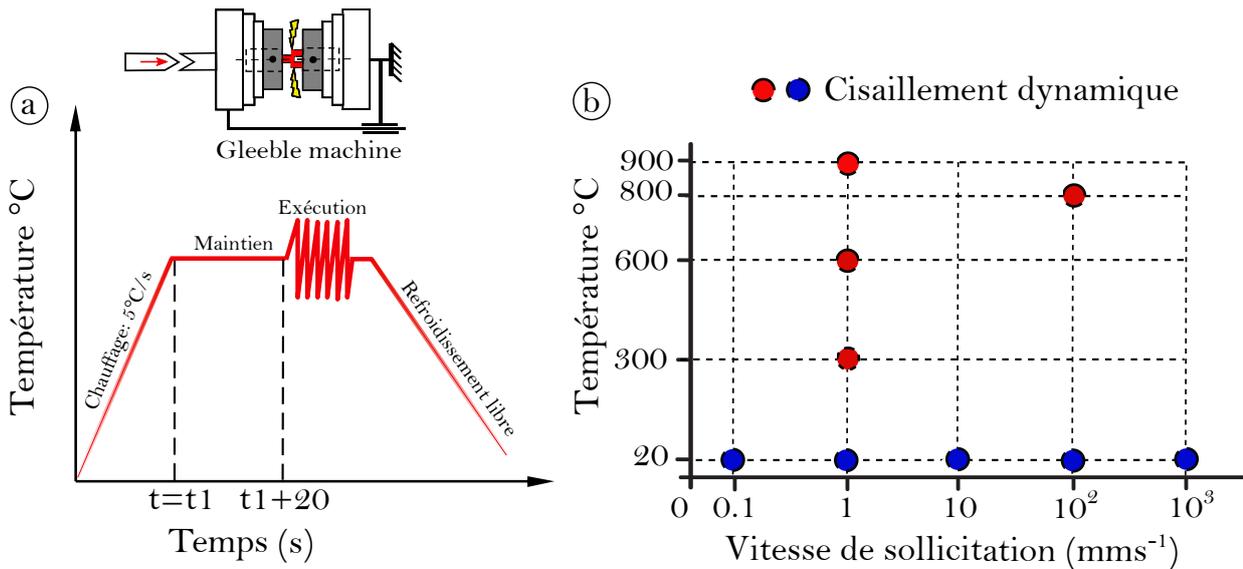


FIGURE 3.12 – a) Cycle thermomécanique adopté b) Conditions expérimentales des essais en cisaillement

Les essais sont effectués sous vide primaire dans le but d'éviter tout type d'oxydation ou des pertes par convection (soit  $10^{-2}$  torr pour les essais à l'ambient et  $10^{-5}$  torr pour les essais en température).

Pour minimiser le frottement aux interfaces, des papiers en graphite ont été intercalés dans la jonction mors/éprouvette. Ce type de matériau est bien connu pour sa bonne conductibilité électrique et son efficacité à maintenir une homogénéisation en température lors de l'essai. Des essais de validation avec 3 thermocouples soudés dans les différentes zones de l'éprouvette montrent un écart non négligeable, de  $60^{\circ}\text{C}$  après 20 secondes de maintien.

Le cycle thermique pour les essais en température repose sur une montée en température de  $5^{\circ}\text{C}/\text{s}$  jusqu'à la consigne, puis un maintien d'homogénéisation de 20 secondes, et enfin une exécution suivant la vitesse de sollicitation définie (Figure 3.12).

Pour assurer la bonne répétabilité des essais, une validation sur plusieurs vitesses de sollicitation et de chauffe a été effectuée avant de lancer la campagne d'essais sur l'alliage Ti-6Al-4V.

### Résultats expérimentaux

Après avoir pris en compte la rigidité de la machine, les résultats expérimentaux sont présentés dans l'espace Force-Déplacement (F,u) pour des vitesses de sollicitation allant de  $10^{-1}\text{s}^{-1}$  à  $10^3\text{ mm.s}^{-1}$  et des températures allant de 20 à  $900^{\circ}\text{C}$  (Figure 3.13). Ils montrent une élévation de l'effort en fonction de la vitesse de sollicitation ainsi qu'une diminution considérable de ce dernier liée à la température.

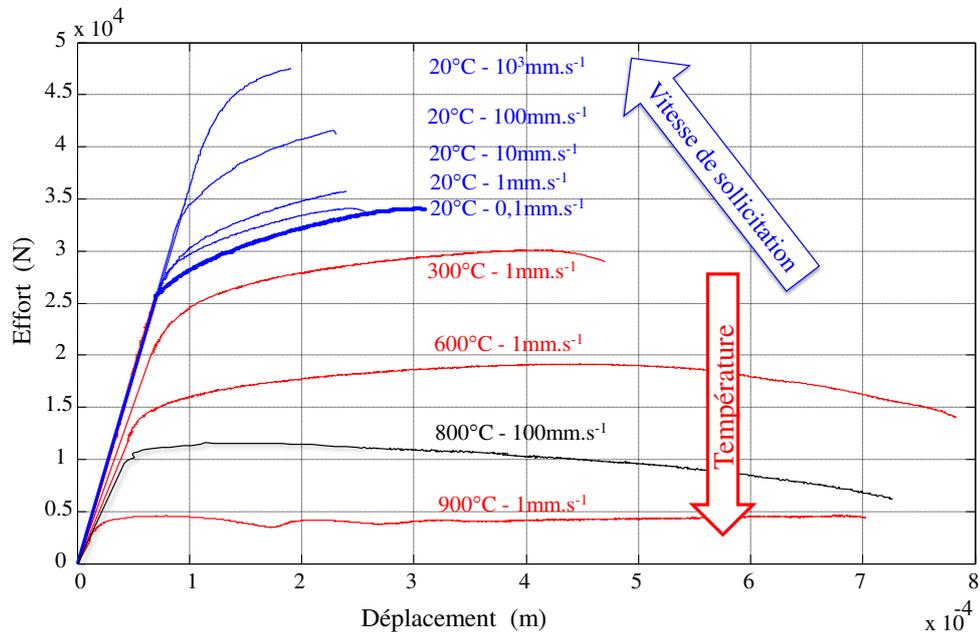


FIGURE 3.13 – Résultats des essais du cisaillement sur le simulateur Gleeble®

En examinant les courbes plus précisément, on peut constater que l'augmentation en vitesse de sollicitation entre  $10^{-1}\text{s}^{-1}$  et  $10\text{ mm.s}^{-1}$  est peu marquée. Au-delà de cette vitesse *seuil*, la sensibilité à la vitesse de sollicitation devient très importante.

Si l'amplitude des efforts augmente en fonction de la vitesse de sollicitation, les tendances en température demeurent inversement proportionnelles. Une analyse plus fine permet de distinguer 3 régimes :

- **Régime "I"** : plage de températures faibles ( $\frac{T}{T_f} \leq 0.35$ ). Il s'agit d'une augmentation quasi-linéaire de l'effort en fonction du déplacement ce qui implique une domination totale des mécanismes d'écrouissage liée, à l'échelle microscopique, à une multiplication des dislocations sous l'effet de la déformation ;
- **Régime "II"** : plage de températures moyennes ( $0.35 < \frac{T}{T_f} \leq 0.6$ ). Au-delà d'une déformation critique, une compétition entre les phénomènes d'écrouissage et d'adoucissement thermique se met en place. La courbe présente une augmentation en effort liée au déclenchement du processus d'écrouissage puis une stabilisation engendrée par l'adoucissement jusqu'à la rupture (l'évolution de la rupture n'est pas reportée volontairement dans ces courbes) ;
- **Régime "III"** : plage de températures relativement importantes ( $\frac{T}{T_f} > 0.6$ ). La dominance de l'adoucissement thermique sur le comportement macroscopique est totalement perceptible dans ces courbes. Un niveau d'allongement très important est atteint sous une faible variation d'effort.

Cette analyse préliminaire de l'essai retenu révèle des informations importantes quant à la rhéologie du matériau et à sa modélisation sous l'effet de la température et de la vitesse de déformation. Nous pourrions noter que la vitesse de sollicitation seuil s'avère être autour de  $10 \text{ mm.s}^{-1}$  et l'effort augmente considérablement sous cet effet pour des déplacements de moins au moins importants. On révèle alors un effet non linéaire de la vitesse de déformation sur la limite élastique et la déformation à la rupture du matériau.

Trois régimes ont été distingués suivant les plages de températures. D'une manière générale, on observe une chute de l'effort en fonction de la température. Sous l'effet des températures moyennes ( $0.35 < \frac{T}{T_f} \leq 0.6$ ), des phénomènes additionnels, éventuellement l'adoucissement thermique, s'activent et entrent en concurrence avec l'écrouissage. Pour des températures plus élevées, l'effet de ces derniers phénomènes devient très marquant.

Ces dernières constatations décrivent la complexité des phénomènes qui se produisent au niveau de la zone utile de l'éprouvette. Le gradient de déformation étant très important, sa sensibilité à la vitesse de déformation ainsi qu'à la température engendre une modification sur les dimensions de la zone utile et par la suite sur l'état de contrainte, ce qui rend la tâche encore plus délicate. Connaissant l'effort en fonction du déplacement, il s'avère délicat de remonter *proprement* à l'espace contrainte-déformation avec ce type d'éprouvette [Changeux 2001]. Dès lors, il convient de se demander quelle méthode de dépouillement et quelle loi de comportement sont à adopter pour l'extraction de ces informations. Ce point fait l'objet du paragraphe suivant.

### Hypothèses et choix de la méthode de dépouillement

Bien que l'essai de cisaillement avec des éprouvettes chapeau soit très exploité, on s'aperçoit, en contrepartie, que son dépouillement reste toujours délicat. En effet, la pertinence des résultats extraits peut être affectée par plusieurs sources telles que :

- La non homogénéité de la température dans les différentes parties de l'éprouvette ;

- Le frottement aux interfaces ;
- L'auto-échauffement provenant de la déformation plastique.

De plus, la constance du volume cisailé reste tributaire des conditions géométriques choisies. Même si des moyens de fabrication performants sont mis en œuvre pour respecter ces exigences, il est de toute évidence impossible de s'en affranchir complètement.

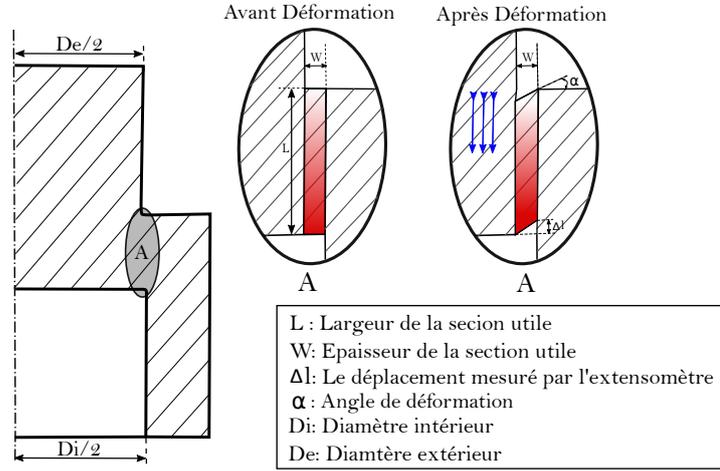


FIGURE 3.14 – Zone du cisaillement théorique

La méthode du dépouillement analytique menée par Meyers *et al.* [Meyers 1994] Habak [Habak 2006], Hor [Hor 2011] et [Ayed 2013] repose principalement sur les hypothèses suivantes :

- La section déformée (utile), se résume à une surface de matière, de forme rectangulaire entre la partie supérieure du pion et inférieure de la couronne, tout en négligeant les rayons de raccordement (Figure 3.14).
- Le frottement aux interfaces est négligé.
- Les parties, hors de la zone utile, sont supposées rigides ;

En rajoutant l'hypothèse d'un état de contrainte uni-axial et d'une vitesse de déformation homogène, il devient alors aisé de remonter à la déformation inélastique en cisaillement  $\gamma_{in}$  à travers la déformation théorique  $\gamma_{theo}$  et en fonction du module de cisaillement apparent  $\mu_a$ , la contrainte de cisaillement théorique  $\tau_{theo}$  et les paramètres géométriques de l'échantillon.

$$\begin{cases} \gamma_{in} = \gamma_{theo} - \frac{\tau_{theo}}{\mu_a} \\ \gamma_{theo} = \tan\alpha = \frac{\Delta l}{w} \\ \tau_{theo} = F \left[ \pi L \left( \frac{Di+De}{2} \right) \right]^{-1} \end{cases} \quad (3.12)$$

Grâce aux paramètres décrits dans 3.12, il devient alors possible d'extraire la contrainte  $\sigma_{eq}$  et la déformation équivalente  $\varepsilon$  à travers les relations suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{eq} = \sqrt{3}\tau_{theo} \\ \varepsilon = \frac{\gamma_{theo}}{\sqrt{3}} \end{cases} \quad (3.13)$$

Par ailleurs, la déformation plastique des métaux engendre une élévation de température liée à la partie du travail plastique transformée en chaleur [Taylor 1933]. Il est à noter que peu de travaux la prennent en compte dans le cadre du dépouillement analytique. La plupart des études considèrent ce processus comme isotherme.

Ainsi, en supposant l'adiabaticité du système, il est possible d'identifier l'incrément de température  $\Delta T$  lié à la déformation plastique  $\Delta \varepsilon_p$  à travers le bilan énergétique qui fait intervenir les paramètres du matériau  $\rho$  et  $C_p$  ainsi que la part de déformation plastique convertie en chaleur (Coefficient Taylor-Quinney  $\beta$ ). Il s'exprime par l'équation 3.14 :

$$\Delta T = \beta \frac{\sigma_{eq} \cdot \Delta \varepsilon_p}{\rho \cdot C_p} \quad (3.14)$$

Les travaux qui le prennent en compte montrent son importance ainsi que la différence notable entre les deux hypothèses. Il s'avère donc nécessaire d'introduire cette correction lors de l'identification [Klepaczko 2009, Courbon 2012].

La méthode analytique se démarque comme étant simple à mettre en œuvre et facile à maîtriser étant donné les hypothèses mises en jeu. Il est en revanche indispensable de garder à l'esprit le niveau d'erreur engendré par ces dernières qui affecte directement la pertinence des résultats obtenus et par la suite, le modèle de comportement et/ou d'endommagement à mettre en place.

Compte tenu des chargements thermomécaniques complexes autour de la couronne de la zone utile ainsi que les limites de la méthode analytique, plusieurs chercheurs se sont orientés vers des méthodes inverses afin de s'affranchir des artefacts des points évoqués et de remonter plus facilement à la loi de comportement désirée.

Avec le même type d'éprouvettes, Changeux [Changeux 2001] présente, en premier lieu les limites et les difficultés du dépouillement analytique liées à la géométrie. Ensuite il propose d'accéder aux variables mécaniques à travers des simulations numériques par éléments finis. En reprenant le même principe, plusieurs travaux ont été mis en place en vue d'identifier le comportement de leur matériau.

Sur des éprouvettes de compression en alliage de titane Ti17, Ayed [Ayed 2013] met en œuvre une procédure par méthode inverse basée sur un modèle éléments finis afin d'identifier une loi de type Johnson-Cook. Le frottement aux interfaces étant négligé, un algorithme d'optimisation de type "Lavenberg-Marquart" est alors utilisé pour optimiser le jeu de paramètres afin de minimiser l'écart relatif entre la réponse numérique et expérimentale.

Les travaux menés par Hor [Hor 2011] sur quatre matériaux différents reposent sur une identification inverse d'un critère d'endommagement de type Gurson-Tvergaard-Needleman [Tvergaard 1984]. Des modèles axisymétriques en éléments finis d'éprouvette de traction, avec différents types d'entailles ont été créés. Ainsi, un couplage à une procédure d'identification inverse basée sur l'algorithme "Lavenberg-Marquart" a été réalisée, pour optimiser les paramètres d'endommagement.

Habak [Habak 2006] sur un 100Cr6, exploite cette stratégie de dépouillement pour déterminer une loi du type Johnson-Cook. Un modèle éléments finis d'éprouvette chapeau est mis en place tout en s'affranchissant du frottement aux interfaces. Ainsi, un recalage *manuel* des résultats issus du modèle numérique à ceux de l'expérience a été mené.

Quant à lui, Bouchnak [Bouchnak 2010] reprend cette méthode tout en l'appliquant sur des éprouvettes chapeau en Ti-6Al-4V et Ti555-3 en vue de déterminer une loi de type

Johnson-Cook. Toutefois, aucun coefficient de frottement n'a été introduit aux interfaces.

Les références citées précédemment nous donnent une vision globale sur l'importance et l'intérêt de cette méthode pour l'identification des lois de comportement. Elles nous renseignent par ailleurs sur l'écart généralement mesuré entre les résultats issus de calculs et ceux de l'expérience en utilisant diverses méthodes et algorithmes d'optimisation. Néanmoins, il s'avère délicat d'extraire directement les résultats depuis des modèles éléments finis compte tenu des disparités liées aux hypothèses mises en place. Cependant, comme nous l'avons évoqué au début de ce paragraphe, l'essai de cisaillement reste un essai simple à exécuter mais difficile à dépouiller étant donné que la pertinence des données extraites peut être affectée par plusieurs phénomènes, en particulier, le frottement aux interfaces et la chaleur issue de la déformation plastique.

Suite aux limites de la méthode de dépouillement analytique exposées précédemment, le choix s'est porté sur une identification inverse par recalage de modèle EF en effort FEU-F. En revanche, et afin d'assurer la pertinence des données extraites avec cette stratégie, il est indispensable d'évaluer l'impact des paramètres initiaux et du frottement aux interfaces sur l'identification d'un modèle de comportement.

### Description du modèle et principe

Un modèle axisymétrique d'éprouvette en chapeau a été développé sur Abaqus/*Explicit*. Il est maillé en éléments quadrilatères axisymétriques à intégration réduite et couplés en température et en déplacement (CAX4RT).

Les enclumes sont supposées rigides et isothermes. Elles sont représentées par deux barres horizontales sur les deux faces extérieures de l'échantillon. Un déplacement est imposé au point de référence pilotant la surface afin de solliciter l'éprouvette à une vitesse constante. Aucun échange thermique avec le milieu extérieur ou avec les enclumes n'est autorisé.

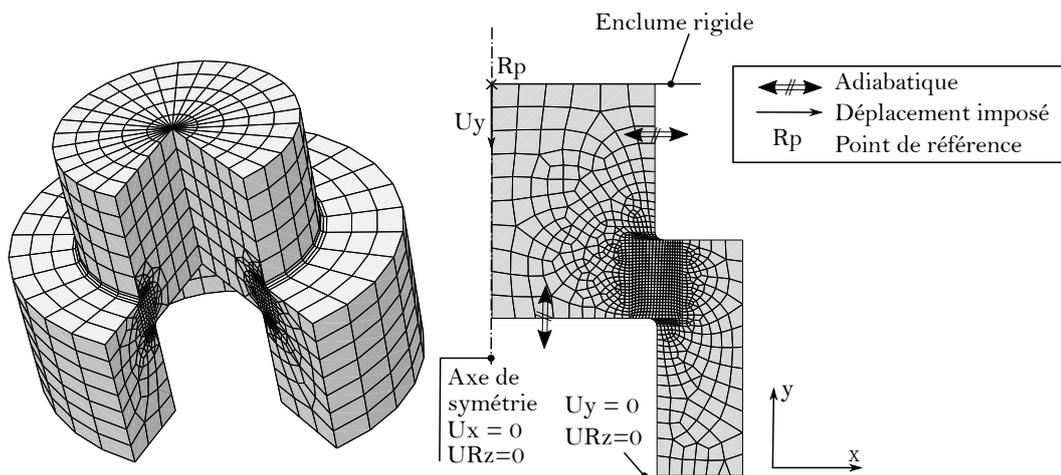


FIGURE 3.15 – Géométrie et conditions aux limites du modèle retenu

Des vitesses de sollicitation de 1, 10,  $10^2$ ,  $10^3 \text{ mm.s}^{-1}$  et des températures 20, 300, 600,  $900^\circ\text{C}$  ont été imposées tout en respectant les conditions expérimentales mentionnées dans la figure 3.12. Pour les faibles vitesses de sollicitation, des simulations adiabatiques et entièrement couplées température-déplacement ont montré que les échanges de chaleur

avec le milieu extérieur n'a pas d'influence majeure sur les efforts calculés. Ainsi, les autres conditions ont donc été simulées en régime adiabatique.

On considère que l'alliage de titane Ti-6Al-4V suit le comportement de Johnson-Cook identifié par Lee [Lee 1998a]. La partie du travail plastique transformée en chaleur est fixée à 80% [Mason 1994, Macdougall 2000].

Le contact aux interfaces est modélisé par la loi du Coulomb. Des simulations permettent ainsi de tester l'influence du frottement sur les sorties du modèle :  $\mu = 0, 0.2, 0.5$ .

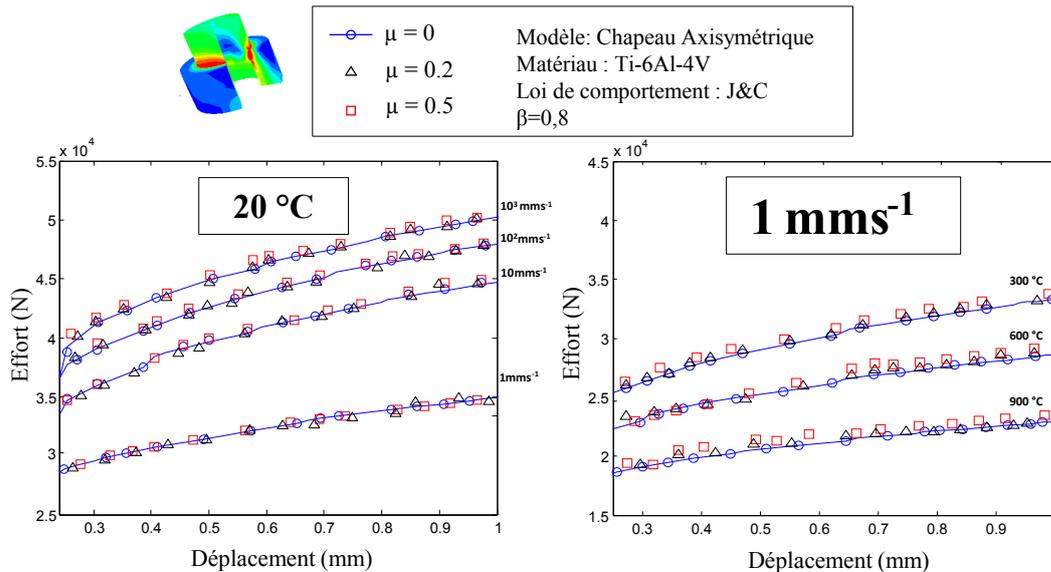


FIGURE 3.16 – Sensibilité au frottement des éprouvettes chapeau

La figure 3.16 décrit l'évolution de l'effort en fonction du déplacement pour tous les cas cités précédemment.

Il s'avère que l'impact du frottement est clairement négligeable pour toutes les conditions de simulation étudiées, étant donné qu'il agit loin de la zone utile et que la présence d'une zone de concentration de contrainte assure la stabilisation de l'essai.

Ces constatations sont valables quelles que soient la température et la vitesse de sollicitation. Dès lors, on peut négliger ce phénomène dans nos simulations sans altérer la qualité de nos résultats.

### 3.3 Mise en œuvre de la méthode envisagée

Le problème inverse défini dans ce travail s'inscrit dans notre stratégie de mise au point des modèles de comportement et d'endommagement permettant de retranscrire les phénomènes observés. Cette approche consiste donc à optimiser les paramètres du modèle envisagé, afin que la solution du problème prédise, au mieux, l'évolution des phénomènes observés. Il est donc primordial de s'adresser à des lois performantes, permettant de reproduire ces évolutions.

### 3.3.1 Choix du modèle de comportement

Bien que l'approche d'analyse soit déjà fixée, le choix du modèle de comportement à suivre n'a pas été traité jusqu'ici.

Aux vues des tendances expérimentales observées sur le Ti-6Al-4V, une simple loi de Ludwick, décrite par l'équation 3.15, a été attribuée pour chaque courbe. En revanche, hors effet d'auto-échauffement et d'adiabaticité, cette loi impose une croissance de la contrainte en fonction de la déformation. Ceci ne semble pas problématique puisque la plage de déformation visée par ce type d'essai ne dépasse pas 0.7 [Changeux 2001, Hor 2011].

$$\sigma = A + B.\varepsilon_p^n \quad (3.15)$$

L'identification, comme exposée dans la figure 3.17, conduit donc à optimiser trois paramètres pour chaque courbe :  $A$  décrit la limite élastique, le terme  $B$  représente le module d'écroutissage tandis que  $n$  modélise l'exposant d'écroutissage.

A partir des remarques émises précédemment et vu la structure du modèle, on comprend aisément qu'il est possible de restituer le comportement sur la plage de déformation concernée.

La question qui se pose désormais est : cette évolution est-elle toujours valable pour des déformations supérieures et à des températures relativement élevées ?

Cependant, les expériences menées ne nous offrent que deux informations ponctuelles qui se résument sous l'effort de la traverse ainsi que son déplacement ce qui ne reflète pas forcément la tendance de la contrainte en fonction de la déformation.

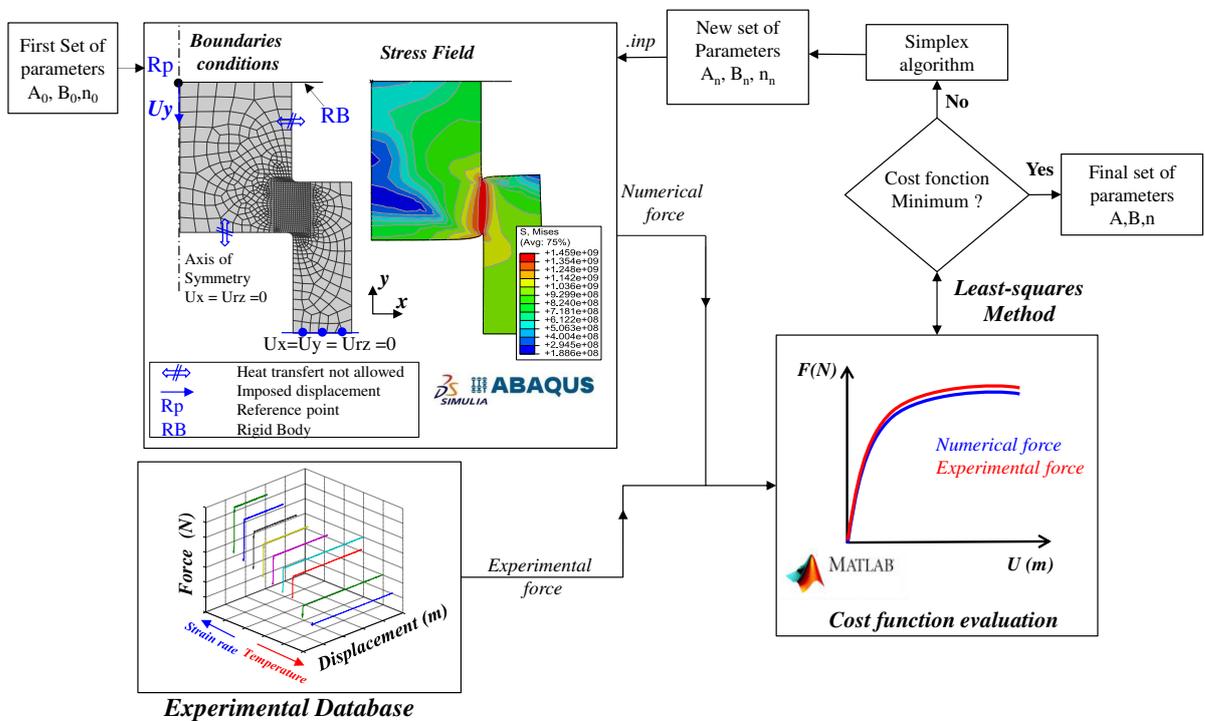


FIGURE 3.17 – Schéma itératif d'identification du modèle de comportement

### 3.3.2 Influence des valeurs initiales

Dans cette stratégie d'identification, il s'avère que le problème tel qu'il est formulé ne répond pas à la résolution du problème de convexité de la fonction objectif. En effet, aucune condition dans le domaine de définition de la fonctionnelle n'est disponible pour valider l'inexistence de minimas locaux.

Pour cela et afin de s'assurer de la robustesse de la méthode de dépouillement ainsi que de la pertinence de ces résultats, un ensemble de points de départs très dispersés et encadrant les valeurs présumées des paramètres ont été choisis pour garantir que tous les trajets d'optimisation conduisent au même optimum.

Cette tâche a été réalisée pour l'ensemble des essais chapeaux. Un seul cas sera détaillé dans ce manuscrit ( $1 \text{ mm.s}^{-1}, 20^\circ\text{C}$ ). Une partie des points de départ du couple de paramètres B et n ont été issus de la littérature pour un alliage de titane Ti-6Al-4V [Lee 1998a, Bouchnak 2010], alors que les autres sont choisis arbitrairement tout en vérifiant que les points d'arrivée définissent le même modèle matériau.

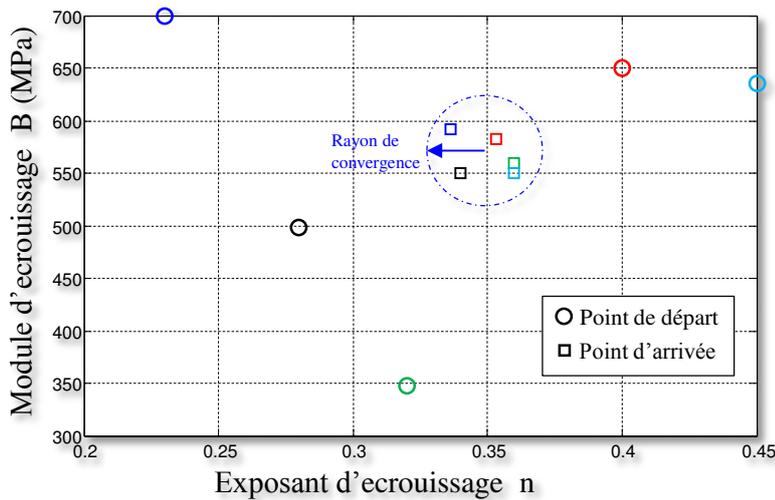


FIGURE 3.18 – Représentation de la zone de convergence et de la stratégie d'optimisation avec plusieurs points de départ pour un essai chapeau ( $1 \text{ mm.s}^{-1}, 20^\circ\text{C}$ )

L'analyse de la figure 3.18 permet de montrer que quel que soit le point de départ choisi dans l'espace (B,n), les solutions convergent vers un domaine restreint. En revanche, une grande variabilité des paramètres B et n est observée. Ceci explique que ces deux derniers ne sont pas indépendants et l'augmentation de l'un peut être compensée par la diminution de l'autre. En conséquence, on peut affirmer l'existence de plusieurs couples de paramètres B et n aptes à satisfaire le minimum de la fonction objectif.

Pottier [Pottier 2010] a particulièrement étudié cet aspect en identification et montre que la convexité de la fonction objectif est faible au voisinage de l'optimum ce qui donne naissance à plusieurs doublets de paramètres B et n satisfaisant le critère de convergence. Dès lors, on peut affirmer que la méthode converge vers un minimum que l'on peut considérer comme global. Le coût d'optimisation en terme de nombre d'itérations est

la seule grandeur dépendante du point de départ.

Cette démarche soulève un aspect négatif retenu en lien avec l'architecture même du modèle mais surtout avec la stratégie d'identification compte tenu du lien entre les paramètres B et n.

### 3.3.3 Analyse des paramètres identifiés

La figure 3.19 montre l'évolution de l'effort de réaction en fonction du déplacement à la fin du processus d'optimisation. L'identification réalisée sur le Ti-6Al-4V conduit à une description des évolutions des courbes très fidèle quelles que soient les conditions expérimentales. En effet, on observe une bonne prédiction du modèle identifié et une erreur relative en effort qui ne dépasse pas 10%.

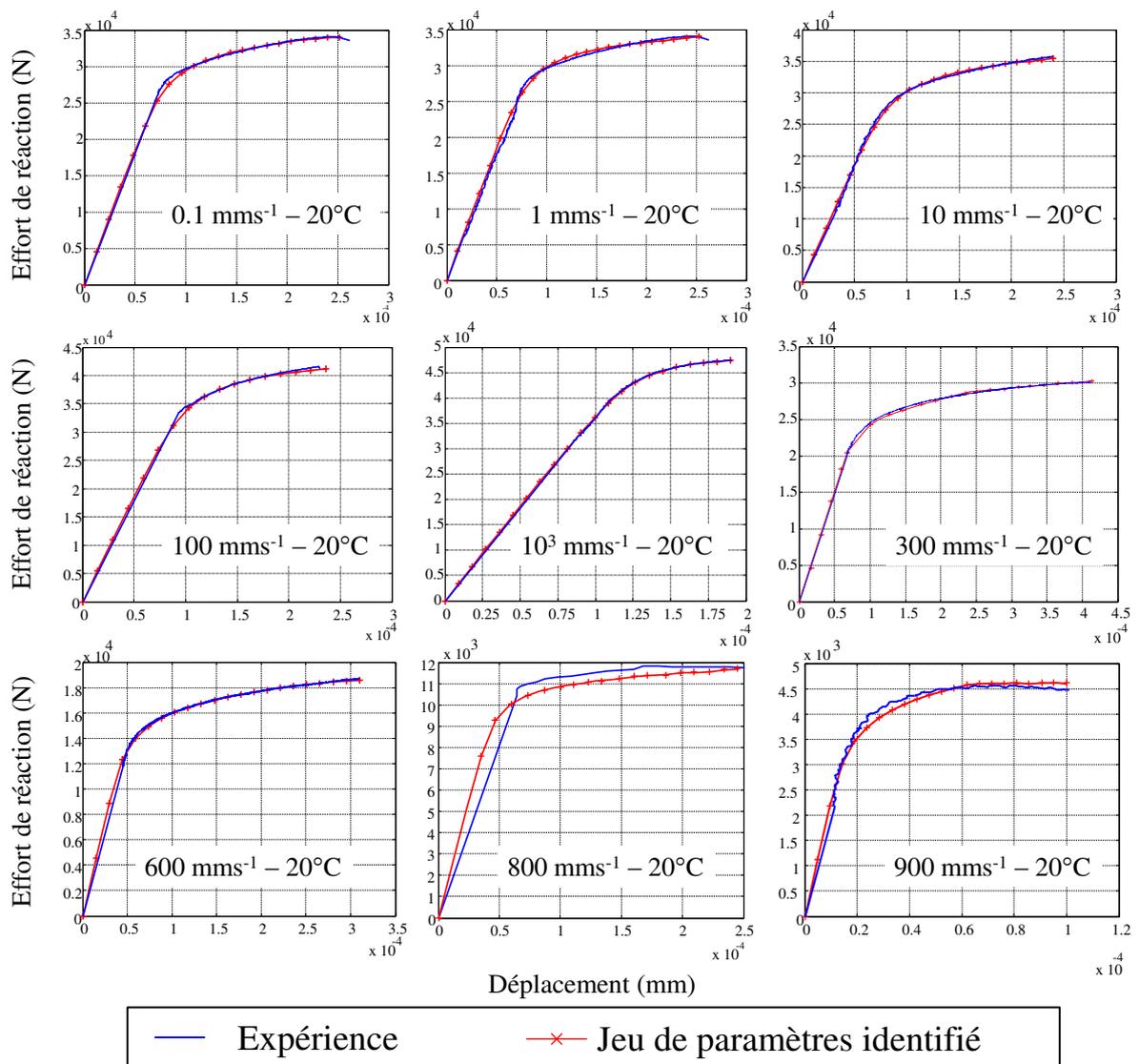


FIGURE 3.19 – Résultat d'identification

Afin de simplifier leur lecture et leur interprétation, les résultats seront par la suite

Température ( $^{\circ}C$ )	$\dot{\epsilon}$ ( $mm.s^{-1}$ )	A (MPa)	B (MPa)	n
20	0.1	838	626.92	0.394
20	1	880	581.89	0.352
20	10	920	578.94	0.337
20	100	1108	550.42	0.234
20	1000	1375	511.74	0.194
300	1	780	375.89	0.32
600	1	430	324.83	0.3
800	100	330	114.54	0.24
900	1	100	89.9	0.21

Tableau 3.1 – Paramètres identifiés par méthode inverse. ( $\dot{\epsilon}$  : la vitesse de sollicitation  $mm.s^{-1}$ )

présentés en faisant référence à la vitesse de sollicitation et la température initiale de l’essai. Le rapport entre la vitesse de déformation et la vitesse de sollicitation a été identifié numériquement et est de l’ordre de  $2.83 mm^{-1}$  pour toutes les conditions opératoires. L’augmentation en température sera détaillée dans le prochain paragraphe. Au terme de cette identification, il convient de juger de la pertinence des jeux de paramètres obtenus. Il est intéressant aussi de souligner que la valeur de la fonction objectif a été évaluée au maximum sur 120 points de l’espace de l’étude pour des jeux de paramètres très éloignés.

Le tableau 3.1 synthétise les valeurs des paramètres A, B et n identifiés pour chaque condition d’essai.

### 3.4 Identification de la loi de Johnson-Cook

De la revue bibliographique traitant des modèles de comportement, on retient dans un premier temps le modèle phénoménologique incontournable de Johnson-Cook [Johnson 1983] avec sa forme originale, apparaissant comme une solution intéressante d’un point de vue industriel. De plus, il présente la même formulation d’écrouissage retenue dans ce travail. Il est intéressant de noter aussi qu’il présente, un bon compromis entre le nombre de paramètres et la simplicité d’identification.

L’identification de cette loi est largement documentée, notamment pour l’alliage de titane Ti-6Al-4V. Le tableau 3.2 reprend les jeux de paramètres du modèle de Johnson-Cook sélectionnés dans 13 études portant sur l’alliage de titane Ti-6Al-4V et sous des sollicitations différentes. Cependant, les paramètres de cette loi peuvent être identifiés par deux méthodes et aussi à partir de plusieurs démarches, bien documentées dans les travaux de Hor [Hor 2011].

Dans le cadre de cette étude, deux démarches d’identification ont été suivies afin d’étudier l’influence de la stratégie d’identification sur l’erreur globale de ce modèle.

La première méthode tire parti de la forme multiplicative du modèle. Elle consiste à identifier les paramètres du modèle, terme par terme. Dans un premier temps, le terme d’écrouissage décrit par les paramètres ( $A$ ,  $B$  et  $n$ ), puis, le terme de dépendance à la température décrit par l’exposant ( $m$ ) et enfin le terme de sensibilité à la vitesse de

	A (MPa)	B (MPa)	n	C	m
[Johnson 1989]	862	331	0.34	0.012	0.8
[Lee 1998b]	724.7	683.1	0.47	0.035	1
[Macdougall 1999]	984	520.3	0.5102	0.015	0.82
[Lesuer 2000]	1098	1092	0.93	0.014	1.1
[Nemat-Nasser 2001]	1119	838.6	0.4734	0.01921	0.6437
[Shivpuri 2002]	870	990	0.25	0.011	1
[Meyer 2001]	862	331	0.34	0.012	0.8
[Özel 2004]	859	640	0.22	0.000022	1.1
[Khan 2004]	1080	1007	0.5975	0.001304	0.7701
[Seo 2005]	997.9	653.1	0.45	0.0198	0.7
[Li 2006]	968	380	0.421	0.0197	0.577
[Umbrello 2008]	782.7	498.4	0.28	0.028	1
[Bouchnak 2010]	983	348	0.32	0.024	0.69

 Tableau 3.2 – Synthèse des identifications de la loi de Johnson-Cook sur le *Ti-6Al-4V*

déformation décrit par le paramètre ( $C$ ).

La deuxième méthode se base sur une estimation globale des paramètres de la loi. Elle consiste à procéder à l'identification via un algorithme capable d'identifier en une seule fois les cinq paramètres. Finalement, une comparaison entre les résultats de ces deux dernières démarches et la base de données expérimentales sera mise en place. Pour chaque méthode, les essais ont été considérés adiabatiques. La température retenue de l'essai pour une déformation plastique donnée est dans ce cas calculée par l'équation 3.16 :

$$\begin{cases} T = T_{essai} + \Delta T \\ \Delta T = \beta \frac{\sigma_{eq} \cdot \Delta \varepsilon_p}{\rho \cdot C_p} \end{cases} \quad (3.16)$$

La figure 3.20 montre l'élévation de la température par rapport à la déformation à la rupture pour chaque condition d'essai. Cette élévation est non négligeable et dépasse les  $100^\circ C$  pour une température d'essai de  $300^\circ C$  et une déformation de 34.4%. Par conséquent, les paramètres sont identifiés en introduisant le terme permettant de tenir compte de l'effet d'élévation de la température. Il est en revanche indispensable d'être conscient de l'erreur engendrée par le chemin de déformation qui est supposé linéaire dans cette identification.

On notera aussi que l'essai couplé en température et en vitesse de déformation ( $800^\circ C$ ,  $100 \text{ mm.s}^{-1}$ ) servira également à la vérification et à la validation de la stratégie d'identification.

### 3.4.1 Première démarche : Méthode Multiplicative

Concernant la première étape, les paramètres ( $A$ ,  $B$  et  $n$ ) ont été déjà identifiés simultanément par méthode inverse et pour la courbe de référence ( $0.1 \text{ mm.s}^{-1}$ ,  $20^\circ C$ ). Les valeurs sont mentionnées dans le tableau 3.1.

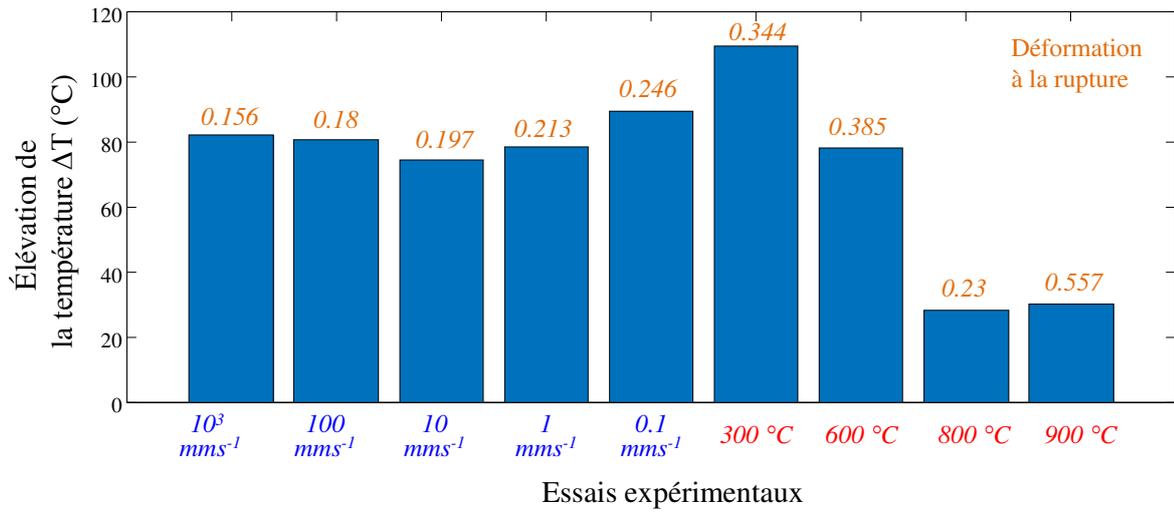


FIGURE 3.20 – Élévation de la température pour chaque condition d'essai

### Sensibilité à la variation de la température

La deuxième étape consiste à identifier le coefficient  $m$  qui décrit la sensibilité à la température dans l'espace  $(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T)$ . Les paramètres d'écroissage sont alors introduits dans

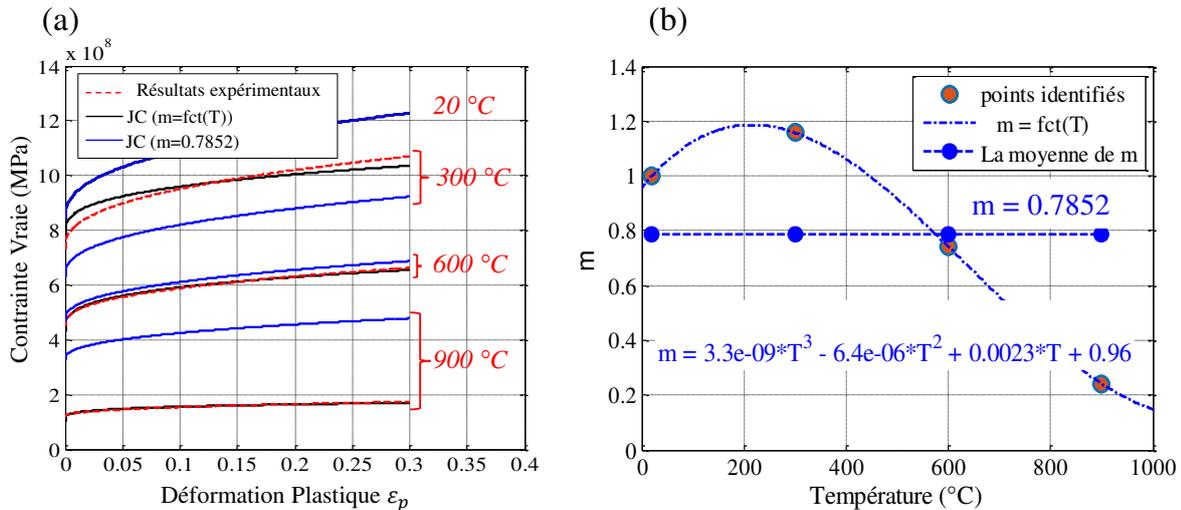


FIGURE 3.21 – a) Comparaison entre les courbes expérimentales et le modèle identifié pour différentes valeurs de  $m$ ; b) Évolution du paramètre  $m$  en fonction de la température

le modèle, tout en prenant en compte le taux d'échauffement par déformation plastique (équation 3.17). Une fonction objectif basée sur les moindres carrés assure l'optimisation de ce coefficient.

$$\sigma = [A + B (\varepsilon_p)^n] \left[ 1 - \left( \frac{(T + \Delta T) - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.17)$$

Une première optimisation nous a conduit à identifier le paramètre  $m$  pour un optimum

$m = 0.7852$ . Cependant, comme le montre la figure 3.21.a, la retranscription du comportement thermomécanique s'avère très modeste. En effet, une identification de paramètre  $m$  pour chaque essai, nous a permis de révéler sa forte variation à la température (Figure 3.21.b) avec une très bonne corrélation des courbes expérimentales. Cette constatation remet en question l'hypothèse d'une valeur constante pour  $m$ . En effet, le paramètre  $m$  ne fait qu'une simple transformation homothétique de la courbe de référence afin de décrire le comportement en température. Une valeur fixe de ce paramètre ne permettrait, en aucun cas de bien reproduire le comportement mécanique à chaud. L'écart entre la courbe expérimentale et la courbe numérique à  $900^{\circ}\text{C}$  dépasse les 200%. Il apparaît alors indispensable d'introduire une évolution du paramètre  $m$  en fonction de la température.

D'autre part, les courbes expérimentales présentent des formes différentes, ce qui nécessite une variation des paramètres  $B$  et  $n$  du terme d'érouissage en fonction de la température et la vitesse de déformation. Dès lors, on peut constater la limite de ce modèle à reproduire les phénomènes observés.

### Sensibilité à la vitesse de déformation

La dernière étape consiste à déterminer le paramètre de dépendance à la vitesse de déformation en régime adiabatique.

$$\sigma = [A + B(\varepsilon_p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{(T + \Delta T) - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (3.18)$$

Le coefficient  $C$  a été estimé à travers des itérations dans l'espace  $(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, 20^{\circ}\text{C})$  tout

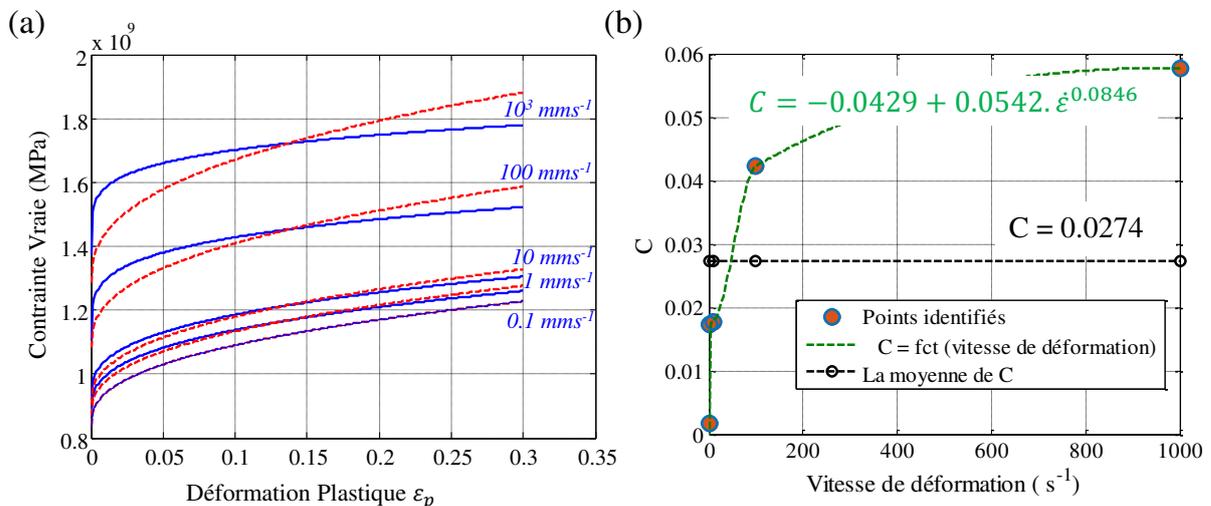


FIGURE 3.22 – a) Comparaison entre les courbes expérimentales et le modèle identifié pour différentes valeurs de  $C$ ; b) Évolution du paramètre  $C$  en fonction de la vitesse de déformation

en se basant sur l'équation 3.18. La figure 3.22.a présente les résultats obtenus. Pour de faibles vitesses de sollicitation ( $< 10 \text{ mms}^{-1}$ ), la réponse numérique prédit correctement l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation plastique. En revanche, au-delà de cette plage de vitesses de sollicitation, la transformation homothétique de la courbe

n'est plus valide étant donné que la sensibilité à la vitesse de déformation influe d'une manière importante sur la forme des courbes.

Malgré la variation du paramètre  $C$  (Figure 3.22.b), il s'avère que ce modèle présente une limite structurelle liée au terme d'érouissage et à la fixation de ces paramètres. Bien qu'il soit capable de reproduire la réponse expérimentale pour des vitesses de sollicitation et des températures faibles, on s'aperçoit qu'il est totalement décalé à haute température et à haute vitesse de déformation.

### 3.4.2 Deuxième démarche : Méthode globale

La deuxième démarche reste la plus rapide et la plus simple mais repose sur une estimation globale des paramètres de la loi de Johnson-Cook. L'itération s'effectue sur l'ensemble des paramètres du modèle et l'intégralité de la base de données expérimentales (i.e. les 9 essais en même temps). L'algorithme retenu dans ce cas est celui de *Levenberg-Marquardt*. Il s'avère intéressant lorsque le nombre de paramètres devient conséquent [Hor 2011, Courbon 2012, Ayed 2013].

Nous précisons que les identifications de modèles conduites dans la première démarche ont été utilisées comme des conditions initiales de la méthode globale.

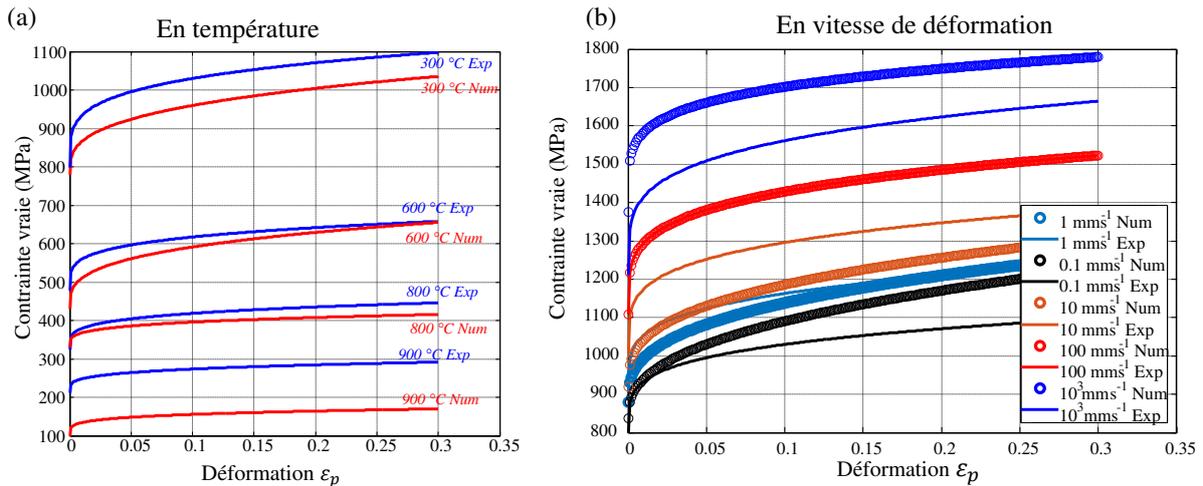


FIGURE 3.23 – Comparaison dans le plan contrainte-déformation du modèle de Johnson-Cook identifié / expérience (a) en température (b) en vitesse de déformation pour une identification par la méthode globale

La figure 3.23 montre, avec cette démarche, les résultats obtenus. La comparaison de la contrainte calculée par cette identification montre une approximation correcte aux faibles sollicitations ( $\epsilon_p = 0.3$ ,  $T < 800^\circ\text{C}$ ,  $\dot{\epsilon} < 10 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Cependant, la forte sensibilité prononcée en température et en vitesse de déformation à partir  $800^\circ\text{C} - 10 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  est mal restituée et la forme de la courbe contrainte déformation n'est pas fidèlement reproduite pour ces forts chargements thermomécaniques.

Le tableau 3.3 montre une grande variation au niveau des paramètres selon la méthode d'identification. Ceci peut être lié à l'architecture du modèle (paramètres non-décorrélés) et à son incapacité à reproduire les phénomènes sur une grande plage de températures et

	A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	$\dot{\epsilon}_0 (s^{-1})$	$T_0 (°C)$
Méthode multiplicative	838	626.92	0.394	0.0274	0.7852	0.1	20
Méthode globale	798.87	396.85	0.23	0.056	0.42		

Tableau 3.3 – *Synthèse des identifications de la loi de Johnson-Cook sur le Ti-6Al-4V avec les deux méthodes*

de vitesses de déformation.

L'analyse de la valeur finale des fonctions objectifs montre néanmoins que la méthode globale engendre moins d'erreurs que la méthode multiplicative.

### 3.4.3 Discussion

Les constatations dressées précédemment mettent en lumière les points faibles du modèle de Johnson-Cook [Johnson 1983]. Bien qu'il semble acceptable pour des petites variations, il s'avère qu'il n'est pas assez pertinent pour décrire le comportement à haute température et grandes vitesses de déformation. Une possibilité s'offre dans ce cas : c'est de conserver la forme originale de la loi et d'identifier plusieurs jeux de paramètres suivant les plages de vitesses de déformation et de températures visées.

La seconde remarque vise plutôt la constance des paramètres du terme d'érouissage, ce qui empêche ce modèle de suivre correctement la forme des courbes expérimentales. Pour ceci, la variation en fonction de la température et de la vitesse de déformation de ces paramètres semble une solution simple et envisageable. Mais la description d'une telle évolution dans l'espace température-vitesse de déformation est-elle réalisable ? Et par quelle fonction ?

Il est clairement perceptible que ce modèle est incapable de modéliser les effets visqueux sur une plage étendue de vitesses de déformation. Cela est dû principalement à la fixation du paramètre qui traduit cet effet et aussi la non-prise en considération de la relation entre les paramètres C et m. Par conséquent, l'augmentation de contrainte avec la vitesse de déformation demeure toujours la même quelle que soit la température.

De la même manière, ce modèle suppose que l'influence de la température aura le même impact sur la contrainte indépendamment de la vitesse de déformation alors que la base de données expérimentale montre le contraire.

Plusieurs auteurs ont soutenu ces constatations lors de l'identification d'une telle loi. Par des simulations numériques de l'usinage, Calamaz et al [Calamaz 2008a] prouvent l'inaptitude de cette loi à reproduire fidèlement l'adoucissement thermique.

A travers des comparaisons avec ces résultats, Hor [Hor 2011] montre que le terme d'érouissage dans ce modèle pilote la forme générale des courbes alors que les autres termes assurent la translation des courbes sans modifier leurs formes ce qui met en question son utilité dans le cadre des procédés fortement couplés.

Les travaux de Ayed [Ayed 2013] sur un alliage de titane Ti17 montrent que l'exposant en température "m" ainsi que le coefficient de la vitesse de déformation "C" sont très dépendants.

En conclusion, la loi de Johnson-Cook ne saurait constituer qu'une première approxi-

mation des couplages importants mis en œuvre dans un procédé aussi complexe que l'usinage.

### 3.5 Présentation du nouveau modèle de comportement

Comme nous l'avons évoqué aussi dans la section 3.1.1, ce constat quant aux points faibles de la formulation de Johnson-Cook est largement partagé par d'autres auteurs. Ainsi, de nombreuses formulations ont été élaborées en s'inspirant de cette loi phénoménologique en vue d'améliorer la restitution du comportement du matériau.

Cependant, les approches proposées consistent principalement à enrichir le modèle de Johnson-Cook par des nouveaux termes (multiplicatifs et/ou additifs) afin de retranscrire au mieux les bases de données expérimentales et principalement la sensibilité aux vitesses de déformation et/ou à la température.

En effet, les résultats expérimentaux exposés dans la figure 3.13 ont révélé, implicitement, la sensibilité des paramètres physiques, éventuellement la limite d'élasticité et les paramètres d'écrouissage, à la température et à la vitesse de déformation. En accord avec cette philosophie et suite aux formes particulières des courbes à dépouiller, il paraissait nécessaire de mettre en place une formulation qui tient compte des phénomènes abordés.

L'idée du travail présenté ici consiste à s'abstenir du choix d'un ou plusieurs termes correctifs au modèle Johnson-Cook. Il s'agit d'établir un modèle sous une forme très simple, mais d'offrir à celui-ci un maximum de degré de liberté via un couplage explicite des paramètres en vitesse de déformation et en température. Ainsi, une nouvelle formulation simple, basée uniquement sur le terme d'écrouissage de cette loi, a été élaborée. Elle repose sur la suppression des deux termes qui assurent la transformation homothétique, tout en attribuant aux paramètres A, B et n un couplage fort puisque ceux-ci ne sont plus de simples constantes mais sont fonction de la température "T" et de la vitesse de déformation " $\dot{\epsilon}$ ".

$$\sigma = A(\dot{\epsilon}, T) + B(\dot{\epsilon}, T) \cdot \epsilon^{n(\dot{\epsilon}, T)} \quad (3.19)$$

Dès lors, l'identification se résume à trois paramètres (5 paramètres dans le cas de la loi J & C) où le paramètre  $A(\dot{\epsilon}, T)$  décrit la limite d'élasticité, le terme  $B(\dot{\epsilon}, T)$  correspond au module d'écrouissage tandis que  $n(\dot{\epsilon}, T)$  représente l'exposant d'écrouissage. Cette formulation nous offre plus de liberté en ce qui concerne le nombre des paramètres et les essais expérimentaux, ce qui conduit à fiabiliser le processus d'identification.

Les identifications conduites précédemment sur les éprouvettes chapeau en Ti-6Al-4V, peuvent être utilisées pour l'identification du nouveau modèle (équation 3.19). On s'intéresse ainsi à l'évolution des paramètres A, B et n en fonction de la température et de la vitesse de déformation, comme l'indique la figure 3.24.

D'un point de vue général, on note une évolution monotone et quasi-linéaire des points identifiés en fonction de ces deux phénomènes. En effet, on constate qu'une augmentation de la température tend à abaisser les valeurs des paramètres, tandis qu'une élévation de la vitesse de déformation assure l'élévation de la limite élastique A, la stabilisation du module d'écrouissage B et la diminution de l'exposant n.

Les constatations émises précédemment, laissent penser que la description des paramètres par des plans dans l'espace vitesse de déformation-température, reste tout à fait raisonnable.

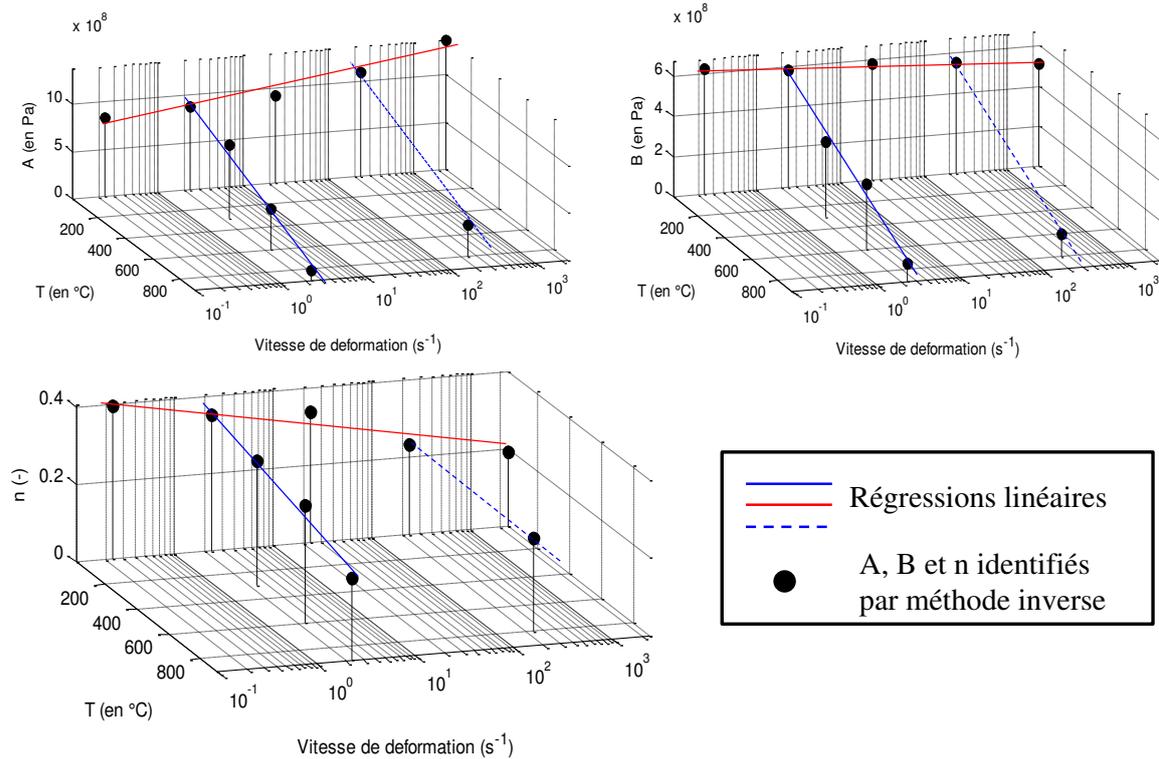


FIGURE 3.24 – Evolution des paramètres  $A$ ,  $B$  et  $n$  en fonction de la température et de la vitesse de déformation

### 3.5.1 Analyse des résultats d'identification

Le premier intérêt de cette stratégie est de pouvoir décrire d'une manière simple et précise l'évolution du comportement quel que soit la sollicitation thermomécanique. D'une manière plus explicite, il s'agit de décrire la contrainte en fonction de la déformation avec les paramètres identifiés en dehors des plages d'identification (par extrapolation). Dès lors, il convient de décrire leurs évolutions en fonction de la vitesse de déformation et de la température via des fonctions spécifiques.

Ainsi, comme nous l'avons remarqué précédemment, une approximation par plan semble bien adaptée. De plus, elle présente un bon compromis entre le nombre de paramètre et la facilité d'identification. Basée sur une équation (équation 3.20) à trois paramètres ( $a$ ,  $b$  et  $c$ ), une procédure d'identification par moindres carrés a permis d'évaluer les coordonnées des plans interpolant  $A$ ,  $B$  et  $n$  :

$$A, B, n = -a.T - b.\ln(\dot{\varepsilon}_p) - c \quad (3.20)$$

Le tableau 3.4 rassemble les valeurs numériques des paramètres du nouveau modèle identifié pour le Ti-6Al-4V. L'approximation de l'évolution des paramètres par des plans conduit à une description assez fidèle avec une erreur maximale inférieure à 6% pour les trois paramètres.

La démarche d'identification s'avère originale. Dans un premier temps, elle consiste à caractériser les paramètres  $A$ ,  $B$  et  $n$  pour chaque courbe expérimentale. Ensuite, elle décrit leurs évolutions en fonction de la température et la vitesse de déformation suivant

	A (Pa)	B (Pa)	n
<i>a</i>	$9.36e + 005$	$5.57e + 05$	$9.46e - 05$
<i>b</i>	$-1.45e + 08$	$4.66e + 07$	$4.23e - 02$
<i>c</i>	$-8.65e + 08$	$-6.39e + 08$	$-0.365$

Tableau 3.4 – Paramètres des plans pour *A*, *B* et *n*

une loi bien déterminée. Cependant, cette approche conduit à cumuler les erreurs inhérentes aux deux étapes. On peut dès lors s’interroger sur la pertinence de cette démarche pour décrire le comportement thermo-mécanique du matériau.

Il reste désormais à s’assurer que la somme de ces erreurs ne génère pas une retranscription moins fidèle du comportement du matériau par rapport à d’autres lois et principalement celle de Johnson-Cook (celui identifié par la méthode globale).

De plus, le comportement a été étudié sur une plage réduite de vitesse de déformation par rapport au procédé. Par conséquent, la validité de cette loi ainsi que son extrapolation à des régimes supérieurs doivent être analysées minutieusement. Ces points font l’objet des sections suivantes.

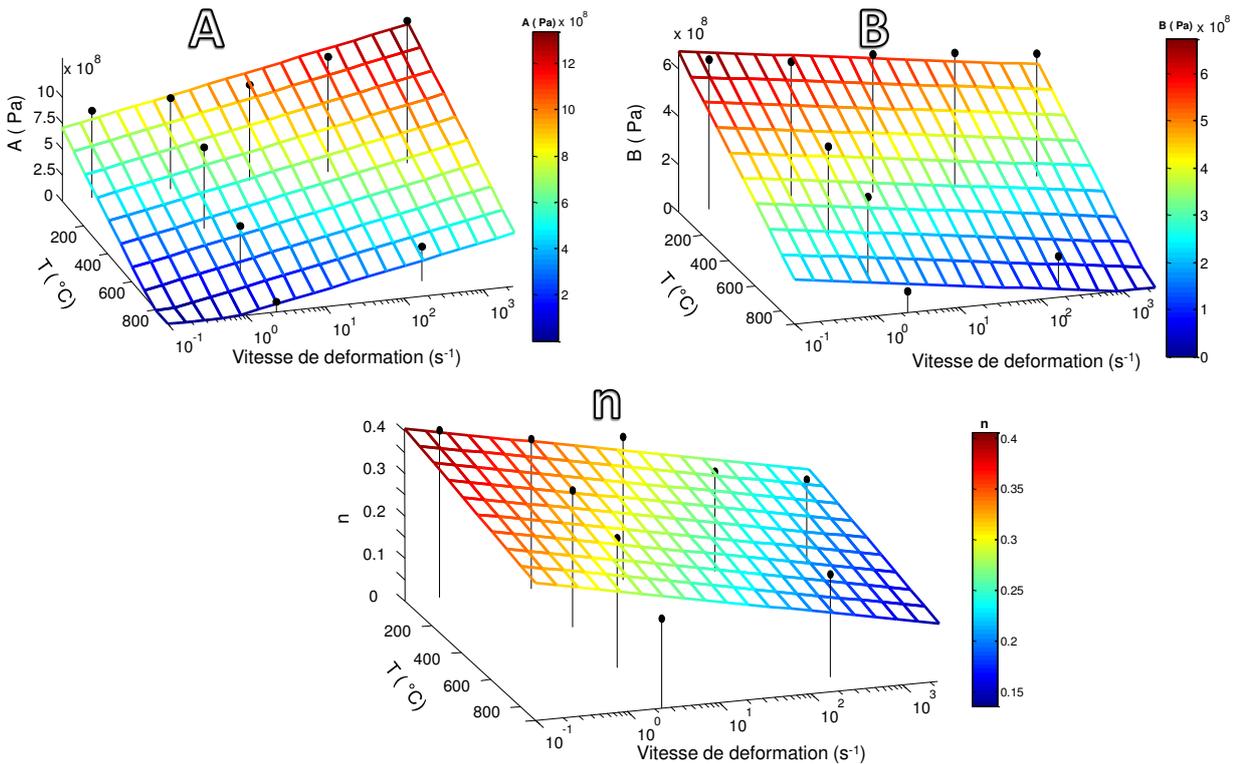


FIGURE 3.25 – Plans d’évolution des paramètres *A*, *B* et *n* en fonction de la température et la vitesse de déformation

### 3.5.2 Comparaison modèles identifiés/expérience

Afin de prendre en compte la base de données expérimentales et pour s'affranchir de toute source d'erreur, une comparaison en terme d'effort a été employée. La figure 3.26

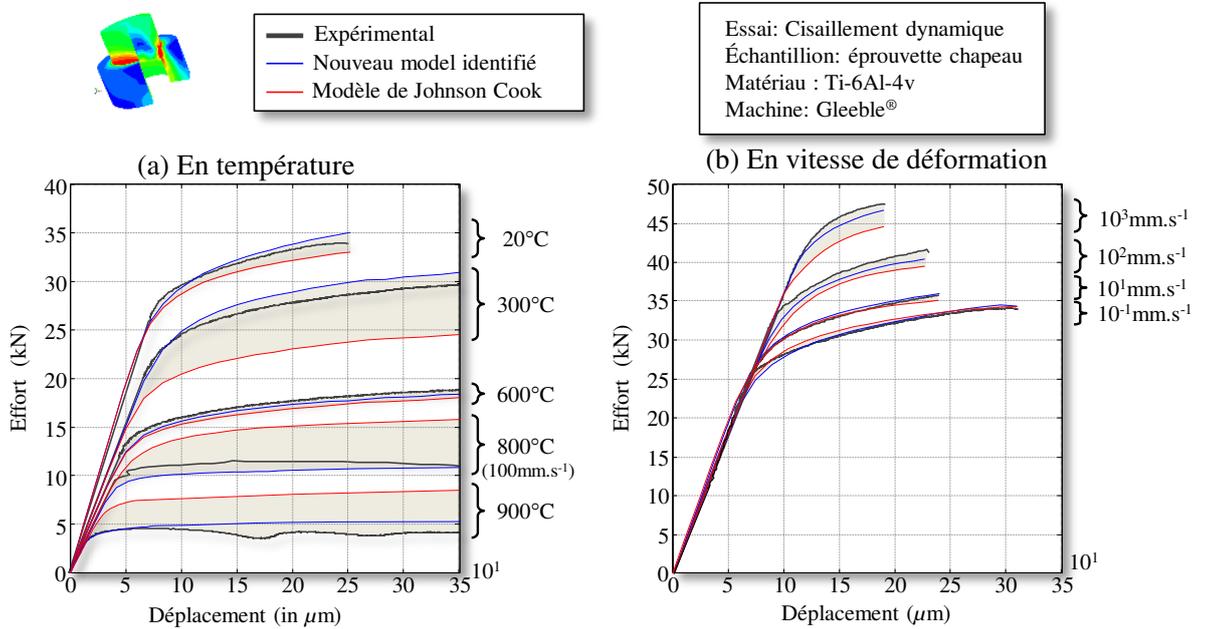


FIGURE 3.26 – Comparaison en effort des modèles identifiés / expérience (a) en température (b) en vitesse de déformation

permet de comparer l'effort calculé par le modèle de Johnson-Cook et celui obtenu par le nouveau modèle identifié précédemment à ceux obtenus expérimentalement.

A l'ambient et sur toute la plage de vitesse de déformation, une reproduction assez fidèle de l'effort est observée par le nouveau modèle par rapport au modèle de Johnson-Cook, où l'erreur ne dépasse pas 4 %. Malgré l'approximation par des plans, la forme de la courbe du nouveau modèle tend à reproduire, très fidèlement, celle de l'expérience alors que ce n'est pas le cas pour la loi de Johnson-Cook.

Identiquement, quelle que soit la température, on constate que l'effort prédit par le nouveau modèle s'avère très proche de l'expérimental et que l'écart tend à se réduire en augmentant la température, alors que le modèle de Johnson-Cook montre une incapacité à reproduire cet effet, surtout à haute température où l'erreur en effort dépasse les 25%.

Au terme de cette comparaison, nous pouvons affirmer une bonne fidélité de la reproduction de comportement du matériau avec la nouvelle loi malgré l'approximation par plan. Dès lors, il est intéressant de vérifier son anticipation, par extrapolation, à des sollicitations comme celles rencontrées en usinage.

### 3.5.3 Transposition aux sollicitations rencontrées en usinage

La plage de température couverte par les essais de cisaillement dynamique se montre représentative de la coupe. En revanche, il est important de noter que la déformation ainsi que la vitesse de déformation sont plutôt en retrait par rapport au procédé. D'où

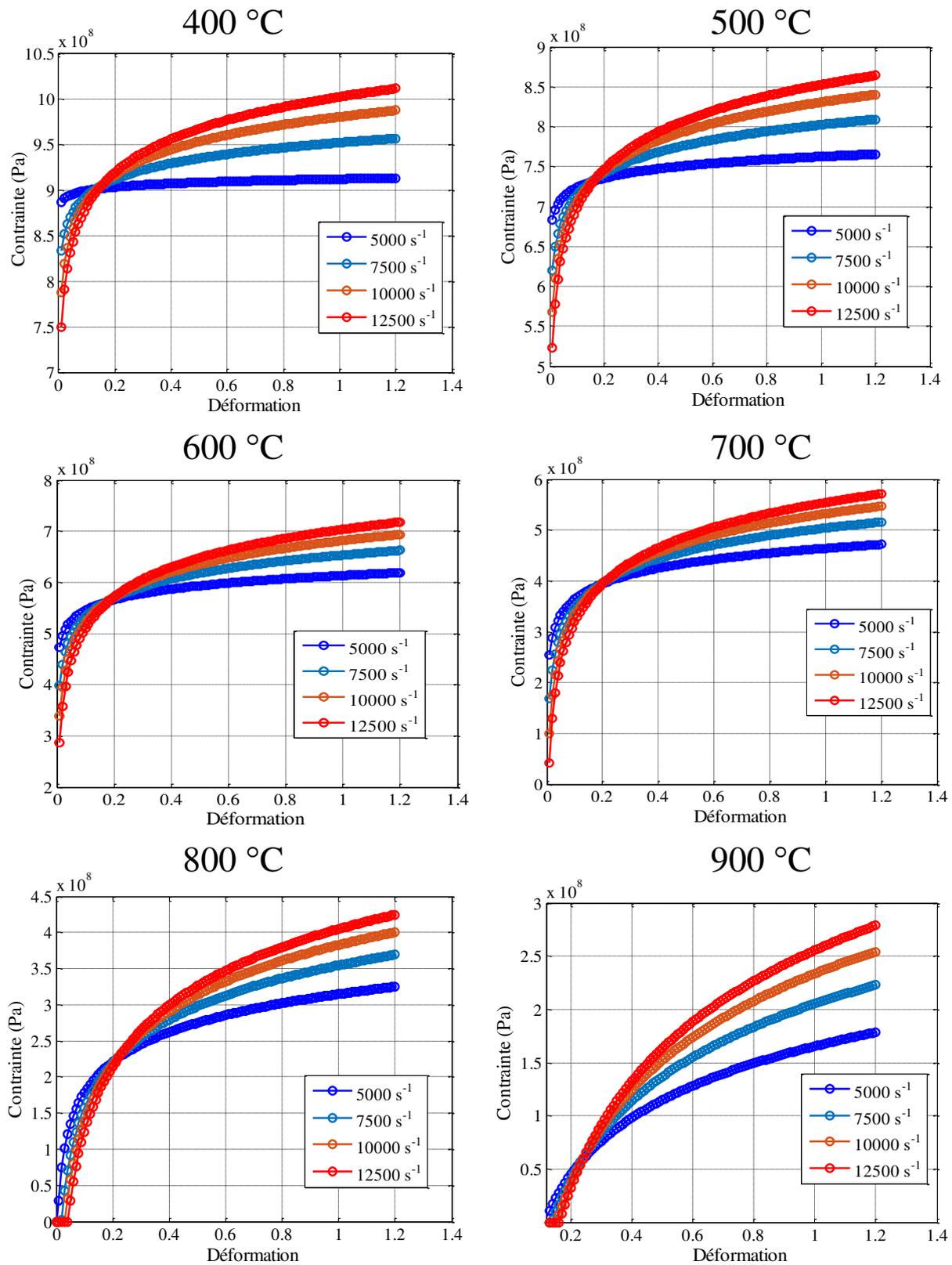


FIGURE 3.27 – Comportement par extrapolation du nouveau modèle

l'objectif de cette partie, qui est de montrer l'aptitude de ce modèle à reproduire, par extrapolation, les conditions recensées en usinage.

On s'intéresse ainsi à l'évolution de la contrainte et plus particulièrement sur une plage qui couvre l'usinage comme identifié dans le chapitre 2. La plage de température de la zone de cisaillement primaire est associée aux vitesses de déformation moyennes répertoriées (Figure 3.27).

On constate qu'une augmentation de la vitesse de déformation pour une température donnée, assure le changement de la forme de la courbe avec une augmentation de la limite élastique. Ce qui montre que ce modèle retranscrit également une bonne influence tant à la température qu'à la vitesse de déformation sur la plage désirée (Figure 3.27).

La figure 3.28 permet de comparer la contrainte calculée par le nouveau modèle à celles obtenues à partir d'identifications issues de la littérature. Ces dernières sont basées sur des dispositifs à très haute vitesse (SPHB) permettant de dépasser le  $8000\text{ s}^{-1}$  avec des sollicitations différentes. Comme nous l'avons déjà mentionné, un rapport de 2.83 est trouvé entre la vitesse de sollicitation de la machine Gleeble et celui de la vitesse de déformation vraie dans la zone de l'intérêt d'éprouvette chapeau. Ce facteur doit être pris en compte dans l'évaluation de notre nouveau modèle.

Sous une sollicitation de torsion, des essais dynamiques à des vitesses de déformation allant jusqu'à  $2300\text{ s}^{-1}$  et sous plusieurs températures sur un Ti-6Al-4V ont été menées par Lee *et al.* [Lee 2005]. L'évolution des courbes contraintes-déformation du nouveau modèle et celui de l'expérimental présenté par Lee [Lee 2005] témoigne de l'aptitude du modèle à bien restituer le comportement.

L'idée ici, n'est pas de faire des comparaisons mais d'évaluer l'évolution du comportement à hautes vitesses de déformation afin de valider son évolution par extrapolation en usinage. En compression dynamique avec le (SPHB), une deuxième comparaison a été établie par rapport aux travaux de Wulf *et al.* [Wulf 1979] à  $8000\text{ s}^{-1}$ . Celle-ci prouve nos dernières constatations.

La transposition du nouveau modèle à des vitesses de déformation élevées peut donc être réalisée, pour cet alliage, à partir des vitesses de déformation plus faibles.

## 3.6 Synthèse

L'état de l'art s'est tout d'abord attaché à lister le modèle phénoménologique de Johnson-Cook ainsi que ses diverses adaptations.

Ensuite, les types d'essais et dispositifs expérimentaux ont été abordés en présentant les particularités de chacun. Ceux-ci se distinguent par leur plage de vitesse de sollicitation visée ainsi que la gamme de déformation accessible.

L'étude du comportement de l'alliage de titane avait pour objectif de reproduire ces chargements thermomécaniques afin de pouvoir les restituer dans le modèle de comportement adéquat. Basée sur les résultats du deuxième chapitre, une étude a permis d'évaluer les sollicitations thermomécaniques en usinage tout en se focalisant sur la zone du cisaillement primaire.

Compte tenu des moyens expérimentaux disponibles, la campagne expérimentale a été menée sur le simulateur Gleeble de l'ENSAM d'Angers. Le choix s'est fixé sur des éprouvettes chapeau qui présentent, à travers une sollicitation de compression, une déformation

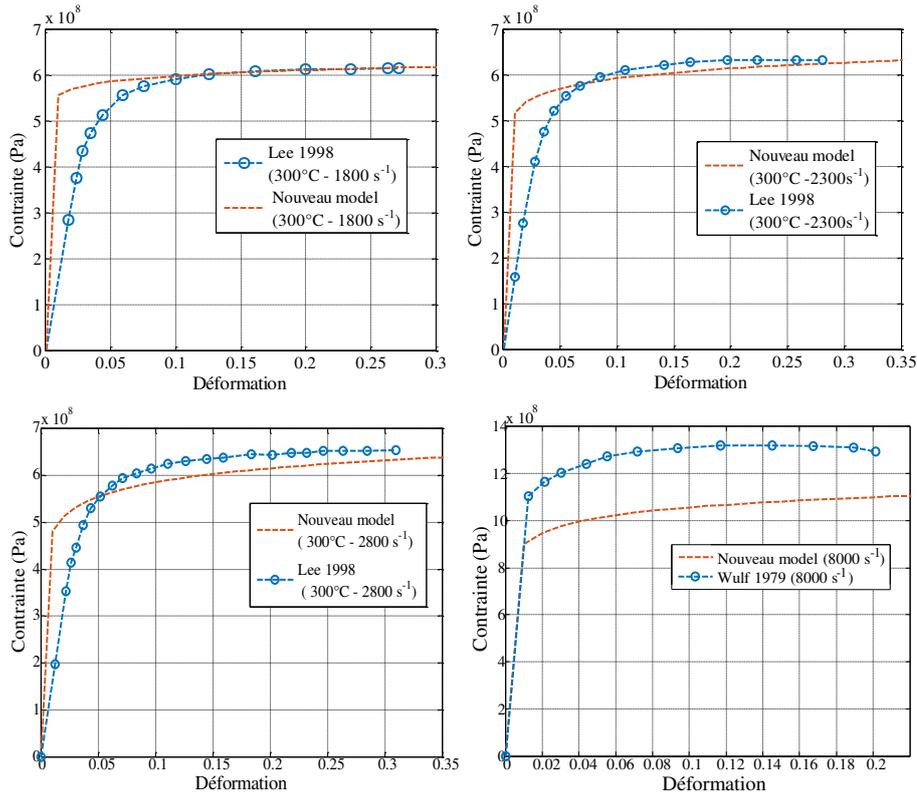


FIGURE 3.28 – Évaluation du modèle de comportement, par extrapolation, par rapport à d'autres données de la littérature : [Lee 2005, Wulf 1979]

plastique induite par du cisaillement similaire à celle observée en usinage.

Malgré le retrait en niveau de déformation ( $\simeq 0.65$ ), les hautes températures visées ainsi que la bonne plage des vitesses de déformation accessible par cet essai, rendent possible la caractérisation du comportement.

La dernière partie, s'est focalisée sur le dépouillement et l'identification des lois de comportement.

Dans un premier temps, le choix s'est orienté vers un dépouillement par une méthode inverse basée sur les éléments finis pour pouvoir s'affranchir des hypothèses et des approximations de la méthode analytique. Pour chaque test, une description des trois paramètres de la loi de Ludwick a été mise en place dans le plan contrainte vraie-déformation.

Dans un deuxième temps, le modèle phénoménologique de Johnson-Cook a été identifié à travers deux méthodes. Le comportement à faible vitesse de déformation et en température paraît plutôt bien restitué. En revanche, la contrainte a été largement surestimée à haute température et très sous-estimée à haute vitesse de déformation ce qui a remis en question son utilisation dans les procédés comme l'usinage.

Nous avons insisté au travers de ce chapitre, sur la nécessité d'introduire d'une manière phénoménologique le couplage thermomécanique existant lors du processus d'enlèvement de la matière à travers une loi simple et avec une bonne sensibilité à la vitesse de déformation et à la température.

Basée sur la loi de Ludwick, une nouvelle loi à trois paramètres non constants a

été élaborée pour décrire plus finement le comportement thermomécanique. S'appuyant sur un couplage entre la température et la vitesse déformation, l'évolution de ces trois paramètres a été décrite par des plans. Ils ont aboutis à une retranscription plus fidèle du comportement à hautes températures et vitesses de déformation élevées.

La comparaison par rapport à la base de données expérimentales et aux identifications menées sur la loi de Johnson-Cook, a montré l'aptitude de cette loi à restituer le bon comportement avec un écart maximal en contrainte de l'ordre de 12% sous certaines conditions. L'identification de cette loi à partir des essais à déformation et vitesse de déformation réduites, peut donc être transposée à des échelles supérieures, avec une erreur raisonnable de la contrainte.

Cette démarche au niveau de comportement ayant fourni des résultats originaux et satisfaisants. Il s'agira ensuite d'approfondir l'étude sur la modélisation de la coupe en abordant d'autres facteurs régissant la formation du copeau.

Cependant, les fissures observées pour toutes les conditions de coupe dans les copeaux, ainsi que les hautes déformations dans la zone de cisaillement secondaire témoignent de l'évolution de l'endommagement et des interactions tribologiques de la matière. Initiés par des chargements thermomécaniques extrêmes, il apparaît fondamental de maîtriser ces deux points.



# 4

## Modélisation de la décohésion matérielle en usinage

*L'objet de ce chapitre est de proposer un modèle d'endommagement pouvant retranscrire la décohésion matérielle observée lors de la formation de copeau. Un bref état de l'art est premièrement décrit afin de recenser les critères d'endommagement usuels largement employés dans les domaines de mise en forme. La méthodologie adoptée dans le cadre de cette étude sera ensuite abordée. Enfin, l'identification et la discussion de huit critères d'endommagement seront présentées afin de justifier la formulation retenue.*

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>État de l'art</b> . . . . .	<b>126</b>
<b>4.2</b>	<b>Modèles retenus</b> . . . . .	<b>130</b>
4.2.1	Transformation des contraintes principales dans l'espace $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$	130
4.2.2	Le "Cut-Off" ou la saturation des modèles d'endommagement	132
<b>4.3</b>	<b>Recours à des essais complémentaires</b> . . . . .	<b>132</b>
4.3.1	Optimisation et exploitation des résultats . . . . .	133
4.3.2	Base de données et mise en œuvre de la stratégie employée . . . . .	136
<b>4.4</b>	<b>Présentation et calibration des critères d'endommagement</b> . . . . .	<b>137</b>
4.4.1	Critère de Johnson & Cook . . . . .	137
4.4.2	Critère d'Oyane & Sato . . . . .	141
4.4.3	Critère de Cockcroft-Latham . . . . .	143
4.4.4	Critère de Brozzo . . . . .	145
4.4.5	Critère de Ko-Huh . . . . .	145
4.4.6	Critère de Lou . . . . .	147
4.4.7	Critère de Mohr-Coulomb . . . . .	148
4.4.8	Critère de Tresca (Mohr-Coulomb ( $C_1 = 0$ )) . . . . .	154
<b>4.5</b>	<b>Évaluation des critères calibrés</b> . . . . .	<b>159</b>
<b>4.6</b>	<b>Synthèse</b> . . . . .	<b>162</b>

---

## 4.1 État de l'art

A partir des mesures in-situ menées dans le chapitre 2, l'endommagement est clairement perceptible au cours du processus de formation du copeau. Il se manifeste par un niveau de déformation plastique important dans la zone de cisaillement primaire et ensuite, par une propagation de fissure suivant un plan du cisaillement bien déterminé. Ces constatations témoignent des étapes classiques d'une rupture ductile par cisaillement dans le cadre de l'alliage de titane Ti-6Al-4V biphasé. Par conséquent, l'étude de la rhéologie, présentée dans le chapitre précédent, s'avère insuffisante pour la restitution des phénomènes régissant la formation du copeau et pour conduire à des simulations fiables du procédé.

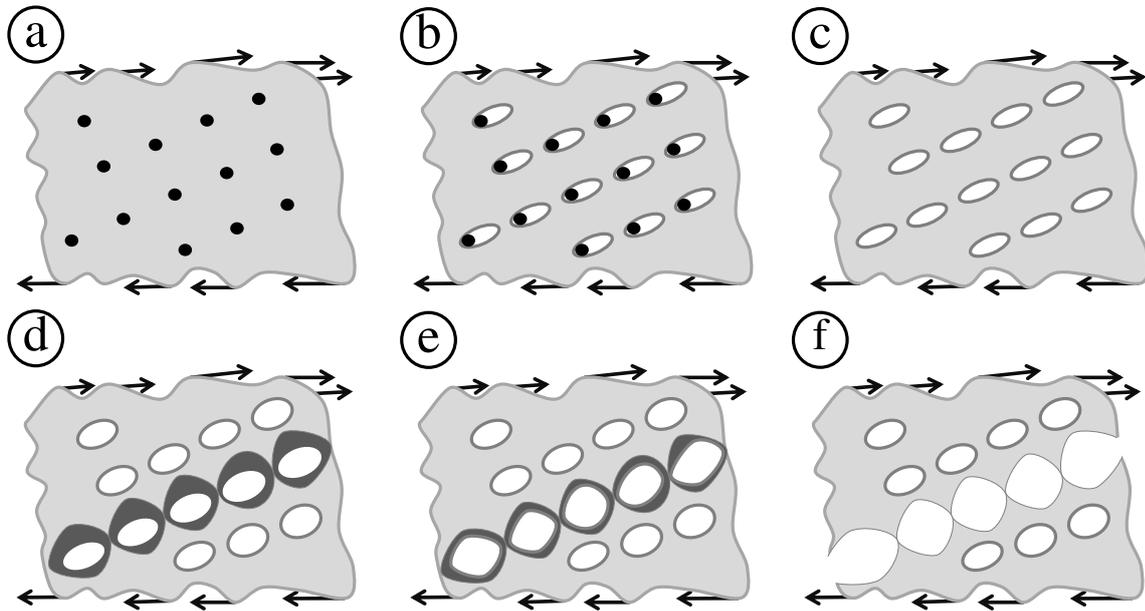


FIGURE 4.1 – *Processus d'endommagement ductile : (a) inclusions dans la matrice, (b) germination ; (c) croissance des cavités, (d) localisation de la déformation, (e) coalescence, (f) amorçage de la fissure*

Prédire la rupture dans le cadre des procédés de mise en forme, reste un verrou très délicat à lever. Bien que cette problématique ait été évoquée depuis longtemps par Griffith [Griffith 1921], ces aspects de déformation et de rupture demeurent toujours une question d'actualité.

Selon Kachanov [Kachanov 1958], l'endommagement ductile peut se traduire à travers quelques étapes qui décrivent les mécanismes de formation de microcavités jusqu'à la rupture. La figure 4.1 expose les différentes étapes du processus d'endommagement ductile. On s'intéresse particulièrement aux trois principaux mécanismes suivants :

- **La germination** : elle correspond à la naissance de cavités au cours de la déformation plastique, le plus souvent au niveau des lignes de glissement à l'intersection des joints de grain, des inclusions ou encore à l'interface de deux phases de nature différente. Sous une sollicitation mécanique, le processus de décohésion des inclusions se

déclenche et peut atteindre la rupture. Compte tenu de la petite taille des cavités, le comportement macroscopique n'est quasiment pas affecté.

- **La croissance** : sous l'effet de la contrainte hydrostatique, les microcavités continuent à progresser sous différentes formes (sphériques, ellipsoïdales...) voire même sous forme de fissurations ce qui entraîne le développement d'une bande de localisation de la déformation.
- **La coalescence** : dans une zone de striction et à partir d'une déformation critique, des interactions entre les différentes cavités auront lieu, qui finissent par se coaliser. Finalement, une fissuration macroscopique s'amorce ce qui amènera, naturellement, à la rupture.

Classiquement, la modélisation d'une rupture ductile passe par la description de l'évolution de la déformation plastique dans la matière en fonction de l'état de la contrainte  $[\sigma]$ . Ce dernier peut être formulé à travers les trois invariants du tenseur de contrainte. Ils décrivent à la fois la pression hydrostatique  $p$ , la contrainte équivalente  $q$  et le troisième invariant  $r$  en fonction des contraintes principales ( $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ ) et du déviatorique  $[S]$  du tenseur  $[\sigma]$ .

$$\begin{cases} p = \sigma_m = -\frac{1}{3} \text{tr} [\sigma] = -\frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \\ q = \sigma_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} [S] : [S]} = \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]} \\ r = \left(\frac{9}{2} [S] \cdot [S] : [S]\right)^{\frac{1}{3}} = \left[\frac{27}{2} \det([S])\right]^{\frac{1}{3}} = \left[\frac{27}{2} (\sigma_1 - \sigma_m)(\sigma_2 - \sigma_m)(\sigma_3 - \sigma_m)\right]^{\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (4.1)$$

Dès lors, on peut définir des paramètres adimensionnels afin d'évaluer l'influence de l'état de la contrainte ainsi que son mode de sollicitation sur la rupture du matériau, notamment, le taux de triaxialité  $\eta$  et l'angle de Lode  $\theta$ .

$$\begin{cases} \eta = \frac{p}{q} = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \\ \cos(3\theta) = \left(\frac{r}{q}\right)^3 \end{cases} \quad (4.2)$$

Ces deux paramètres peuvent être expliqués à travers une représentation schématique du vecteur contrainte dans l'espace principal comme l'expose la figure 4.2. Le vecteur contrainte peut être décomposé en une partie déviatorique  $\overrightarrow{OA}$  et une autre hydrostatique  $\overrightarrow{OO'}$ . Le rapport entre ces deux dernières définit le taux de triaxialité qui est associé à un angle  $\varphi$  déterminé par rapport au plan déviatorique. Cet angle est appelé angle élévateur car il dimensionne la taille de la surface de charge. L'angle de Lode est représenté dans le plan déviatorique. C'est l'angle entre le plan du cisaillement et la projection du tenseur de contrainte dans le plan déviatorique. Il permet de décrire l'état de la contrainte hydrostatique dans le plan déviatorique.

En pratique, il est courant de travailler avec l'angle de Lode normalisé afin de décrire sa variation entre -1 et 1. L'angle de Lode normalisé est défini par l'équation 4.3.

$$\bar{\theta} = 1 - \frac{6\theta}{\pi} = 1 - \frac{2}{\pi} \arccos \left( \left(\frac{r}{q}\right)^3 \right) \quad (4.3)$$

Avec ces conventions, la triaxialité et l'angle de Lode peuvent se référencer à certaines valeurs pour des sollicitations simples comme indiqué dans le tableau 4.1.

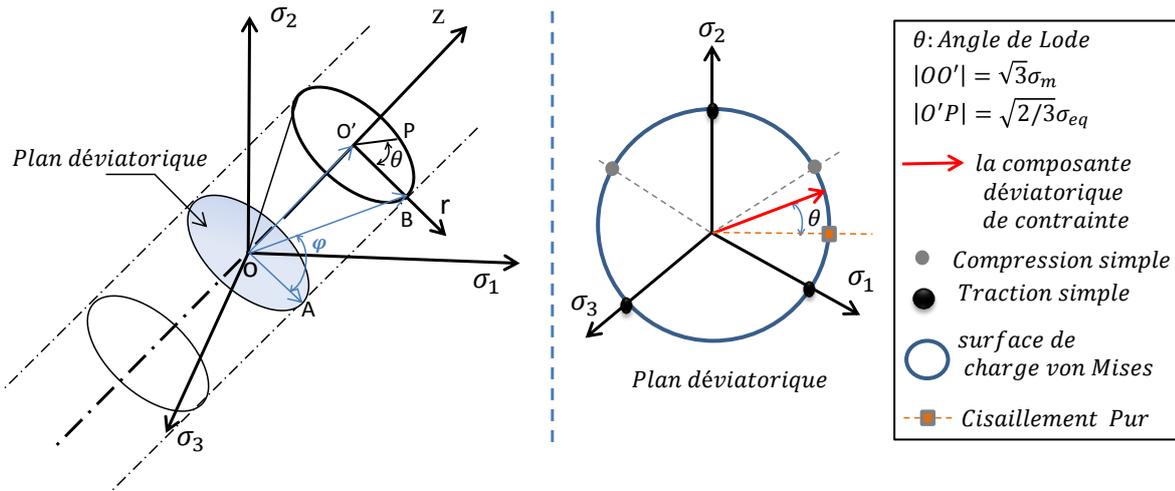


FIGURE 4.2 – Présentation schématique du vecteur contrainte dans l'espace principal : définition de la triaxialité et de l'angle de Lode

	Triaxialité $\eta$	Angle de Lode $\theta$
Traction Biaxiale	2/3	$\pi/3$
Traction uniaxiale	1/3	0
Cisaillement Pur	0	$\pi/6$
Compression uniaxiale	-1/3	$\pi/6$
Compression Biaxiale	-2/3	0

Tableau 4.1 – Conditions particulières avec les valeurs correspondantes de triaxialité et d'angle de Lode

Notons que selon l'hypothèse de contraintes planes, ces deux paramètres peuvent se relier à travers l'équation 4.4.

$$\cos(3\theta) = \cos\left[\frac{\pi}{2}(1 - \bar{\theta})\right] = -\frac{27}{2}\eta\left(\eta^2 - \frac{1}{3}\right) \quad (4.4)$$

Ces deux paramètres ont un intérêt particulier dans plusieurs domaines traitant de la mise en forme des métaux où l'endommagement est influencé par l'état de contrainte. Bridgman [Bridgman 1952] fut le premier à étudier l'effet de la triaxialité à travers le rayon de l'entaille  $R$  sur des éprouvettes cylindriques de traction ainsi que le diamètre  $a$ . Il propose une formulation analytique pour déterminer géométriquement ce paramètre (équation 4.5).

$$\eta = \frac{1}{3} + \ln\left(1 + \frac{a}{2R}\right) \quad (4.5)$$

Les travaux de McClintock [McClintock 1968], Rice & Tracey [Rice 1969] et plus tard ceux de Gurson [Gurson 1977] ont constaté que les mécanismes d'endommagement ductiles sont pilotés par la déformation plastique et évoluent exponentiellement avec la triaxialité. L'influence de ce paramètre sur la déformation à la rupture des matériaux ductiles a été soulignée dans de nombreux autres travaux [Johnson 1985, Bao 2004b, Bao 2005, Bai 2008, Mirone 2010].

Outre la triaxialité, plusieurs études se sont focalisées sur l'angle de Lode et son influence sur l'écoulement plastique dans la mécanique de la rupture. Les récents travaux de Wierzbicki *et al.* [Wierzbicki 2005a, Bai 2008] mettent en évidence ce paramètre dans un modèle tridimensionnel qui décrit la déformation équivalente en fonction de  $\eta$  et  $\bar{\theta}$ . Sa calibration sur des éprouvettes en traction et en compression montre sa bonne aptitude à la prédiction de la rupture des pièces mécaniques en aluminium. Basé sur les modèles présentés par Wierzbicki [Wierzbicki 2005a], Mirone *et al.* [Mirone 2010] évaluent l'influence de la triaxialité et de l'angle de Lode sur la rupture ductile. Ils montrent qu'une augmentation au niveau de la taille de l'entaille des éprouvettes n'implique pas forcément une faible déformation à la rupture. Sur un Volume Élémentaire Représentatif (VER) soumis aux différentes sollicitations, Gao et Kim [Gao 2006, Kim 2007] ont analysé l'effet de forme sur l'initiation et la croissance de l'endommagement via ces deux paramètres.

Basées sur l'angle de Lode et la triaxialité, de nombreuses formulations ont été proposées ou modifiées, ces dernières années, en vue de décrire l'endommagement des métaux. Les travaux de Hor [Hor 2011], Wierzbicki [Wierzbicki 2005b] et Bourgeon [Bourgeon 2009] passent en revue un certain nombre d'entre elles.

On peut les distinguer en deux catégories : les modèles couplés ou découplés par rapport au comportement. Dans chaque catégorie, ils peuvent être classés selon leur nature : micromécanique (Physique) ou macromécanique (Phénoménologique). Par définition, les modèles couplés affectent directement le comportement à travers une dégradation de ces propriétés mécaniques induites par l'accumulation de l'endommagement, alors que ce n'est pas le cas pour les modèles découplés. Il en ressort que ces modèles permettent une bonne description des mécanismes d'endommagement et d'assurer une bonne corrélation des essais expérimentaux. Toutefois, il est difficile de trouver un critère unique qui puisse retranscrire la décohésion matérielle d'un matériau en petite et grande déformation, en fonction de la température et de la vitesse de déformation ou encore sous diverses évolutions microstructurales. De plus, les critères d'endommagement fidèles hors domaine d'identification, avec un nombre de paramètres raisonnable, restent encore rares.

L'idée ici n'est pas de dresser une liste de ces modèles, mais plutôt d'identifier, en premier lieu, dans quelle catégorie et sous-catégorie se placer afin de décrire la décohésion matérielle observée en usinage et dans un deuxième temps, de choisir, voire proposer, une formulation adéquate selon les critères évoqués précédemment.

Malgré l'apport scientifique des modèles couplés à la compréhension et à la mise en évidence des mécanismes physiques d'endommagement, il apparaît que leur caractérisation et leur identification reste encore une tâche très délicate et surtout coûteuse. Ceci se manifeste lorsque l'effet de la nature de la sollicitation couplée aux effets de la température et de la vitesse de déformation se combinent et induisent des phénomènes très complexes à modéliser. On se retrouve alors avec des formulations relativement complexes avec des dizaines de paramètres à calibrer [Nahshon 2008, Nielsen 2010]. De plus, elles nécessitent un nombre non négligeable d'essais expérimentaux et d'analyses post mortem [Gurson 1977, Chaboche 1981, Lemaitre 1985]. Finalement, leur application aux procédés de mise en forme s'avère très délicate et ainsi conduire à des erreurs de prédiction [Nahshon 2008, Hor 2011]. De ce fait, ils n'ont pas été retenus dans cette étude.

En revanche, les modèles découplés semblent une alternative intéressante pour la modélisation de la rupture. Leur formulation s'avère simple par rapport à l'autre catégorie et leur apport physique sur les procédés de mise en forme fut validé par plusieurs auteurs

[Bouchnak 2010, Hor 2011, Lou 2014].

Idéalement, un critère d'endommagement doit être capable de décrire précisément la sensibilité de la déformation plastique au mode de sollicitation, à la vitesse de déformation, à la température (via la loi de comportement) et encore au chemin de déformation. L'intégration de tous ces éléments dans un modèle unique est une tâche très délicate. Pour cela, le choix d'un modèle d'endommagement représentatif de la décohésion matérielle rencontrée en usinage nécessite une évaluation structurelle des formulations en fonction de l'angle de Lode et de la triaxialité par rapport au nombre de paramètres, à leur complexité d'identification et aux mécanismes d'endommagement rencontrés en usinage.

Dans les sections suivantes, nous aborderons des modèles découplés cherchant à retranscrire les phénomènes évoqués à travers des formulations simples et un nombre de paramètres raisonnables. Nous décrirons, dans un deuxième temps, la base de données expérimentale ainsi que la méthode de calibration des essais complémentaires. Enfin une calibration de huit modèles sera présentée et nous terminerons par une justification de la formulation adoptée.

## 4.2 Modèles retenus

L'approche découplée est basée sur des modèles prenant en compte des variables externes qui décrivent la rupture une fois que la valeur critique est atteinte. Par conséquent, aucune influence de l'endommagement sur les propriétés mécaniques du matériau n'aura lieu. Les premières modélisations ont été basées sur l'effet de la géométrie des défauts qui s'expriment souvent en fonction du volume ou du rayon critique (Oyane *et al.* [Oyane 1980], McClintock [McClintock 1968] et Rice & Tracey [Rice 1969]). Depuis, plusieurs formulations ont été développées pour améliorer la restitution de l'endommagement dans le cadre de la mise en forme.

Dans cette étude nous retiendrons huit modèles incontournables<sup>1</sup>, apparaissant comme des solutions intéressantes d'un point de vue industriel. Les modèles sont ceux de Johnson & Cook [Johnson 1985], d'Oyane & Sato [Oyane 1980], Cockcroft & Latham [Cockcroft 1968], Brozzo *et al.* [Brozzo 1972], Ko-Huh [Ko 2007], Lou [Lou 2012], Mohr-Coulomb [Bai 2010] et celui de Tresca. Toutefois, leur évaluation structurelle repose sur leur transformation dans la même base.

En effet, il est souvent préférable d'exprimer les modèles d'endommagement en termes de déformation à la rupture en fonction des invariants du tenseur de contrainte ou de contrainte principale. Dans ce travail, le choix de l'espace de calibration et d'évaluation est fixé sur  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ .

### 4.2.1 Transformation des contraintes principales dans l'espace $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$

Afin d'assurer la transformation dans le plan  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ , il est utile d'exprimer les contraintes principales en terme de  $\sigma_m, \eta, \theta$ . Les contraintes principales ainsi que les

---

1. Les paramètres des critères d'endommagement présentés dans ce chapitre étant nombreux et parfois similaires, ils ne seront pas mentionnés dans la nomenclature afin d'alléger sa lecture.

contraintes déviatoriques sont alors représentées dans le plan déviatorique comme indiqué dans la figure 4.3.

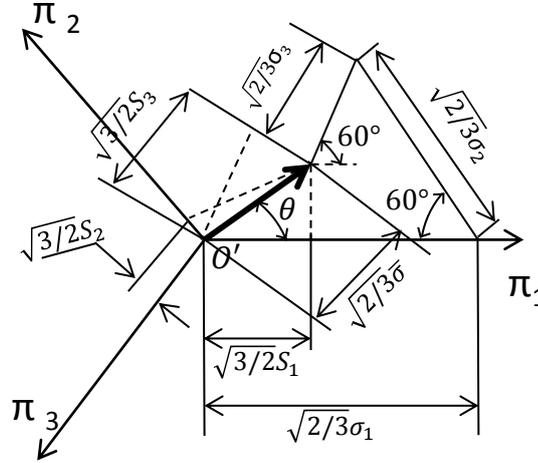


FIGURE 4.3 – Représentation schématique des contraintes principales  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ , des contraintes déviatoriques  $(S_1, S_2, S_3)$ , de la contrainte équivalente  $\bar{\sigma}$ , de l'angle de Lode  $\theta$  dans le plan déviatorique  $(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3)$

A travers cette représentation géométrique, il est facile de remonter, dans un premier temps, aux expressions (équation 4.6) qui décrivent la partie déviatorique de la contrainte en fonction de la contrainte équivalente  $\bar{\sigma}$  et de l'angle de Lode  $\theta$ .

$$\begin{cases} S_1 = \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\theta \\ S_2 = \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\left(\frac{2}{3}\pi - \theta\right) \\ S_3 = \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\left(\frac{4}{3}\pi - \theta\right) \end{cases} \quad (4.6)$$

En se basant sur les équations 4.6, on peut alors exprimer les trois composantes principales en fonction de la contrainte équivalente  $\bar{\sigma}$ , de la triaxialité  $\eta$  et de l'angle de Lode  $\theta$ , tout en satisfaisant automatiquement la condition d'équilibre  $S_1 + S_2 + S_3 = 0$

$$\begin{cases} \sigma_1 = \sigma_m + S_1 = \sigma_m + \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\theta = \left(\eta + \frac{2}{3}\cos\theta\right)\bar{\sigma} \\ \sigma_2 = \sigma_m + S_2 = \sigma_m + \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\left(\frac{2}{3}\pi - \theta\right) = \left[\eta + \frac{2}{3}\cos\left(\frac{2}{3}\pi - \theta\right)\right]\bar{\sigma} \\ \sigma_3 = \sigma_m + S_3 = \sigma_m + \frac{2}{3}\bar{\sigma}\cos\left(\frac{4}{3}\pi - \theta\right) = \left[\eta + \frac{2}{3}\cos\left(\frac{4}{3}\pi - \theta\right)\right]\bar{\sigma} \end{cases} \quad (4.7)$$

Puisque l'angle de Lode varie entre  $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{3}$ , on peut vérifier aussi la condition  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ . Dès lors, on peut exprimer les critères d'endommagement à évaluer dans la même base en fonction des paramètres de la loi de comportement identifiée dans le chapitre 3 (équation 4.8).

$$\bar{\sigma} = A(\dot{\epsilon}, T) + B(\dot{\epsilon}, T) \cdot \epsilon^{n(\dot{\epsilon}, T)} \quad (4.8)$$

## 4.2.2 Le "Cut-Off" ou la saturation des modèles d'endommagement

Ce terme revient d'une manière récurrente dans la nouvelle génération des modèles d'endommagement. Il s'agit d'une saturation en déformation à la rupture par rapport à ces paramètres (triaxialité et/ou un angle de Lode). Cette approche a pour postulat l'existence d'une zone dans la plage de triaxialité et/ou dans la plage de l'angle de Lode dans laquelle la rupture est difficilement atteignable (elle tend souvent vers l'infini). Cette notion a été initiée par Bao & Wierzbicki [Wierzbicki 2005a] suite à une campagne d'essais expérimentaux sur plusieurs géométries d'éprouvettes (traction, compression, cisaillement) en aluminium Al2024-T351 et à travers des constatations antérieures sur des essais en compression sur différents matériaux, faites par d'autres auteurs [Kudo 1967, Thomason 1969, kuhn 1977, Ganser 2000]. Sur la base d'essais en compression, ces auteurs ont constaté qu'une fissuration s'initie dans la zone équatoriale des éprouvettes et qu'à chaque fois, le trajet de déformation ne dépasse pas une certaine limite (Figure 4.4). Cette limite est représentée par une droite dans le plan des déformations  $\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_{zz}$  et qui peut se traduire dans le plan déformation à la rupture par une valeur en triaxialité de  $-1/3$ . Le critère de Cockroft-Latham-Oh valide implicitement cette considération étant donné qu'il met en évidence un rapport entre la contrainte principale et la contrainte équivalente  $\frac{\sigma_1}{\bar{\sigma}}$ . De plus, ces constatations furent aussi validées par Teng [Teng 2006] à travers des simulations numériques en impact.

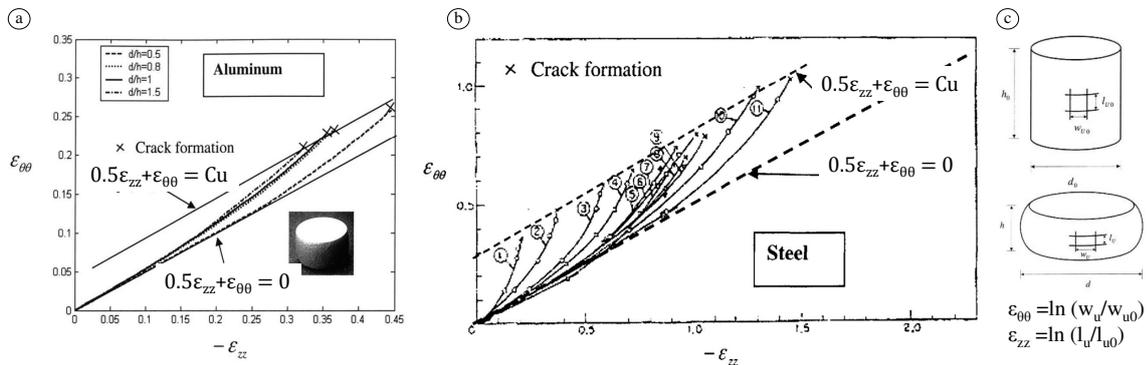


FIGURE 4.4 – Chemin de déformation des différents essais de compression : (a) pour Al 2024-T351 [Wierzbicki 2005a] (b) pour l'acier [Kudo 1967] (c) méthode de dépouillement

Bao & Wierzbicki [Wierzbicki 2005a] ont intégré cette notion dans leur modèle d'endommagement et depuis elle est étendue sur plusieurs autres critères pour décrire minutieusement la rupture dans les matériaux, notamment dans les modèles de Lou *et al.* [Lou 2014] et de Ko *et al.* [Ko 2007] qui seront détaillés dans les prochains paragraphes.

## 4.3 Recours à des essais complémentaires

Une calibration de ces modèles est nécessaire pour assurer leur bonne interprétation. Les essais de cisaillement avec les éprouvettes chapeau effectués précédemment sont ex-

plottés de nouveau pour calibrer les modèles d'endommagement. Leur calibration par méthode inverse couplée aux éléments finis nous a permis d'extraire l'angle de Lode ainsi que la triaxialité pour chaque condition opératoire. Bien que cette base de données soit assez riche dans le plan de température/vitesse de déformation, elle s'avère limitée quant au niveau de triaxialité et d'angle de Lode. Par conséquent, il s'agit de réaliser d'autres essais présentant des valeurs différentes en  $\eta$  et  $\theta$  afin de s'assurer de la bonne calibration de ces modèles sur une plage étendue de ces deux paramètres. Le choix s'est porté sur un essai de traction et un autre en compression. L'approche par méthode inverse couplée aux éléments finis est de nouveau choisie pour le dépouillement des essais complémentaires dans le but d'affiner les résultats en termes de triaxialité et d'angle de Lode. Dès lors, une procédure de recalage en effort est mise en place pour s'assurer de la bonne interprétation des résultats de ces deux derniers essais.

### 4.3.1 Optimisation et exploitation des résultats

L'éprouvette en compression se résume à un cylindre de diamètre initial  $d_0 = 8mm$  et de longueur initiale  $h_0 = 12mm$ . Une attention particulière a été portée sur le parallélisme des faces des éprouvettes afin d'assurer la qualité et la répétabilité des essais. Concernant l'éprouvette de traction, elle a été prélevée par découpe jet d'eau sur une plaque de  $0.1mm$  d'épaisseur. Un trou dans chaque extrémité a été réalisé pour assurer sa bonne fixation et s'affranchir du glissement des mors lors des essais.

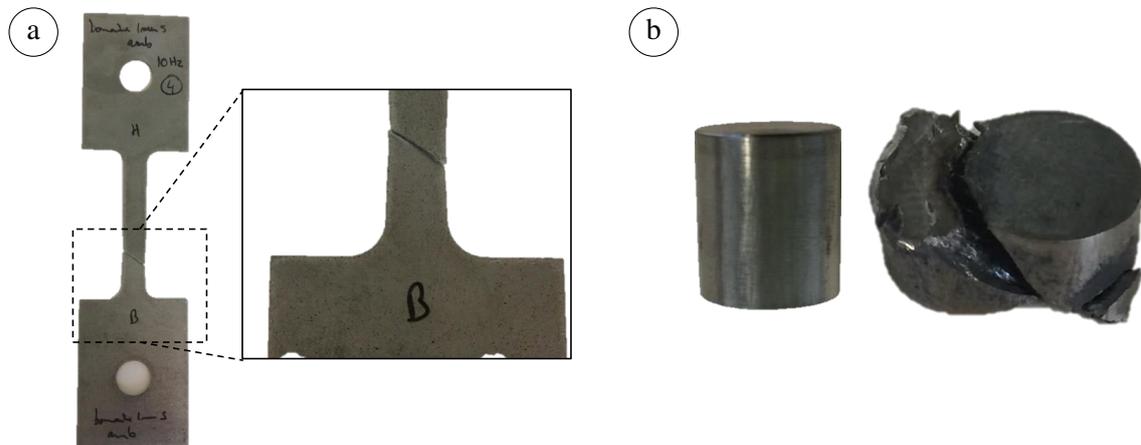


FIGURE 4.5 – Éprouvettes d'essai : a) traction b) compression

La répétabilité des essais a été validée à travers trois essais réalisés dans les mêmes conditions opératoires. Tous les essais ont été effectués à une vitesse de sollicitation de  $0.1mm.s^{-1}$  et à la température ambiante ( $20^{\circ}C$ ). La figure 4.5 montre les zones de rupture de ces deux essais. Il est clairement perceptible que dans les deux essais, la rupture s'est produite suivant un plan de glissement bien déterminé. Cependant, en observant l'évolution de la déformation pendant l'essai de traction, un phénomène de striction, dans la zone utile est remarqué. Il est suivi par une rupture suivant un plan de cisaillement. Cet effet n'est pas observé dans l'essai de compression.

En effet, un écoulement radial s'intensifie lors du déplacement et la géométrie de l'éprouvette tend vers une forme de tonneau. Pour un taux de déformation bien déterminé,

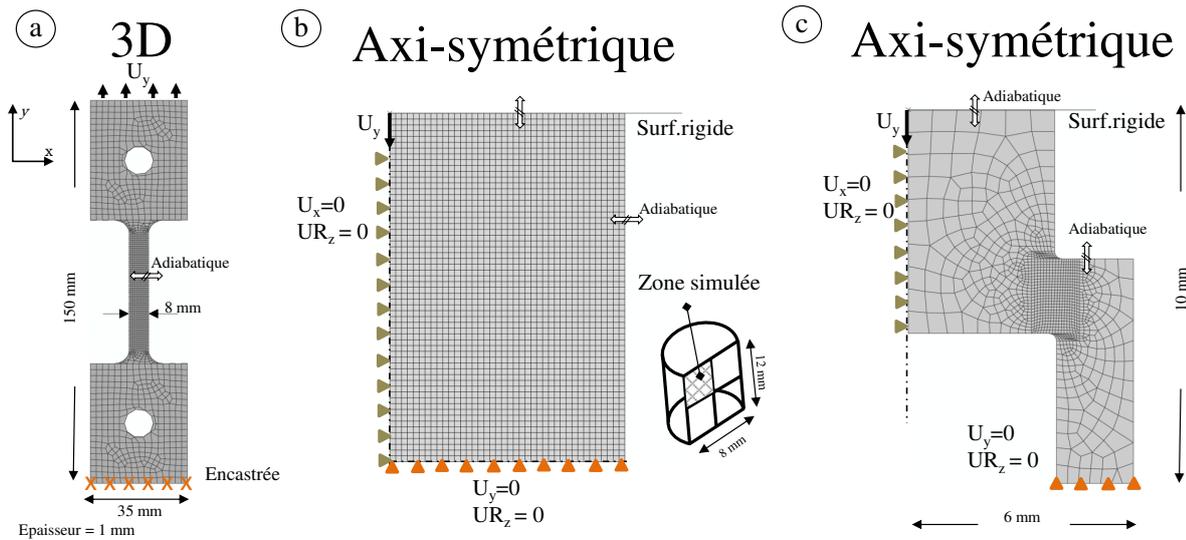


FIGURE 4.6 – Géométries et conditions aux limites des modèles de calibration

le frottement aux interfaces devient très important et une fissuration de la zone équatoriale du bord libre d'éprouvette s'initie et se propage suivant la diagonale du cylindre. Ces deux modes de rupture témoignent de l'influence de la triaxialité sur le mode de rupture des éprouvettes.

Dans un deuxième temps, le modèle axisymétrique en éléments finis d'éprouvette chapeau a été revisité et deux autres modèles en éléments finis sous Abaqus-Explicit ont été élaborés. Ils sont présentés dans la figure 4.6. À partir des propriétés de symétrie et de révolution, seul un quart du problème de compression a été modélisé comme le montre la figure 4.6.b. Il est maillé en éléments quadrilatères axisymétriques, couplés en température-déplacement et avec une intégration réduite (CAX4RT).

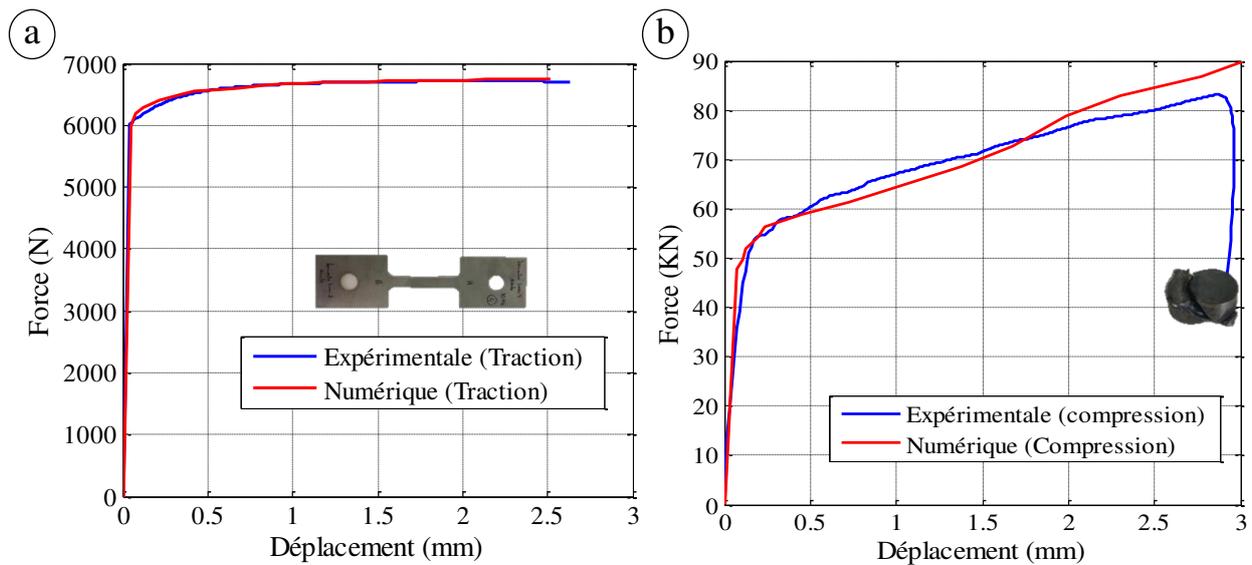


FIGURE 4.7 – Comparaison expérimentale/numérique après optimisation : (a) cas de la traction (b) cas de la compression

	A (MPa)	B (MPa)	n
Traction	880	992	0.015
Compression	880	837	0.251

Tableau 4.2 – Paramètres optimisés de la loi de comportement pour les essais de traction et de compression

Malgré la faible épaisseur de l'éprouvette de traction, une modélisation tridimensionnelle a été choisie suite à des comparaisons avec un modèle en déformation plane. Les éléments sont couplés en température-déplacement avec une intégration réduite. Pour chaque modèle, un déplacement est imposé au nœud de référence pilotant la surface afin d'exercer le mouvement à une vitesse de sollicitation de référence. Dans le cas du test en compression, les enclumes sont représentées par une surface rigide. Aucun échange thermique avec le montage ou le milieu extérieur n'est autorisé.

La nouvelle loi de plasticité couplée en température et vitesse de déformation est de nouveau utilisée pour décrire le comportement thermomécanique des éprouvettes.

Seuls les paramètres d'écroutissage (B et n) sont optimisés. Étant donné que la limite élastique A est supposée indépendante du mode de sollicitation. La figure 4.7 montre l'évolution de l'effort en fonction du déplacement suite au processus d'optimisation. L'identification inverse (FEU-F) menée sur les deux éprouvettes a conduit à une bonne description des courbes expérimentales avec une erreur acceptable. Le tableau 4.2 synthétise les valeurs des paramètres optimisés de la loi de plasticité pour chaque essai.

Il s'agit alors d'extraire, pour chaque test, au niveau de la zone de localisation de la déformation, les résultats des simulations en terme d'angle de Lode et de triaxialité. Le post-traitement numérique des essais permet d'extraire des paramètres locaux comme la contrainte équivalente de von Mises, le troisième invariant ou la triaxialité. En examinant les figures 4.8.a.b et c, on constate qu'une forte concentration de contrainte est observée au niveau de la zone de localisation avec des valeurs en contrainte de von Mises, triaxialité et troisième invariant très homogènes. Aucun glissement de la matière en dessous de l'enclume n'est observé. Ceci témoigne que cet essai ne semble pas être très influencé par le frottement. En revanche, ce phénomène est clairement perceptible dans le cas de l'essai de compression. Il se traduit par une augmentation de la contrainte avec la déformation plastique. L'impact couplé du frottement et de l'auto-échauffement sur les champs de déformation plastique et la contrainte équivalente de von Mises est constaté en modifiant le coefficient de frottement à l'interface de 0.2 à 0.45. Contrairement à la partie centrale de l'échantillon, l'écoulement radial est empêché par le frottement, ce qui engendre la naissance d'une contrainte importante sur les coins de l'éprouvette qui rejoignent son centre. Par conséquent, la forme en tonneau devient de plus en plus marquée. Les valeurs en triaxialité semblent très hétérogènes et dépendent de la zone visée dans les analyses (Figures 4.8.d.e et f).

Comme évoqué dans la section précédente, la rupture sur les lopins de compression s'est initiée sur la zone équatoriale de l'éprouvette. Elle se propage suivant un plan diagonal atteignant, par la suite, les bords libres de l'éprouvette. Les constatations et les analyses précédentes sur l'essai en compression nous laissent faire référence à la zone d'initiation de la fissure.

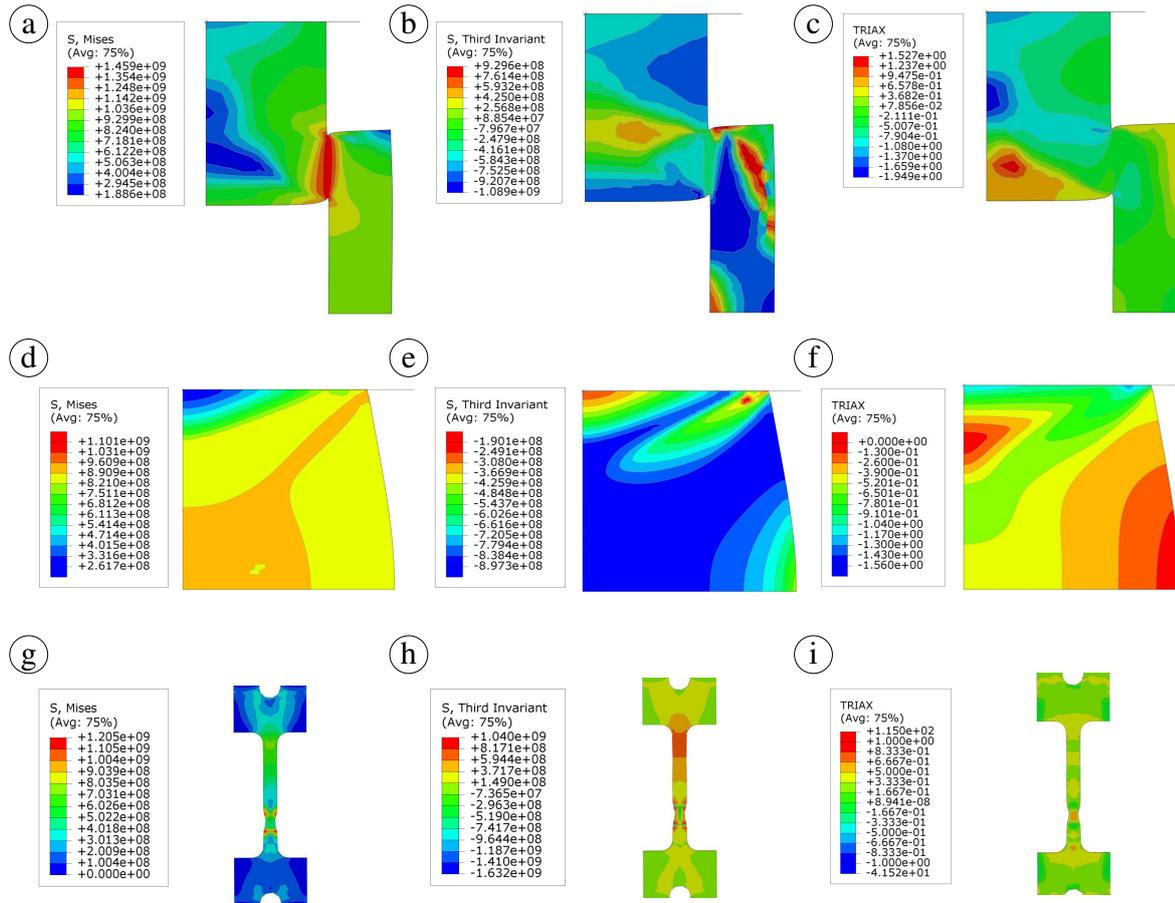


FIGURE 4.8 – Évaluation des paramètres locaux en termes de triaxialité, de troisième invariant et de contrainte de von Mises pour les essais calibrés

Cependant, une striction classique, située dans la zone utile, est observée dans le cas de l'essai de traction. La zone susceptible à la rupture semble très homogène par rapport à l'essai de compression (Figures 4.8.g,h et i).

### 4.3.2 Base de données et mise en œuvre de la stratégie employée

Suite aux résultats présentés dans la figure 4.8, les valeurs obtenues en termes d'angle de Lode et angle de Lode normalisé sont calculées à travers les équations 4.2, 4.3 et 4.4. Le tableau 4.3 présente les différents essais choisis pour l'identification des critères d'endommagement ainsi que leurs valeurs en déformation à la rupture, triaxialité, angle de Lode et angle de Lode normalisé.

Outre les essais calibrés, un essai Bulge ainsi qu'un essai de traction sur une éprouvette entaillée ont été ajoutés de la littérature afin de balayer le maximum de plage de triaxialité [Djavanroodi 2013, Lindner 2015].

L'identification des critères retenus passe par la minimisation d'une fonction des moindres carrés entre la déformation à la rupture expérimentale et celle calculée. Il s'agit d'un problème d'optimisation qui ne peut être résolu que par des procédures itératives. Toutefois,

## 4.4 PRÉSENTATION ET CALIBRATION DES CRITÈRES D'ENDOMMAGEMENT

Test	Éprouvette	$\varepsilon_f$	$\eta_{av}$	$\theta_{av}$	$\bar{\theta}$	T	$\dot{u}$
1	Plate de traction ( $e = 1mm$ )	0.38	0.3772	0.0577	0.9	20	0.1
2	Axi-entaillée* ( $r = 1.5mm$ )	0.33	0.69	$2.16e^{-3}$	0.995	20	0.1
3	Bulge* ( $P = 500Bar$ )	0.195	0.65	$5.12e^{-3}$	0.99	20	–
4	Compression ( $d_0/h_0 = 0.5$ )	0.41	–0.34	0.9526	–0.8144	20	0.1
5	Chapeau, Cisaillement	0.246	–0.16	0.52	–0.044	20	0.1
6	Chapeau, Cisaillement	0.213	–0.16	0.52	–0.044	20	1
7	Chapeau, Cisaillement	0.197	–0.16	0.52	–0.044	20	10
8	Chapeau, Cisaillement	0.18	–0.16	0.52	–0.044	20	100
9	Chapeau, Cisaillement	0.156	–0.16	0.52	–0.044	20	$10^3$
10	Chapeau, Cisaillement	0.344	–0.16	0.52	–0.044	300	0.1
11	Chapeau, Cisaillement	0.385	–0.16	0.52	–0.044	600	0.1
12	Chapeau, Cisaillement	0.23	–0.16	0.52	–0.044	800	100
13	Chapeau, Cisaillement	0.557	–0.16	0.52	–0.044	900	0.1

e : épaisseur d'éprouvette, r : rayon de l'entaille,  $d_0$  : diamètre initial,  $h_0$  : hauteur initiale, P : la pression,  $\eta_{av}, \theta_{av}$  = triaxialité et angle de Lode moyennés.

T : température en °C,  $\dot{u}$  : vitesse de sollicitation en  $mm.s^{-1}$ .

Les essais 2 et 3 sont données par [Djavanroodi 2013, Lindner 2015]

Tableau 4.3 – Base de données expérimentales : déformation à la rupture pour différents types de sollicitation

les différences structurelles et la philosophie des modèles retenus (leur dépendance en température, vitesse de déformation, triaxialité, angle de Lode...) imposent une démarche d'identification spécifique à chacun d'eux tout en gardant la même définition de la fonctionnelle et ceci dans un but de comparaison au niveau de la fonction à minimiser.

$$erreur = \sum_{i=1}^{nb_{essai}=13} \left( \frac{\varepsilon_f^{exp}}{\varepsilon_f^{num}} - 1 \right)^2 \quad (4.9)$$

Les prochains paragraphes présentent l'identification des modèles retenus, et pour chacun d'entre eux, l'étape préliminaire consiste à cerner précisément l'évolution de chaque formulation de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité et/ou de l'angle de Lode. Dans un deuxième temps, une mise en œuvre de leur identification sera menée. Finalement, une évaluation dans le plan triaxialité-déformation à la rupture sera mise en place afin d'identifier le critère le plus pertinent.

## 4.4 Présentation et calibration des critères d'endommagement

### 4.4.1 Critère de Johnson & Cook

Le modèle d'endommagement de Johnson-Cook [Johnson 1985] peut être placé dans les deux catégories des critères d'endommagement. Les auteurs observèrent des variations quasi-linéaires de la déformation plastique en fonction de la température et du logarithme

de la vitesse de déformation. Ils proposèrent ainsi une loi autour d'une formulation inspirée de la loi physique de Rice & Tracey [Rice 1969] en rajoutant un premier paramètre  $D_1$  qui représente un seuil de déformation plastique équivalent à partir duquel apparait la germination de cavités. Ceci permet d'atténuer la prise en compte de l'écoulement plastique avant la décohésion. Ce terme est transformé homothétiquement par une expression qui décrit la sensibilité à la vitesse de déformation  $\left[1 + D_4 \cdot \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{p0}}\right)\right]$  et par un autre décrivant la dépendance en température  $\left[1 + D_5 \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right)\right]$ .

$$\varepsilon_{eq}^f = \left[ D_1 + D_2 \exp\left(D_3 \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \right] \left[ 1 + D_4 \cdot \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{p0}}\right) \right] \left[ 1 + D_5 \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right) \right] \quad (4.10)$$

L'origine physique des termes de dépendance à la température et à la vitesse de déformation n'est détaillée ni dans l'article original [Johnson 1985] ni dans la littérature et donc semble être plus empirique.

Cependant, sa structure découplée confère à ce modèle une identification simple avec des méthodes différentes. Dans une démarche classique, on peut identifier les différents paramètres en trois étapes.

- Les paramètres  $D_1, D_2$  et  $D_3$  sont identifiés à travers les tests (1 – 5) pour une température et vitesse de déformation de référence.
- Le paramètre  $D_5$  est ensuite identifié à travers les tests de cisaillement en température et pour une vitesse de déformation de référence (5, 10, 11, 13).
- Finalement, le paramètre  $D_4$  est identifié à partir des essais de cisaillement pour plusieurs vitesses de déformation et pour une température de référence (6 – 9).

### Identification du premier terme

En se plaçant dans une configuration de référence ( $T = 20^\circ C, \dot{u} = 0.1 mm.s^{-1}$ ), l'expression du modèle peut se limiter au premier terme décrivant l'évolution de la déformation à la rupture en fonction du taux de triaxialité  $\eta = \frac{\sigma_h}{\sigma_{eq}}$ .

$$\varepsilon_{eq}^f = \left[ D_1 + D_2 \exp\left(D_3 \frac{\sigma_h}{\sigma_{eq}}\right) \right] \quad (4.11)$$

L'identification est menée à l'aide des 5 premiers essais qui couvrent une bonne plage de triaxialité ( $-0.34 \rightarrow 0.69$ ). La comparaison de l'évolution de la déformation à la rupture aux données expérimentales montre l'incapacité du critère à restituer l'évolution des phénomènes. Une tendance monotone et décroissante de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité s'avère incapable de retranscrire la majorité des modes de rupture (Figure 4.9.a). Le côté structurel de cette formulation ne permet qu'un ajustement partiel des résultats expérimentaux.

En effet, la plupart des démarches d'identification de ce critère trouvées dans la littérature se base généralement sur une plage réduite de triaxialité ce qui amène souvent à une bonne corrélation. En revanche, en balayant toute la plage de triaxialité, le modèle se retrouve généralement incohérent. Cette constatation est soutenue par Wierzbicki *et al.* [Wierzbicki 2005a] et aussi par Lou [Lou 2013] suite à une calibration de ce critère sur

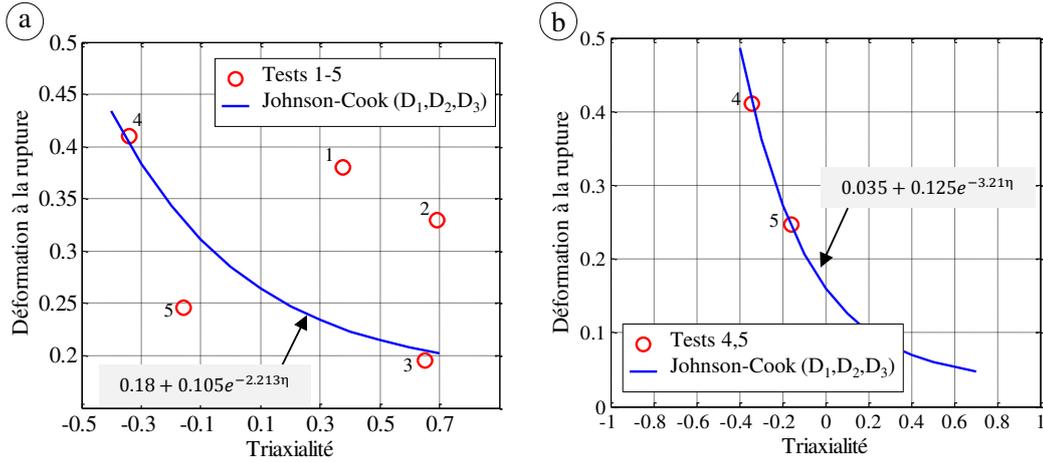


FIGURE 4.9 – Identification de  $D_1, D_2$  et  $D_3$  du modèle Johnson-Cook : (a) sur toute la base de données (tests :1-5) (b) sur les tests 4-5

l'aluminium Al2024-T351. Trajkovski *et al.* [Trajkovski 2015] réalisent une identification de ce critère en utilisant des éprouvettes de traction entaillées en PROTAC 500. L'auteur observe une évolution monotone et décroissante de la triaxialité en fonction de la déformation à la rupture. Ceci lui a permis d'avoir une bonne corrélation avec la loi de Johnson Cook.

La plupart des identifications menées sur ce modèle visent plutôt une plage de triaxialité très réduite [Lesuer 1999, Hor 2011, Valoppi 2017], ce qui amènera généralement à une bonne corrélation avec cette loi.

La comparaison de l'évolution de la déformation à la rupture aux données expérimentales montre que, sur une gamme de triaxialité limitée, le modèle apparaît cohérent (Figure 4.9.b). En effet, pour une triaxialité négative, l'élévation de la déformation à la rupture est restituée sous un écart très faible et la forme de la courbe se montre assez bien reproduite. Ce dernier jeu de paramètres est pris en compte pour la suite de la démarche.

### Identification du deuxième terme

Pour bien décrire la sensibilité à la température, les tests (5, 10, 11, 13) ont été exploités car ils couvrent une bonne plage de température sous la même vitesse de sollicitation. L'équation du critère de Johnson-Cook devient :

$$\varepsilon_{eq}^f = \left[ D_1 + D_2 \exp \left( D_3 \frac{\sigma_h}{\sigma_{eq}} \right) \right] \left[ 1 + D_5 \left( \frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right) \right] \quad (4.12)$$

Cette dernière relation implique la linéarité entre la déformation à la rupture et la température sous une triaxialité constante. Cependant, cette hypothèse, émise par ce modèle, ne semble pas valide sur une très large gamme de température et pour tous les matériaux ductiles. De ce fait, la description de l'évolution de ce paramètre est envisageable pour une bonne restitution du phénomène. Sur l'acier 100Cr6, Hor [Hor 2011] procède à une identification par morceaux pour décrire l'évolution de ce paramètre. Cela montre qu'une description de ce coefficient par une constante  $D_5$  n'est valable que pour une plage réduite en température.

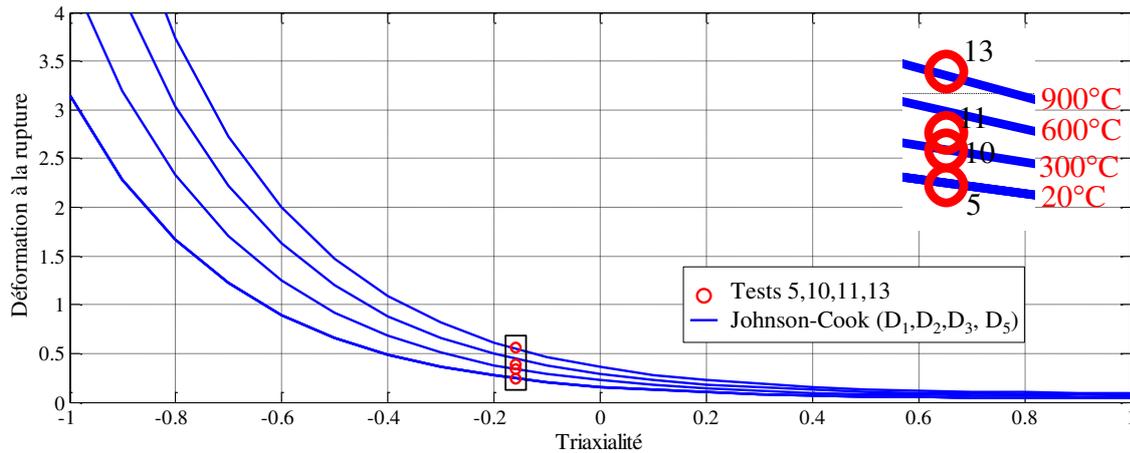


FIGURE 4.10 – Identification du paramètre de la sensibilité à la température  $D_5$  du modèle Johnson Cook

La figure 4.10 témoigne de cet effet. Bien que les tests (5, 10) soient bien corrélés, il s'avère qu'au-delà de  $600^\circ\text{C}$ , l'erreur devient importante avec le coefficient identifié. Finalement, il convient de juger de la bonne optimisation de ce paramètre pour la description de la sensibilité à la température.

### Identification du troisième terme

Après avoir identifié les paramètres  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  et  $D_5$ , l'expression complète du modèle est exploitée pour déterminer le paramètre de sensibilité à la vitesse de déformation  $D_4$ . En effet, ce paramètre dépend de la plage de température et du type d'essai visé (triaxialité) étant donné que la vitesse de déformation n'est pas toujours inversement proportionnelle à la déformation à la rupture dans les matériaux ductiles. Nous avons auparavant indiqué que l'influence de la vitesse de déformation sur l'effort et la déformation à la rupture n'est pas très marquante dans la plage de sollicitation entre ( $0.1\text{mm.s}^{-1} - 10\text{mm.s}^{-1}$ ). Les essais de cisaillement effectués sous la température de référence et pour différentes vitesses de déformation (6 – 9) sont exploités pour identifier ce paramètre.

La figure 4.11 présente l'évolution de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité pour différentes vitesses de sollicitation. Les points expérimentaux semblent bien corrélés avec le paramètre  $D_4$  optimisé.

En reprenant les figures 4.11 et 4.10, on peut juger de l'influence de la température et de la vitesse de déformation sur la déformation plastique équivalente à la rupture. Celles-ci montrent que la déformation à la rupture est moins importante pour des triaxialités positives alors qu'elle tend vers des valeurs dix fois plus importantes dans le cas de compression. L'influence de la vitesse de déformation s'avère moins importante par rapport à l'effet de la température qui monte à des valeurs de déformation à la rupture importante dans le cas de compression bi-axiale.

Le tableau 4.4 synthétise les valeurs des paramètres du modèle d'endommagement de Johnson Cook [Johnson 1985] identifiés pour le Ti-6Al-4V.

Une représentation dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  permet d'appréhender l'évolution globale

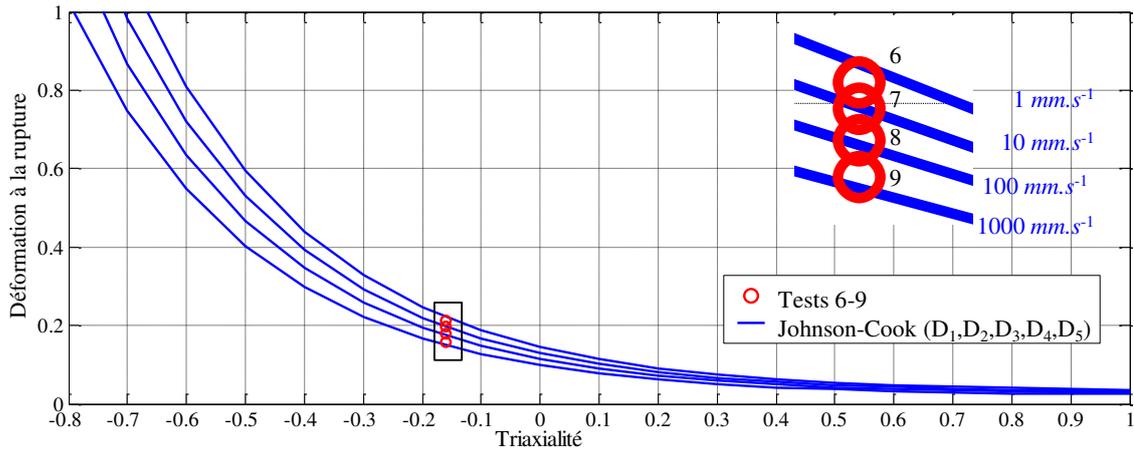


FIGURE 4.11 – Identification du paramètre de la sensibilité à la vitesse de déformation  $D_4$  du modèle Johnson Cook

Matériau	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	$D_5$	$T_0(^{\circ}C)$	$T_m(^{\circ}C)$	$\dot{\epsilon} (s^{-1})$
Ti-6Al-4V	0.035	0.125	-3.213	-0.042	2.32	20	1667	0.1

Tableau 4.4 – Paramètres de la loi d'endommagement de Johnson Cook identifiés

de la déformation à la rupture suivant l'angle de Lode et la triaxialité (Figure 4.12).

Ce modèle revient de façon récurrente dans plusieurs travaux numériques impliquant de grandes vitesses de déformation (usinage [Hor 2011, Ayed 2013], mise en forme [Hor 2011], test de perforation des tôles [Kay 2002] ...) grâce à sa dépendance à la température et à la vitesse de déformation.

#### 4.4.2 Critère d'Oyane & Sato

Élaboré principalement pour la prédiction de la rupture pendant la mise en forme des métaux, ce modèle (équation 4.13) décrit la déformation volumique d'une cavité en fonction de la triaxialité des contraintes  $\eta$  et des paramètres du matériau  $C_{oy1}, C_{oy2}$ . Oyane *et al.* [Oyane 1980] proposent que la rupture aura lieu lorsqu'un niveau seuil de la déformation volumique sera atteint par rapport à un volume initial des cavités dans le matériau.

$$C_{oy1} = \int_0^{\varepsilon_f} (\eta + C_{oy2}) d\varepsilon_p \quad (4.13)$$

#### Identification des paramètres $C_{oy1}, C_{oy2}$

Les deux paramètres  $C_{oy1}, C_{oy2}$  sont identifiés simultanément. Puisque ce modèle dépend uniquement de la triaxialité et qu'il ne montre aucune dépendance en température ou en vitesse de déformation, l'identification s'est appuyée que sur les 5 premiers tests. Finalement, les deux paramètres du modèle ont été optimisés pour  $C_{oy1} = 0.258$  et  $C_{oy2} = 0.6538$ .

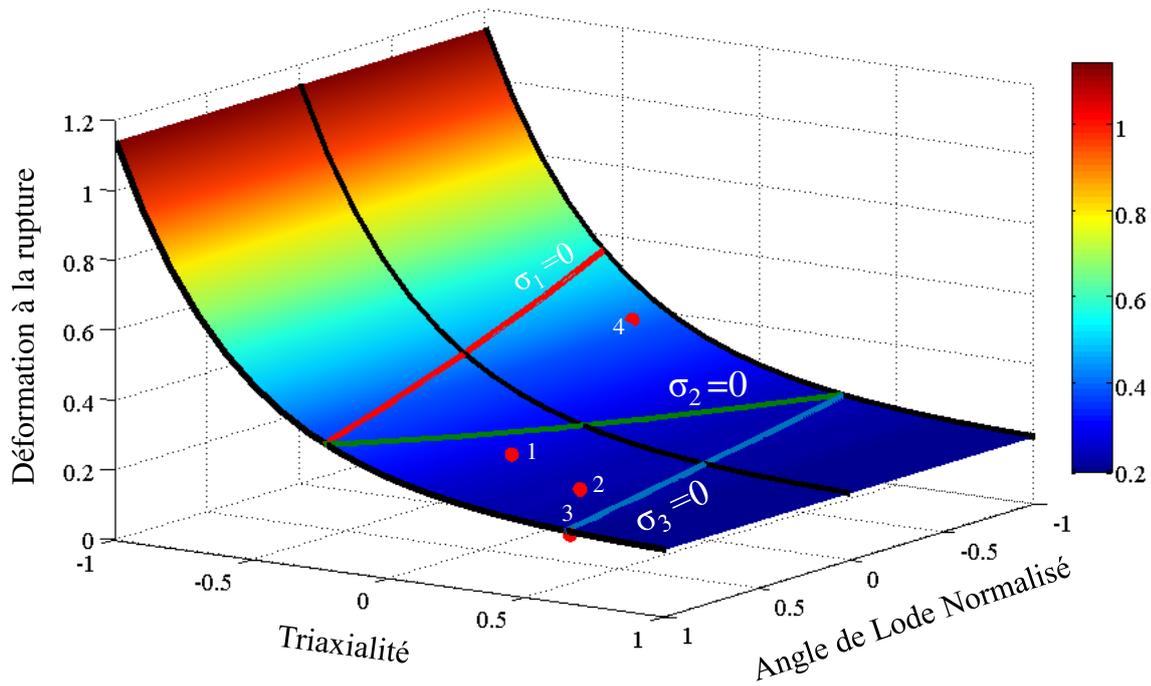


FIGURE 4.12 – Évolution de la déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode normalisé pour le critère d'endommagement de Johnson Cook identifié

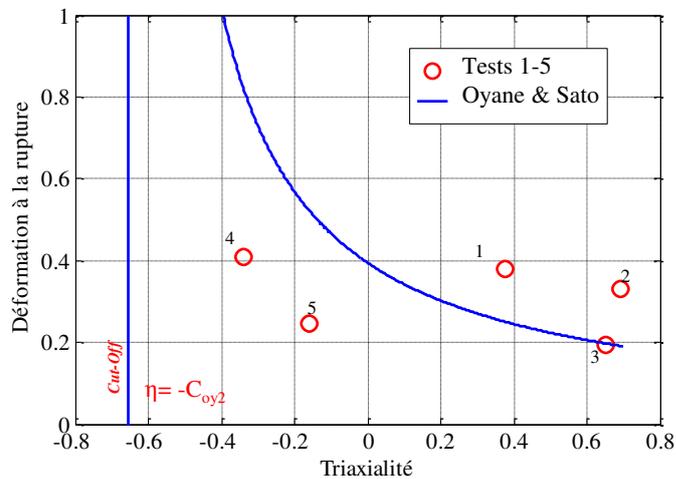


FIGURE 4.13 – Détermination des paramètres du modèle d'Oyane  $C_{oy1}$ ,  $C_{oy2}$  : description de son évolution en fonction de la triaxialité

La figure 4.13 montre l'évolution de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité avec les paramètres obtenus. Une évolution monotone et décroissante est logiquement observée au niveau de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité comme celle observée pour le modèle de Johnson-Cook [Johnson 1985]. La seule différence

avec ce dernier, est que ce modèle propose une saturation "Cut-Off" pour une valeur de triaxialité égale à  $-C_{Oy2}$ . En effet, il est clairement perceptible que cette tendance semble incapable de modéliser le phénomène du cisaillement malgré la saturation pour une valeur proche de  $\eta = -2/3$ . Cette dernière permet d'augmenter l'effet de la rupture ductile par cisaillement qui reste cependant moins important que celui en traction biaxiale (Figure 4.14). En revanche, ce modèle s'avère bien exploité par plusieurs chercheurs pour décrire l'endommagement lors du forgeage [Zhu 1992, Christiansen 2015] ou la mise en forme des tôles [Lou 2013]. Ils affirment sa bonne prédiction des phénomènes mais surtout l'aspect délicat de sa calibration.

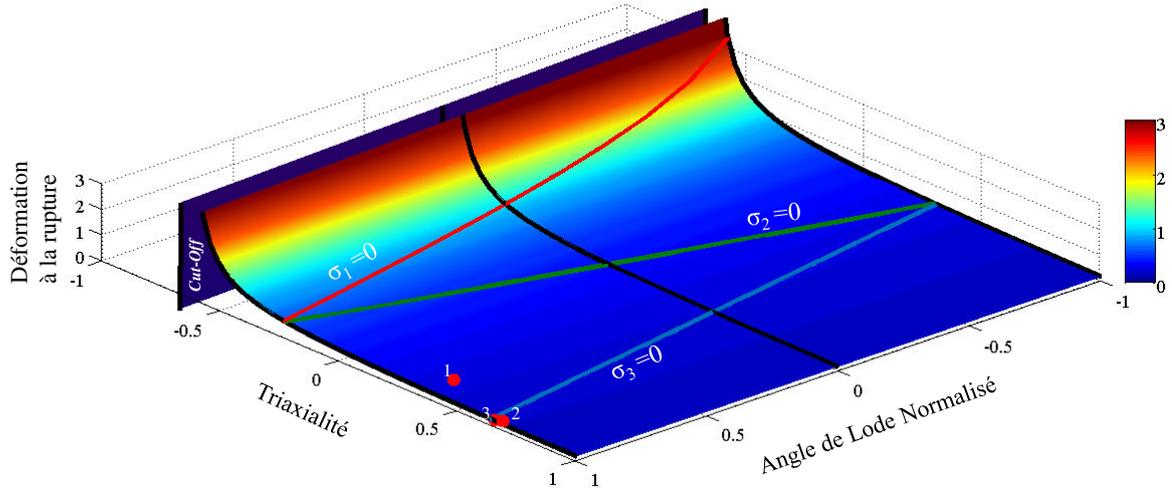


FIGURE 4.14 – Évolution de déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode normalisé pour le critère d'endommagement d'Oyane identifié

#### 4.4.3 Critère de Cockcroft-Latham

Ce modèle est inspiré d'une formulation originale de Freudenthal [Freudenthal 1950]. Il introduit la notion de *ductilité vraie* dans la zone plastifiée. Ce dernier propose un modèle à base énergétique, très simple, où l'énergie absorbée par unité de surface  $C_{CL}$  est le paramètre critique à identifier. La rupture se produit alors, lorsque l'énergie absorbée dépasse la valeur critique  $C_{CL}$  préalablement identifiée. Plus tard, Cockcroft & Latham [Cockcroft 1968] ont repris cette dernière formulation afin de remplacer la contrainte d'écoulement par la première composante principale de la contrainte  $\sigma_1$ .

$$C_{CL} = \int_0^{\varepsilon_f} \sigma_1 d\varepsilon_p \quad (4.14)$$

En transformant la composante principale  $\sigma_1$  dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ , le critère d'endommagement de Cockcroft-Latham peut s'exprimer en fonction du module B et de l'exposant d'écrouissage n à travers les équations 4.7 et 4.8, ce qui donne :

$$C_{CL} = \int_0^{\varepsilon_f} \left( \eta + \frac{2}{3} \cos \left( \frac{\pi}{6} (1 - \bar{\theta}) \right) \right) B \varepsilon_p^n d\varepsilon_p \quad (4.15)$$

Son identification peut se faire de deux manières. La première repose sur le calcul de l'aire sous la courbe contrainte déformation par rapport aux conditions de référence ( $T = 20^\circ C, \dot{\varepsilon} = 0.1 \text{ mm.s}^{-1}$ ). La deuxième consiste à optimiser ce paramètre  $C_{CL}$  par rapport aux 5 premiers tests de la base de données. Suivant la première stratégie, ce paramètre vaut  $269.81 \text{ MPa}$ . Concernant la deuxième stratégie, la minimisation de la fonction objectif donne une valeur de  $217.5 \text{ MPa}$ .

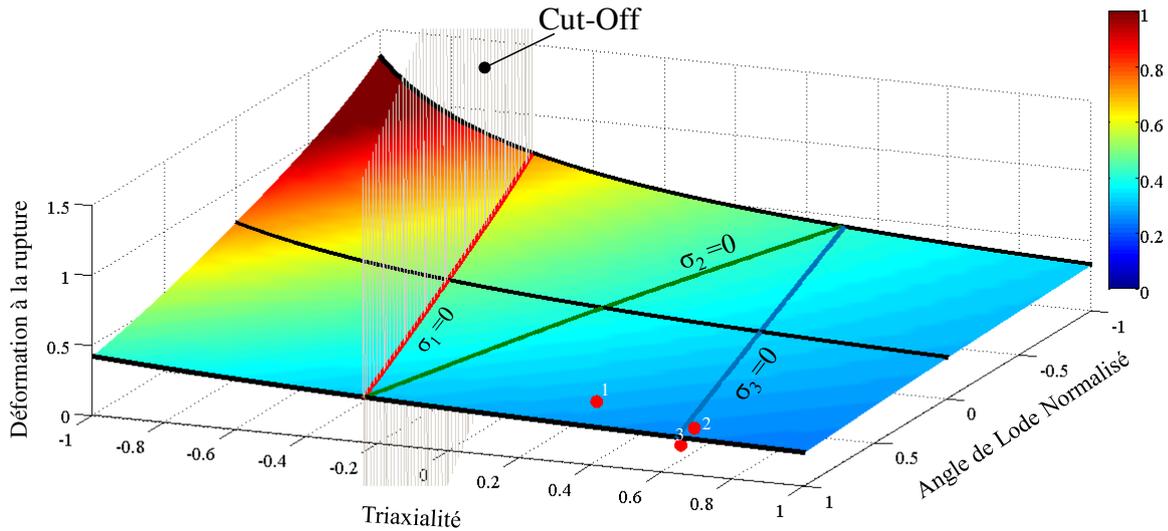


FIGURE 4.15 – Présentation du modèle d'endommagement Cockcroft Latham dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  pour une valeur de coefficient  $C_{CL} = 217.5 \text{ MPa}$

Avec ce paramètre optimisé  $C_{CL}$ , une représentation dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  permet de décrire l'évolution de ce critère ainsi que sa dépendance à la triaxialité et à l'angle de Lode. On peut remarquer que l'effet de la triaxialité est plus soutenu que celui de l'angle de Lode. Pour des valeurs de triaxialité et d'angle de Lode extrêmes  $(1, 1)$  et  $(-1, -1)$ , on retrouve l'écart absolu maximal en déformation à la rupture dans ce critère. Cela est dû principalement à la dépendance en triaxialité et en angle de Lode. En effet, pour des valeurs proches de  $-1$  d'angle de Lode, une tendance exponentielle de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité est observée alors que pour des valeurs positives de ce paramètre, cet effet devient moins marquant. Par conséquent, l'effet de la triaxialité sur la déformation à la rupture devient très faible.

Dans ce modèle, seuls deux composantes en contrainte plane existent ( $\sigma_2 = 0$  et  $\sigma_3 = 0$ ), étant donné que la troisième ( $\sigma_1 = 0$ ) joue le rôle de saturation où la fracture ne peut pas se produire.

Malgré l'absence de l'effet de la pression hydrostatique et de la température dans ce modèle, on s'aperçoit qu'il est très utilisé dans les simulations des procédés thermomécaniques de mise en forme [Bao 2004a, Teng 2006] et dans des applications dynamiques comme l'usinage [Bil 2004, Aurich 2006, Liu 2013].

#### 4.4.4 Critère de Brozzo

Brozzo *et al.* [Brozzo 1972] observèrent une influence majeure de la pression hydrostatique sur l'endommagement du matériau suite à une campagne expérimentale menée sur la mise en forme des tôles. Si cette notion n'est pas évoquée dans la loi de Cockcroft Latham, les auteurs proposent une modification de ce dernier en introduisant l'effet de la pression hydrostatique  $\sigma_M$  sur la déformation équivalente à la rupture  $\varepsilon_f$ .

$$C_{Br} = \int_0^{\varepsilon_f} \frac{2\sigma_1}{3(\sigma_1 - \sigma_M)} d\varepsilon_p \quad (4.16)$$

Une transformation de ce critère dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ , permet d'obtenir la formulation suivante :

$$C_{Br} = \int_0^{\varepsilon_f} \frac{\eta}{\cos\left(\frac{\pi}{6}(1 - \bar{\theta})\right)} + \frac{2}{3} d\varepsilon_p \quad (4.17)$$

La calibration de ce modèle a été menée à travers les 5 premiers tests (pour différentes valeurs de triaxialité et d'angle de Lode). Le seul paramètre à calibrer est optimisé :  $C_{Br} = 0.214$ .

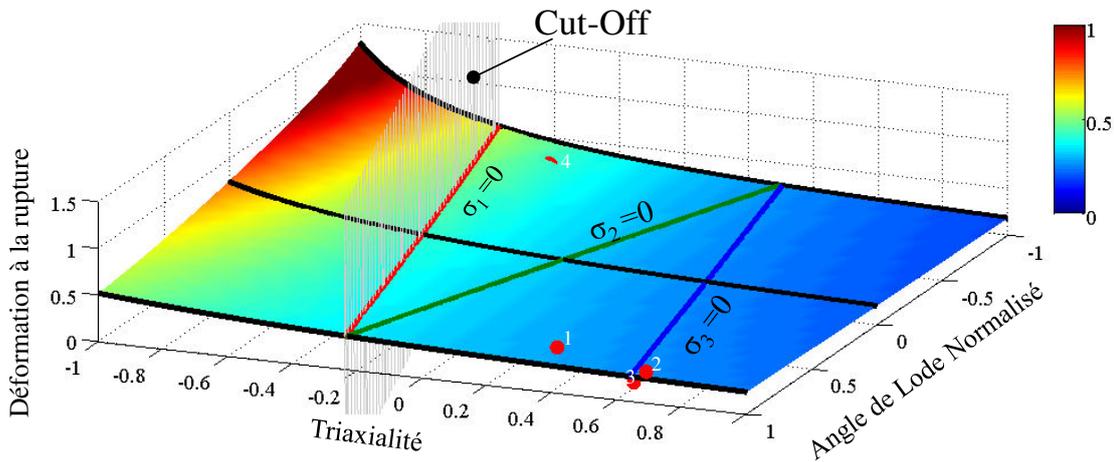


FIGURE 4.16 – Présentation du modèle d'endommagement de Brozzo dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  pour une valeur de coefficient  $C_{Br} = 0.214$

L'évolution de ce critère en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode semble similaire à celui de Cockcroft-Latham. En revanche, l'effet de l'angle de Lode sur la triaxialité s'avère moins soutenu que pour le critère de Cockcroft-Latham. Au-delà d'une valeur de triaxialité critique  $\simeq 1/2$ , le modèle se trouve indépendant de  $\eta$  et  $\bar{\theta}$ . Par conséquent, le mode de rupture privilégié par ce critère n'est pas perceptible.

Ce critère d'endommagement a été utilisé pour prédire la rupture ductile dans les procédés de mise en forme [Zhu 1991, Shabara 1996, Ko 2007, Lou 2013, Song 2017].

#### 4.4.5 Critère de Ko-Huh

Spécifiquement pour le processus d'expansion des trous, Ko *et al.* [Ko 2007] proposent un critère qui rassemble celui de Cockcroft-Latham [Cockcroft 1968] et d'Oyane & Sato

[Oyane 1980]. Une combinaison de l'effet de la contrainte principale et de la triaxialité sur la déformation à la rupture est restituée. L'effet de la triaxialité est analytiquement amplifié par le biais du crochet de Macaulay.

$$C_{Ko} = \int_0^{\varepsilon_f} \frac{\sigma_1}{\bar{\sigma}} (\langle 1 + 3\eta \rangle) d\varepsilon_p, \quad \langle X \rangle = \begin{cases} X & \text{si } X \geq 0 \\ 0 & \text{si } X < 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  et à travers l'équation 4.7, la formulation de ce critère devient :

$$C_{Ko} = \int_0^{\varepsilon_f} \left( \eta + \frac{2}{3} \cos \left( \frac{\pi}{6} (1 - \bar{\theta}) \right) \right) (\langle 1 + 3\eta \rangle) d\varepsilon_p, \quad \langle X \rangle = \begin{cases} X & \text{si } X \geq 0 \\ 0 & \text{si } X < 0 \end{cases} \quad (4.19)$$

Une identification du paramètre de ce critère a été menée à travers les 5 premiers tests afin d'assurer plus de variation de la triaxialité et de l'angle de Lode. Le paramètre a été optimisé pour une valeur de  $C_{Ko} = 0.53$ . L'évolution de ce critère en fonction de la triaxialité et l'angle de Lode est représentée par la figure 4.17.

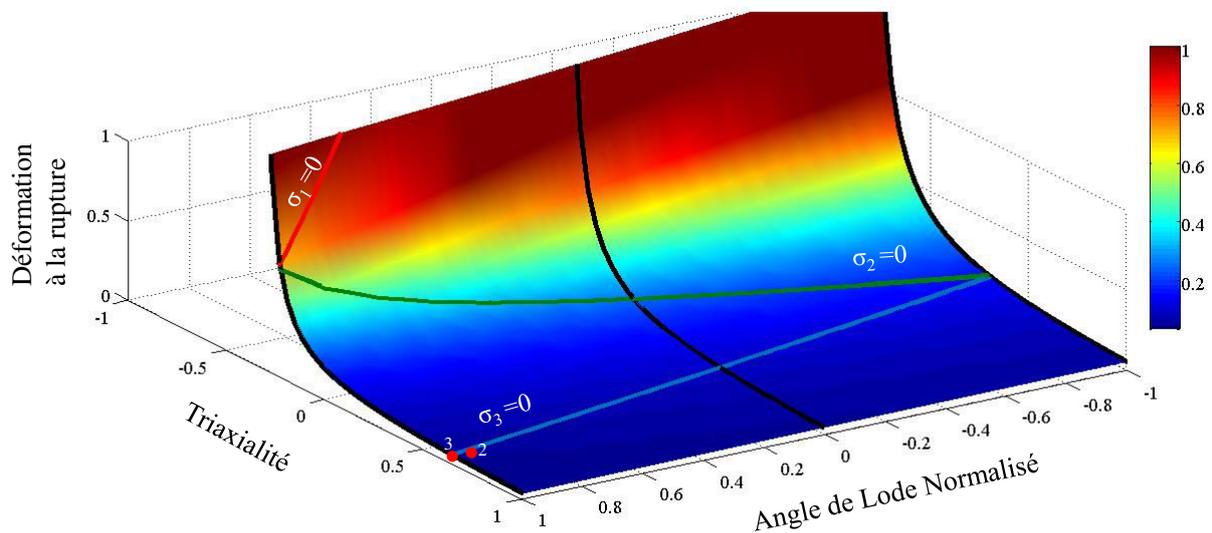


FIGURE 4.17 – Présentation du modèle d'endommagement *Ko-Huh* dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  pour une valeur de coefficient  $C_{Ko} = 0.3259$

Une tendance exponentielle de la déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité est observée. Cette tendance est légèrement transformée homothétiquement par l'angle de Lode. Pour des valeurs de triaxialité positives, le critère s'avère indépendant de ces deux paramètres. Alors que pour une triaxialité comprise entre 0 et  $-1/3$ , le critère montre une légère variation avec l'angle de Lode. Une saturation structurelle (naturelle) de ce modèle d'endommagement est perceptible pour des faibles valeurs en triaxialité. Elle est totalement dépendante du paramètre à identifier  $C_{Ko}$ . Elle est généralement comprise entre  $-2/3$  et  $-1/3$ . La rupture par cisaillement ne semble pas très marquée par ce critère d'endommagement.

Finalement, ce modèle a montré une bonne prédiction de la rupture dans le procédé d'expansion des trous et sur trois matériaux différents (SAPH440, CT440 et FB590) [Ko 2007].

### 4.4.6 Critère de Lou

Lou *et al.* [Lou 2012] proposent un nouveau critère de rupture pour la prédiction de l'endommagement au cours du formage des tôles minces. Il est basé sur des notions physiques de la rupture ductile où l'accumulation de l'endommagement est induite par la nucléation, la croissance des vides ainsi que la coalescence (équation 4.37).

$$C_{L1} = \int_0^{\varepsilon_f} \left( \frac{2\tau_{max}}{\bar{\sigma}} \right)^{C_{L2}} \left( \frac{\langle 1 + 3\eta \rangle}{2} \right)^{C_{L3}} d\varepsilon_p, \quad \langle X \rangle = \begin{cases} X & \text{si } X \geq 0 \\ 0 & \text{si } X < 0 \end{cases} \quad (4.20)$$

Dans ce critère, la nucléation du vide est modélisée en fonction de la déformation plastique alors que la germination est décrite à travers la triaxialité qui est bien amplifiée par les crochets de Macaulay. Finalement, la coalescence est contrôlée par le critère de Tresca  $\tau_{max}$ . La transformation de ce critère dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  permet d'obtenir la formulation suivante :

$$C_{L1} = \int_0^{\varepsilon_f} \left( \frac{2}{\sqrt{3}} \sin \left( \frac{\pi}{6} (3 + \bar{\theta}) \right) \right)^{C_{L2}} \left( \frac{\langle 1 + 3\eta \rangle}{2} \right)^{C_{L3}} d\varepsilon_p, \quad \langle X \rangle = \begin{cases} X & \text{si } X \geq 0 \\ 0 & \text{si } X < 0 \end{cases} \quad (4.21)$$

Ce critère propose 3 paramètres à calibrer. En effet, le paramètre  $C_{L2}$  contrôle l'effet de la contrainte de cisaillement durant la phase de coalescence. Pour des valeurs importantes

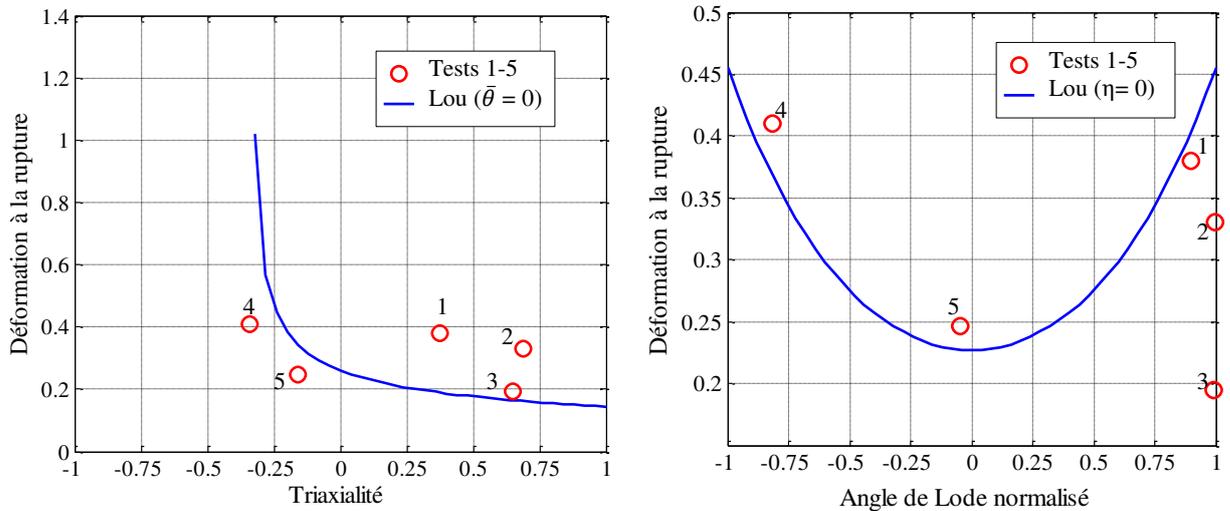


FIGURE 4.18 – Représentation de critère de Lou pour : (a)  $\bar{\theta} = 0$  (déformation plane) (b)  $\eta = 0$  (Cisaillement pur)

de  $C_{L2}$ , l'influence du terme de cisaillement maximal  $\tau_{max}$  devient plus prononcé et conduit donc à une déformation à la rupture plus faible. Le paramètre  $C_{L3}$  contrôle l'effet de la triaxialité pendant l'évolution des vides. Pour une valeur nulle de ce paramètre, le critère se réduit au modèle de Tresca. Finalement, le rôle du paramètre  $C_{L3}$  repose sur une transformation homothétique de la totalité du critère dans le plan des déformations principales. L'identification est menée à travers les 5 premiers tests. La figure 4.18 présente le résultat d'identification des paramètres dans le cas de  $\bar{\theta} = 0$  (déformation plane) et  $\eta = 0$

Matériau	$C_{L1}$	$C_{L2}$	$C_{L3}$
Ti-6Al-4V	0.389	0.223	4.83

Tableau 4.5 – Paramètres identifiés de critère de Lou pour le Ti-6Al-4V

(Cisaillement pur). Les valeurs des coefficients identifiés sont présentées dans le tableau 4.5.

Une tendance décroissante de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité est observée. Elle semble similaire aux critères de Johnson-Cook et de Ko-Huh. En revanche, ce critère confère plus de dépendance à l'angle de Lode. De plus, une saturation structurelle de ce modèle est trouvée pour une triaxialité de  $\eta = -1/3$ . Ainsi, la rupture en compression est rendue impossible (Figure 4.19).

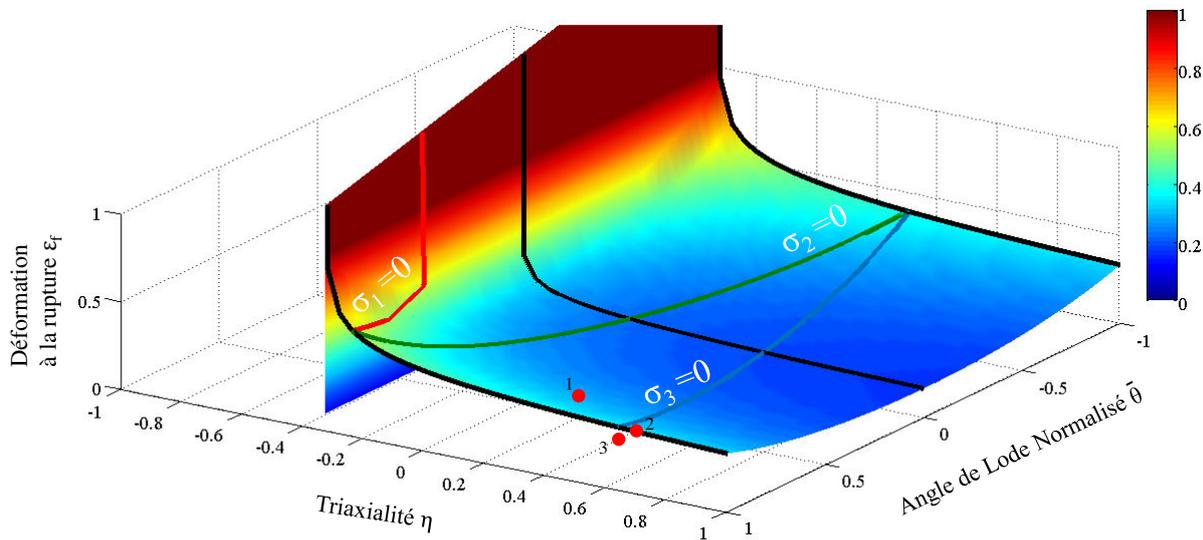


FIGURE 4.19 – Représentation 3D du critère de Lou

#### 4.4.7 Critère de Mohr-Coulomb

Appliqué initialement dans les études géomécaniques [Zhao 2000, Palchik 2006], le modèle de Mohr-Coulomb (M-C) [Coulomb 1776, Mohr 1914] a été étendu, dans un premier temps, aux matériaux fragiles [Lund 2004] et récemment aux matériaux ductiles. Sa formulation en contrainte (équation 4.22) lui confère une bonne description de l'évolution de la rupture sous une faible plasticité comme dans le cas des roches et des bétons.

Grâce à sa bonne prédiction de la rupture fragile, il a été également étendu à des applications dynamiques [Fossum 2006]. En effet, ce modèle explicite la dépendance en triaxialité et à l'angle de Lode, ce qui n'est pas le cas de plusieurs critères [Rice 1969, Oyane 1980, Johnson 1985].

$$\tau + c_1\sigma_n = C \tag{4.22}$$

Ce critère postule que la rupture peut se produire si la combinaison entre la contrainte normale  $\sigma_n$  et la composante de cisaillement  $\tau$  dépasse une valeur critique  $C$ . La représentation schématique de la figure 4.20 permet d'affiner la compréhension de ce critère.

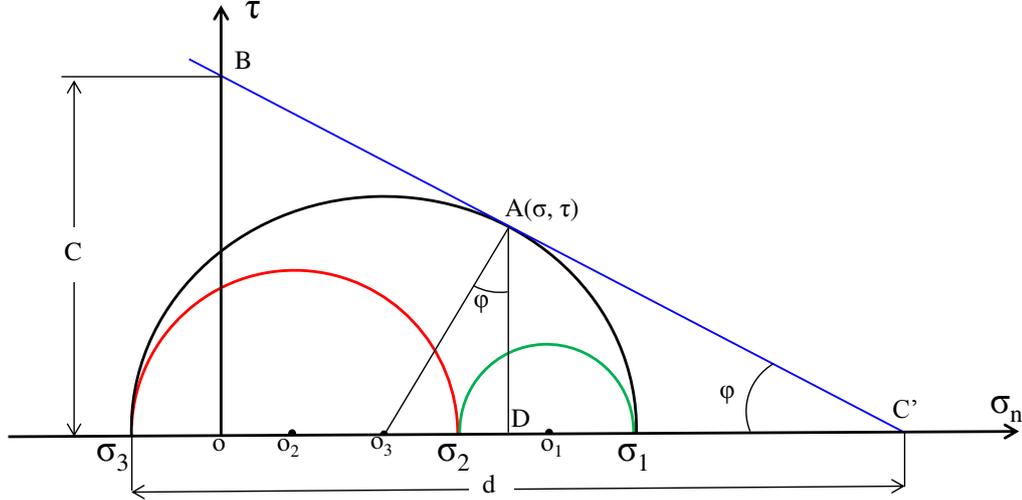


FIGURE 4.20 – Représentation schématique du critère de Mohr-Coulomb

Dans le plan  $\sigma_n - \tau$  (Figure 4.20), le critère de Mohr-Coulomb est représenté par la droite caractérisée par l'angle de frottement  $\varphi$ . Ce paramètre caractérise le coefficient de frottement  $c_1$  tel que  $c_1 = \tan(\varphi)$ . La distance  $AO_3$  représente le rayon du grand cercle et qui peut avoir comme valeur  $(\sigma_1 - \sigma_3)/2$ . Cette partie représente le cisaillement maximal dans le critère. En se focalisant sur le triangle rectangle inscrit dans le demi-cercle  $ADO_3$ , on peut caractériser la contrainte normale et tangentielle au point  $A$  par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos \varphi \\ \sigma_n = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin \varphi \end{cases} \quad (4.23)$$

### Transformation dans l'espace $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$

Considérons maintenant un élément de matière soumis aux trois contraintes principales  $\sigma_1, \sigma_2$  et  $\sigma_3$ . Dans un plan de coupe quelconque défini par sa normale  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ , on peut exprimer la contrainte normale et la contrainte tangentielle comme suit :

$$\begin{cases} \tau = \sqrt{\nu_1^2 \nu_2^2 (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \nu_2^2 \nu_3^2 (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + \nu_1^2 \nu_3^2 (\sigma_3 - \sigma_1)^2} \\ \sigma_n = \nu_1^2 \sigma_1 + \nu_2^2 \sigma_2 + \nu_3^2 \sigma_3 \\ \text{Avec } \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 1 \end{cases} \quad (4.24)$$

En remplaçant les équations 4.24 dans le critère de Mohr-Coulomb on peut se ramener à un problème d'optimisation afin de déterminer le plan de coupe admissible.

$$\begin{cases} \text{Max} \{ \sqrt{\nu_1^2 \nu_2^2 (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \nu_2^2 \nu_3^2 (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + \nu_1^2 \nu_3^2 (\sigma_3 - \sigma_1)^2} + \nu_1^2 \sigma_1 + \nu_2^2 \sigma_2 + \nu_3^2 \sigma_3 \} \\ \text{sous la condition } \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 1 \end{cases} \quad (4.25)$$

En se rappelant que  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ , la solution optimisée du problème à travers la technique de multiplicateur de Lagrange est obtenue :

$$\begin{cases} \nu_1^2 = \frac{1}{1+(\sqrt{1+c_1^2}+c_1)^2} \\ \nu_2^2 = 0 \\ \nu_3^2 = \frac{1}{1+(\sqrt{1+c_1^2}-c_1)^2} \end{cases} \quad (4.26)$$

Des transformations similaires peuvent se trouver dans [Malvern 1969, Bai 2010]. En remplaçant les solutions 4.26 dans l'équation 4.22, on peut exprimer le critère de Mohr-Coulomb dans le plan des contraintes principales par l'équation 4.27

$$\left(\sqrt{1+c_1^2}+c_1\right)\sigma_1 - \left(\sqrt{1+c_1^2}-c_1\right)\sigma_3 = 2C \quad (4.27)$$

D'après l'équation 4.27, il est possible de constater que l'orientation du plan de rupture est totalement liée au coefficient de frottement  $c_1$  alors que l'initiation à la rupture est contrôlée par  $c_1$  et  $C$ .

A travers les équations 4.7, on peut finalement exprimer le critère de Mohr-Coulomb dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ . Le critère devient :

$$\bar{\sigma} = C \left[ \sqrt{\frac{1+c_1^2}{3}} \cos\left(\frac{\pi}{6} - \theta\right) + c_1 \left( \eta + \frac{1}{3} \sin\left(\frac{\pi}{6} - \theta\right) \right) \right]^{-1} \quad (4.28)$$

Bai & Wierzbcki [Bai 2008] furent les premiers à réaliser cette transformation de ce critère. Ils proposent un critère de Mohr-Coulomb modifié en fonction d'une loi de plasticité généralisée. Ce dernier critère fait l'objet du paragraphe suivant.

### Modifications de Bai & Wierzbcki

Bai & Wierzbcki se sont concentrés sur l'évaluation des critères de rupture pour les matériaux ductiles et principalement pour l'aluminium Al2024-T351. Souhaitant étendre le critère de Mohr-Coulomb pour les matériaux ductiles, ils transforment ce dernier, dans un premier temps, dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  sous la forme présentée dans l'équation 4.28. Ils expriment, donc, la contrainte d'écoulement en fonction de l'angle de Lode et de la triaxialité. Une telle formulation s'avère intéressante vu le nombre des paramètres à calibrer ainsi que sa double dépendance à la triaxialité et à l'angle de Lode. Dans un deuxième temps, et suite à la non satisfaction des critères de plasticité classiques, ils définissent un nouveau critère généralisé afin de retranscrire le maximum de plasticité dans le modèle d'endommagement.

$$\begin{cases} \bar{\sigma} = A\varepsilon_f^n [1 - C_\eta (\eta - \eta_0)] [C_\theta^s + (C_\theta^{ax} - C_\theta^s) \gamma] \\ \gamma = \frac{\sqrt{3}}{2-\sqrt{3}} \left[ \cos^{-1} \left( \frac{\bar{\theta}\pi}{6} \right) - 1 \right] \\ \text{Avec } C_\theta^{ax} = \begin{cases} 1 & \bar{\theta} \geq 0 \\ C_\theta^{ax} & \bar{\theta} < 0 \end{cases} \end{cases} \quad (4.29)$$

En revanche ce modèle de plasticité propose six paramètres à identifier où le terme  $A\varepsilon_f^n$  représente la loi d'écoulement de Hollomon et  $C_\theta^{ax}, C_\theta^s, C_\eta, \eta_0$  représentent la dépendance à la triaxialité et à l'angle de Lode. Il peut se réduire à des cas classiques. Pour une valeur de  $C_\theta^{ax} = 1$ , la surface de charge devient symétrique tout en gardant la dépendance à l'angle de Lode. La prise en compte de cette hypothèse permet de réduire, d'une manière importante le nombre des tests expérimentaux. Pour d'autres cas particuliers, on peut remonter au critère de von-Mises  $C_\eta = 0, C_\theta^{ax} = C_\theta^s = 1$  ou de Tresca pour  $C_\eta = 0, C_\theta^{ax} = 1, C_\theta^s = \frac{\sqrt{3}}{2}$ . Dans le cas général et dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ , le critère Mohr-Coulomb modifié par Bai & Wierzbicki repose sur la formulation suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon_f = \left[ \frac{A}{\tau_f} [1 - C_\eta (\eta - \eta_0)] \left[ C_\theta^s + \frac{\sqrt{3}}{2-\sqrt{3}} (C_\theta^{ax} - C_\theta^s) \left[ \cos^{-1} \left( \frac{\bar{\theta}\pi}{6} \right) - 1 \right] \right] \cdot \chi_1 \right]^{\frac{-1}{n}} \\ \chi_1 = \left[ \sqrt{\frac{1+c_1^2}{3}} \cos \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) + c_1 \left( \eta + \frac{1}{3} \sin \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) \right) \right] \end{cases} \quad (4.30)$$

Malgré les performances de ce critère, on pourra souligner que ce type de formulation nécessite une campagne expérimentale importante pour le calibrer. Les auteurs réalisent une calibration sur 15 essais pour différentes valeurs d'angle de Lode et de triaxialité. Son point d'intérêt réside dans la possibilité de lui faire coupler avec n'importe quelle loi de plasticité.

#### Adaptation de critère de Mohr-Coulomb à notre critère de plasticité

En remplaçant le critère de plasticité proposé par Bai & Wierzbicki par notre formulation  $\bar{\sigma} = A(\dot{\varepsilon}, T) + B(\dot{\varepsilon}, T) \cdot \varepsilon^{n(\dot{\varepsilon}, T)}$ , la déformation à la rupture dans ce modèle peut être exprimée en fonction de l'angle de Lode et de la triaxialité. Le paramètre  $C$  représente dans notre cas la contrainte maximale à la rupture en cisaillement. Il sera noté prochainement  $\tau_f$ .

$$\varepsilon_f = \left[ \frac{\tau_f}{B(\dot{\varepsilon}, T)} \left[ \sqrt{\frac{1+c_1^2}{3}} \cos \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) + c_1 \left( \eta + \frac{1}{3} \sin \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) \right) \right]^{-1} - \frac{A(\dot{\varepsilon}, T)}{B(\dot{\varepsilon}, T)} \right]^{\frac{-1}{n(\dot{\varepsilon}, T)}} \quad (4.31)$$

On obtient alors un critère qui explicite les paramètres de notre critère de plasticité exprimés en fonction de la température et de la vitesse de déformation.

#### La saturation du critère de Mohr Coulomb

Comme évoqué dans le paragraphe 4.2.2, l'existence d'une saturation pour des faibles valeurs de triaxialité fût validée par plusieurs auteurs qui modélisent la rupture ductile des matériaux [Teng 2006, Bao 2005, Wierzbicki 2005a, Bai 2008].

$$\begin{cases} \varepsilon_f = \left[ \frac{\tau_f}{B(\dot{\varepsilon}, T) \cdot \chi_1} - \frac{A(\dot{\varepsilon}, T)}{B(\dot{\varepsilon}, T)} \right]^{\frac{-1}{n(\dot{\varepsilon}, T)}} \\ \chi_1 = \left[ \sqrt{\frac{1+c_1^2}{3}} \cos \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) + c_1 \left( \eta + \frac{1}{3} \sin \left( \frac{\pi\bar{\theta}}{6} \right) \right) \right] \end{cases} \quad (4.32)$$

En reformulant ce critère en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode, il est évident de constater que si le terme  $\chi_1$  de la dépendance en triaxialité et à l'angle de Lode passe à une valeur nulle ou négative, la déformation à la rupture tend vers l'infini (équation 4.32). Cette dernière condition impose donc une saturation du modèle qui dépend de ces deux derniers paramètres. Une représentation de cette saturation dans le plan des contraintes principales dans le cas où  $c_1 = 0.7$ , est donnée par la figure 4.21.

$$\chi_1 = \left[ \sqrt{\frac{1+c_1^2}{3}} \cos\left(\frac{\pi\bar{\theta}}{6}\right) + c_1 \left( \eta + \frac{1}{3} \sin\left(\frac{\pi\bar{\theta}}{6}\right) \right) \right] \leq 0 \quad (4.33)$$

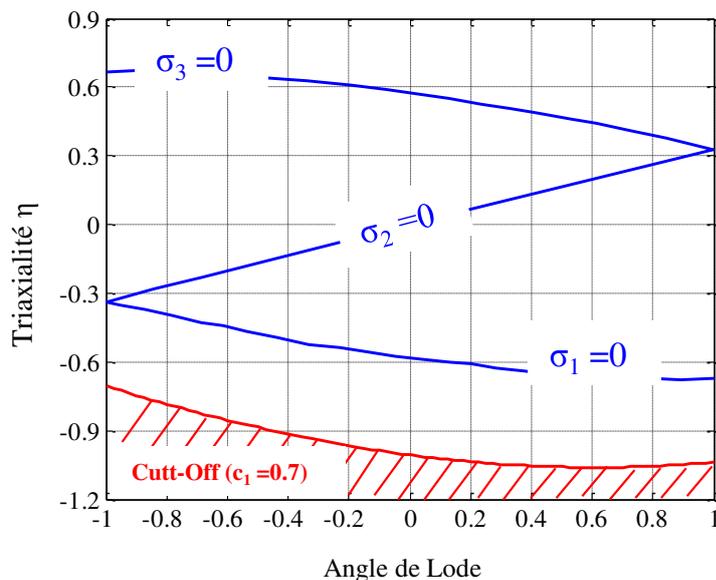


FIGURE 4.21 – Localisation de la région de saturation (cut-off) pour le critère de Mohr-Coulomb ( $C_1 = 0.7$ )

### Calibration du critère de Mohr-Coulomb

Comme évoquée dans les parties précédentes, ce critère ne possède que deux paramètres à identifier étant donné que le critère de plasticité est déjà calibré.

Sur un test de compression et un autre en cisaillement, Bai & Wierzbecki [Bai 2008] mènent une calibration analytique de ce modèle pour l'aluminium Al2024-T351. Lou & Huh [Lou 2013] effectuent une optimisation des paramètres de ce modèle sur 15 tests pour différentes géométries d'éprouvettes.

Dans ce présent travail, une calibration par optimisation de ce critère tout en se basant sur les cinq premiers tests de notre base de données sera menée. Les valeurs de ces tests en termes de déformation à la rupture, de triaxialité et d'angle de Lode ont été présentées dans le tableau 4.3.

La figure 4.22 permet d'illustrer le résultat de l'identification ainsi que son évolution par rapport aux données de calibration en contrainte plane. Une tendance décrite par trois lobes est observée. Chaque lobe est défini pour une contrainte principale nulle. La partie

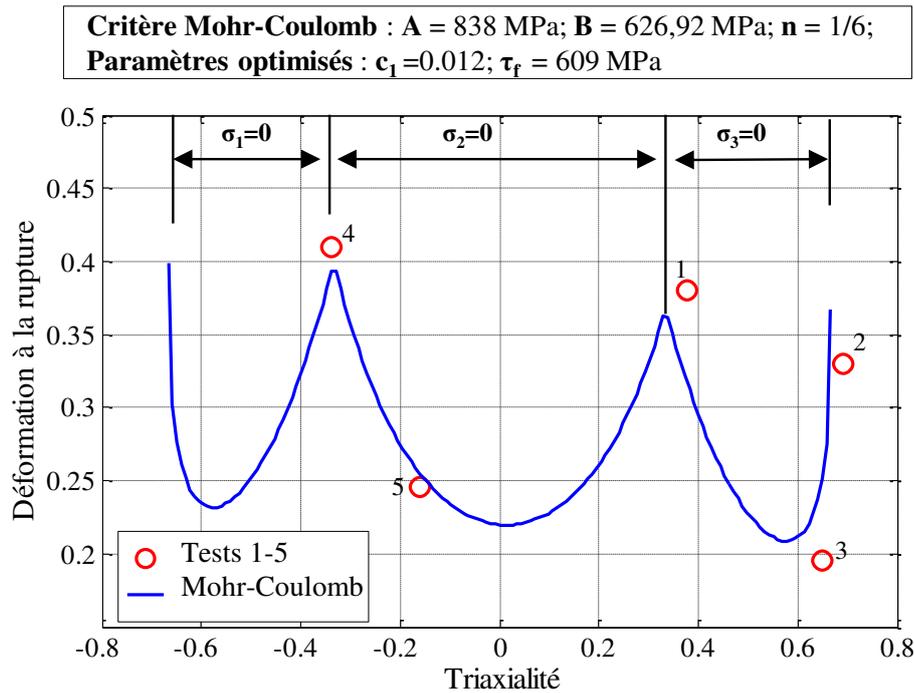


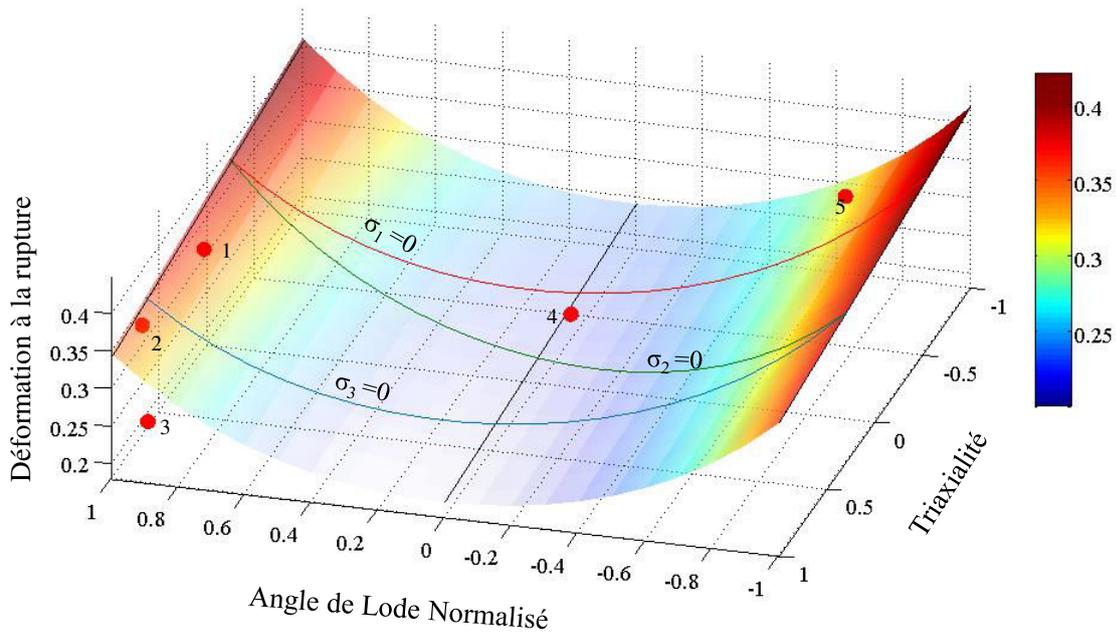
FIGURE 4.22 – Représentation du critère de Mohr-Coulomb en contrainte plane

de la courbe située pour  $\sigma_2 = 0$  corrèle correctement les points expérimentaux pour une valeur de paramètre du frottement  $C_1 = 0.012$  et une valeur de contrainte de cisaillement à la rupture de  $\tau_f = 609$  MPa. Une telle évolution du critère montre que, sur toute la plage de triaxialité, la rupture en cisaillement est prédominante. En concordance avec les tendances trouvées sur l'aluminium Al2024-T351 par Bai & Wierzbecki [Bai 2008] et Lou & Huh [Lou 2013], on peut affirmer que cette description retranscrit bien l'évolution des points expérimentaux sur toute la plage de triaxialité. Bai & Wierzbecki [Bai 2008] proposent une saturation pour une triaxialité de  $\eta = -1/3$  suite à des constatations antérieures sur des essais en compression.

Une représentation de ce critère dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  permet de décrire son évolution en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode (Figure 4.23). Une forme de demi-cylindre, centrée sur une valeur d'angle de Lode nulle est observée. Elle est légèrement inclinée par l'effet du coefficient de frottement  $C_1$ , décrivant ainsi une dépendance linéaire entre la triaxialité et la déformation à la rupture.

Cependant, la valeur de coefficient de frottement  $C_1$  trouvée s'avère très faible voire négligeable. Sa contribution dans la dépendance de la déformation à la rupture à la triaxialité reste très limitée. Sur toute la plage de triaxialité une variation mineure de la déformation à la rupture est observée. En conséquence, négliger ce terme est possible étant donné que l'on garde le même ordre d'erreur par rapport à un  $C_1 = 0$ .

Au terme de l'évaluation de ce critère, il convient de valider sa bonne corrélation aux données expérimentales de calibration et aussi sa bonne flexibilité dans la modélisation de la rupture ductile sous l'hypothèse des contraintes planes. Cependant, il offre la possibilité d'accéder, sous un cas particulier où le paramètre de frottement  $C_1$  est nul, au critère de rupture de Tresca. Ce critère fait l'objet du paragraphe suivant.


 FIGURE 4.23 – Représentation du critère de Mohr-Coulomb dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$ 

#### 4.4.8 Critère de Tresca (Mohr-Coulomb ( $C_1 = 0$ ))

Comme évoqué précédemment, ce critère dérive du critère de rupture de Mohr-Coulomb dans le cas particulier où le paramètre de frottement est nul. Dans ce cas, le critère se réduit à une fonction qui ne dépend que de l'angle de Lode, des paramètres de plasticité du matériau ( $A(\dot{\varepsilon}, T)$ ,  $B(\dot{\varepsilon}, T)$ ,  $n(\dot{\varepsilon}, T)$ ) ainsi que de sa contrainte à la rupture par cisaillement  $\tau_f$  (équation 4.34).

$$\varepsilon_f = \left[ \frac{\sqrt{3}\tau_f}{B(\dot{\varepsilon}, T) \cos\left(\frac{\pi\bar{\theta}}{6}\right)} - \frac{A(\dot{\varepsilon}, T)}{B(\dot{\varepsilon}, T)} \right]^{\frac{-1}{n(\dot{\varepsilon}, T)}} \quad (4.34)$$

Ce dernier est le seul paramètre à calibrer dans ce critère. Bai & Wierzbecki [Bai 2008] recommandent un essai de cisaillement.

#### Calibration du critère de Tresca

L'identification de ce critère s'avère très simple puisqu'elle nécessite de ne calibrer qu'un seul paramètre  $\tau_f$ . De ce fait, il permet de s'affranchir du caractère non-univoque trouvé dans d'autres formulations et principalement celle de Johnson-Cook [Johnson 1985].

De par son concept, ce critère est destiné à décrire le cisaillement maximal dans le matériau. Par conséquent, les tests réalisés sur des éprouvettes en chapeau semblent tout à fait adaptés à son identification. Il est cependant important de garder à l'esprit que la calibration et l'évaluation de ces critères sont destinées à la retranscription de la décohésion matérielle dans le procédé d'usinage et reste un problème de couplage thermo-mécanique entre la vitesse de déformation et la température. Ainsi, tous les tests réalisés sur des

## 4.4 PRÉSENTATION ET CALIBRATION DES CRITÈRES D'ENDOMMAGEMENT

éprouvettes en chapeau pour différentes températures et vitesses de déformation sont utilisés pour une identification thermomécanique du paramètre  $\tau_f$ . Le tableau 4.6 expose les résultats de  $\tau_f$  issus des modèles éléments finis précédemment calibrés pour les différentes conditions d'identification.

Test	Éprouvette	$\varepsilon_f$	$\eta_{av}$	$\tau_f$ (MPa)	$\bar{\theta}$	T (°C)	$\dot{u}$ (mm.s <sup>-1</sup> )
5	Chapeau, Cisaillement	0.246	-0.16	691.94	-0.044	20	0.1
6	Chapeau, Cisaillement	0.213	-0.16	702.78	-0.044	20	1
7	Chapeau, Cisaillement	0.197	-0.16	724.21	-0.044	20	10
8	Chapeau, Cisaillement	0.18	-0.16	852.16	-0.044	20	100
9	Chapeau, Cisaillement	0.156	-0.16	999.55	-0.044	20	10 <sup>3</sup>
10	Chapeau, Cisaillement	0.344	-0.16	604.44	-0.044	300	0.1
11	Chapeau, Cisaillement	0.385	-0.16	388.58	-0.044	600	0.1
12	Chapeau, Cisaillement	0.23	-0.16	236.92	-0.044	800	100
13	Chapeau, Cisaillement	0.557	-0.16	103.64	-0.044	900	0.1

Tableau 4.6 – Base de données expérimentale pour l'identification du critère de Tresca

La figure 4.24 regroupe les évolutions de la déformation à la rupture en fonction de l'angle de Lode déduites de la calibration menée sur les différents essais des éprouvettes chapeau. Bien que ce critère garde une forme de parabolique pour les différentes valeurs de la contrainte maximale à la rupture  $\tau_f$ , on s'aperçoit que la dépendance de la déformation à la rupture à l'angle de Lode s'avère très influencée.

D'autre part, la figure 4.24 révèle implicitement la dépendance de la déformation à la rupture à la température et à la vitesse de déformation. En dessous d'un certain seuil ( $\dot{u} \leq 10 \text{mm.s}^{-1}$ ), l'effet s'avère négligeable. L'allure reste inchangée et une légère variation de déformation à la rupture est observée.

Pour des valeurs importantes de vitesse de déformation, on constate une stabilisation progressive pour des faibles valeurs de  $\varepsilon_f$ . Ceci donne une plus forte dépendance en angle de Lode.

L'influence de la température sur la déformation à la rupture se trouve aussi très importante. En effet, l'augmentation de la température induit une dépendance très importante sur toute la plage visée. On révèle par ailleurs un effet quasi-linéaire de la déformation à la rupture en fonction de la température. Ceci reflète aussi l'aspect ductile du matériau.

On peut affirmer que ce critère confère également une influence particulière à la vitesse de déformation qui gomme les effets de la température à mesure qu'elle augmente.

Les constatations et les analyses précédentes témoignent de l'importance du paramètre  $\tau_f$  dans la description de la rupture par cisaillement. Les figures 4.25.a et b exposent l'évolution de ce paramètre en fonction de la température et de la vitesse de déformation. Bien que cette évolution soit quasi-linéaire en fonction de la température, on s'aperçoit que ce n'est pas le cas avec le logarithme de vitesse de déformation. En effet, pour des vitesses de sollicitation faibles  $0.1 \leq \dot{\varepsilon} \leq 10$ , la variation de la contrainte maximale à la rupture est très faible. Au delà de cette valeur, une tendance quasi-linéaire est observée. Cette constatation ne présente pas de problématique si on souhaite modéliser linéairement l'évolution de ce paramètre en fonction de la température et de la vitesse de déformation

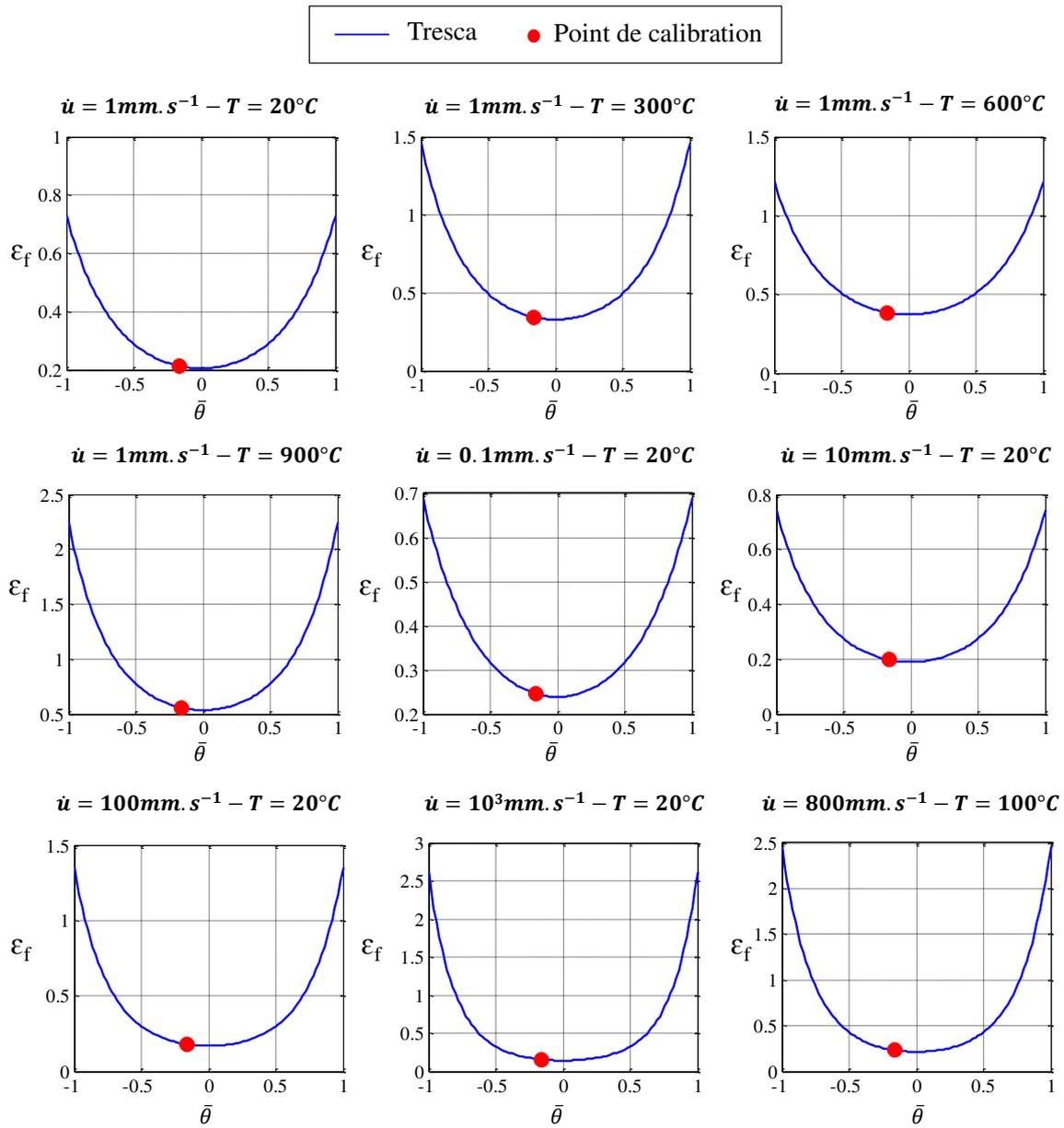


FIGURE 4.24 – Représentation du critère de Tresca dans le plan  $(\varepsilon_f, \bar{\theta})$  : influence de la température et de la vitesse de déformation sur le paramètre  $\tau_f$

vu que la plage désirée dans notre modélisation dans le cadre de la coupe est au delà de cette zone.

Au terme de l'identification thermomécanique de ce paramètre, il convient de conclure que sa description sous l'effet de la température et de la vitesse de déformation avec un plan reste tout à fait raisonnable. Le plan est décrit par la formulation suivante (équation 4.35) :

$$\tau_f = -a.T - b.ln(\dot{\varepsilon}_p) - c \quad (4.35)$$

Le tableau 4.35 rassemble les valeurs numériques du paramètre  $\tau_f$  identifiées pour le Ti-6Al-4V.

## 4.4 PRÉSENTATION ET CALIBRATION DES CRITÈRES D'ENDOMMAGEMENT

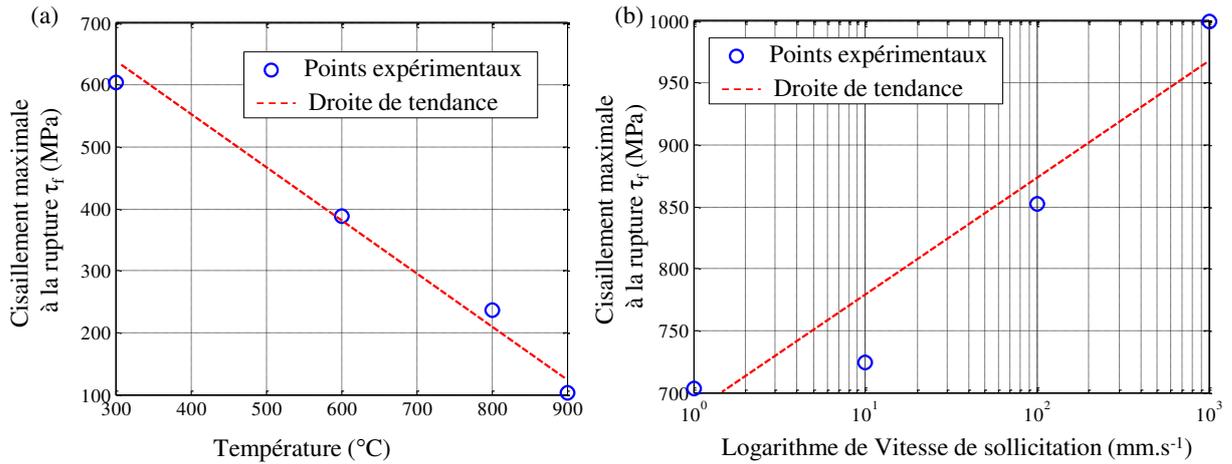


FIGURE 4.25 – Évolution de la contrainte maximale à la rupture en cisaillement  $\tau_f$  en fonction : (a) Température (b) Vitesse de déformation

a	b	c
$7.1716e + 05$	$9.3088e + 07$	$6.9573e + 08$

Tableau 4.7 – Paramètres du plans identifiés pour  $\tau_f$ (Pa)

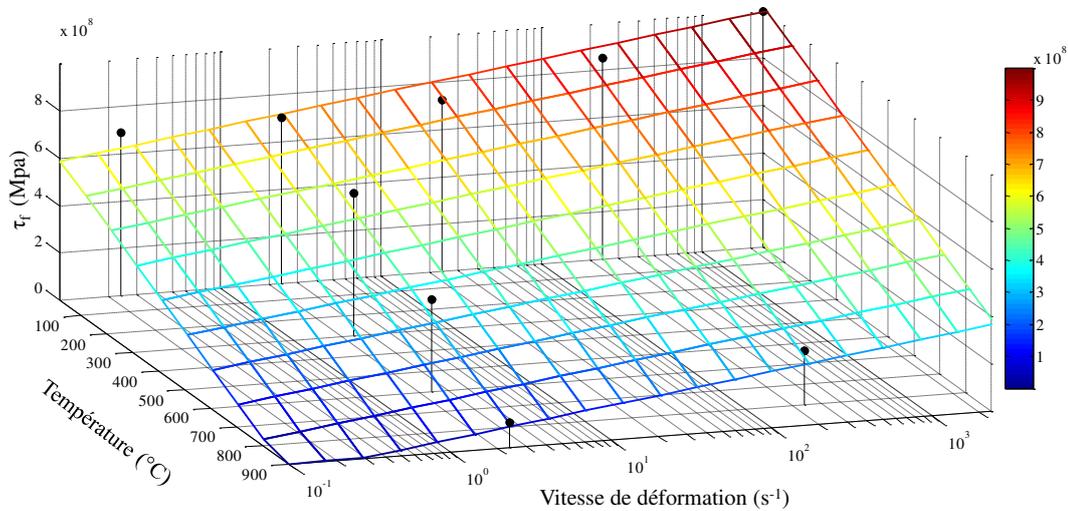


FIGURE 4.26 – Description par un plan de la contrainte maximale à la rupture en cisaillement  $\tau_f$  en fonction de la Température et la vitesse de déformation

Malgré l'erreur engendrée par cette approximation, on s'aperçoit que l'évolution globale de la contrainte maximale à la rupture en cisaillement en fonction de la température et de la vitesse de déformation est bien retranscrite par le plan identifié. L'erreur maximale de cette optimisation atteint 9% (Figure 4.26).

La représentation de ce critère dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  est illustrée dans la figure 4.27. Une forme de demi-cylindre est observée avec un minima pour un angle de Lode nul. De

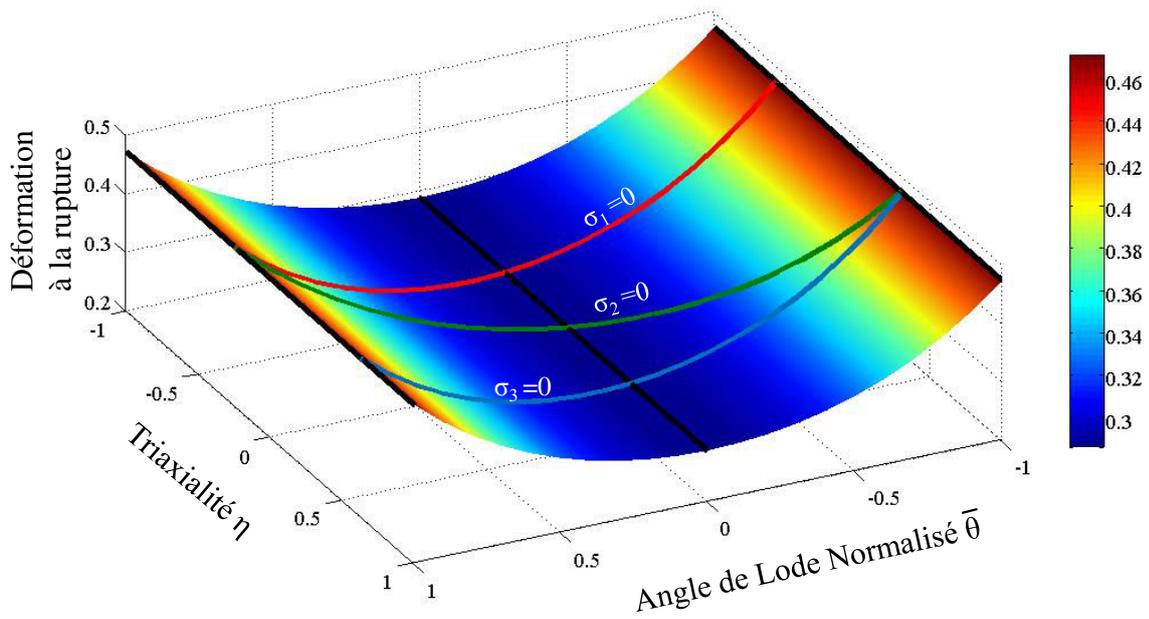


FIGURE 4.27 – Représentation du critère de Tresca dans l'espace  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  pour des valeurs de  $A = 838\text{MPa}$ ,  $B = 626,92\text{MPa}$ ,  $n = 1/6$ ,  $\tau_f = 570\text{MPa}$

plus, comme on l'a évoqué précédemment, ce critère postule une saturation si et seulement si que la condition décrite par l'équation 4.36 est satisfaite :

$$\sqrt{\frac{1}{3}} \cos\left(\frac{\pi\bar{\theta}}{6}\right) \leq 0 \quad (4.36)$$

La satisfaction de cette condition amène directement à une déformation à la rupture qui tend vers l'infini.

Selon l'hypothèse des contraintes planes, on peut tracer l'évolution du critère de Tresca en fonction de la triaxialité (Figure 4.29). Une tendance symétrique basée sur trois paraboles successives de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité est observée. Toutefois, le phénomène du cisaillement demeure toujours prépondérant même sous l'hypothèse des contraintes planes et malgré la présence de deux autres minima dans les zones situées pour  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ .

Finalement, il convient de mentionner la bonne flexibilité de ce critère dans la modélisation de la rupture par cisaillement. La possibilité de faire varier la contrainte à la rupture par cisaillement en fonction de la température et de la vitesse de déformation reste un point très intéressant lorsqu'on cherche à décrire une décohésion matérielle comme celle observée dans le procédé d'usinage. Ce critère possède dans notre cas, quatre paramètres (dont 3 paramètres de la loi de comportement) qui varient en fonction de la température et de la vitesse de déformation.

La question dans ce cas est désormais, moyennant la négligence du coefficient de frottement dans ce critère : ce développement est-il suffisant pour décrire la formation du copeau ? Il s'agit en effet d'établir une comparaison et une évaluation des modèles d'endommagement suivants des critères spécifiques à nos besoins.

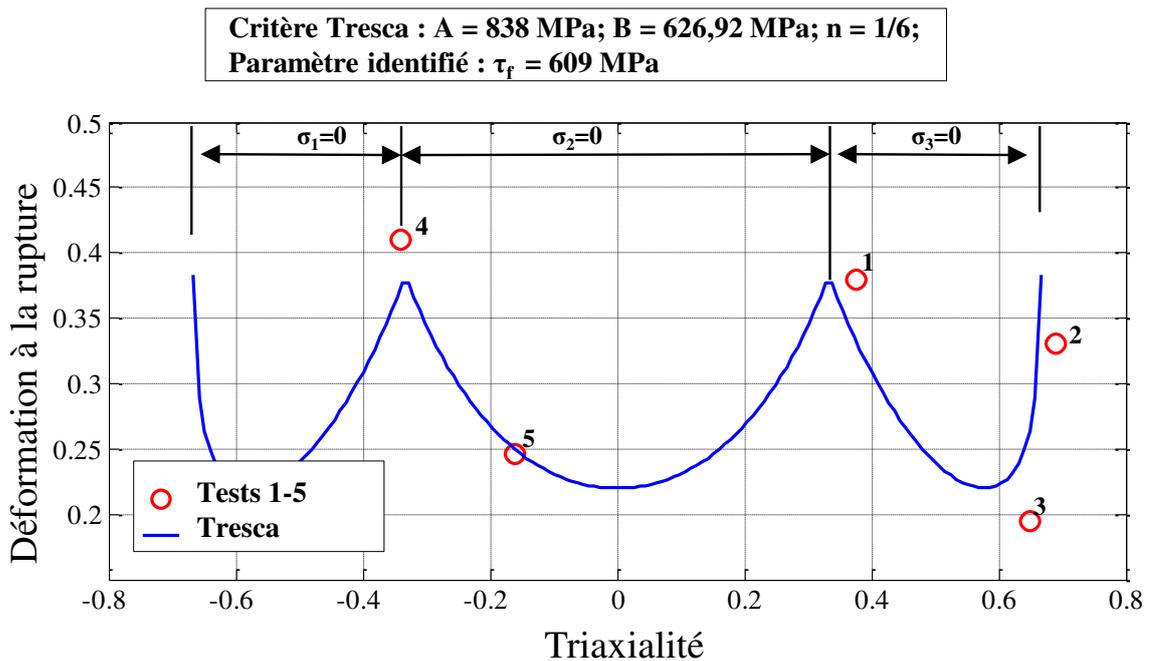


FIGURE 4.28 – Représentation du critère de Tresca dans le plan  $(\varepsilon_f, \eta)$  selon l’hypothèse des contraintes planes

## 4.5 Évaluation des critères calibrés

Évaluer sous-entend établir des critères de comparaison. Si leur aptitude à restituer fidèlement les mécanismes de rupture ductile par cisaillement est primordiale, il faut garder à l’esprit que des critères devront considérer des points plus pratiques comme le nombre de paramètres, la méthode d’identification, la facilité de mise en œuvre et les moyens nécessaires ou encore la complexité d’implémentation. Par conséquent, juger qu’un critère de rupture est performant dépendra forcément des critères mis en place et du poids qu’il leur aura été affecté.

L’évaluation de ces critères de rupture peut être réalisée à travers leurs représentations dans le plan  $(\varepsilon_f, \eta)$  avec les paramètres identifiés (Figure 4.29). En respectant la spécificité de chaque critère, la calibration a été effectuée à chaque fois, par rapport à ces besoins et sur quelques essais tirés de la base de données expérimentales. Par conséquent, il est préjudiciable d’établir un bilan quantitatif, par rapport à la fonction objectif, sur tous les critères.

Cependant, les critères présentés auparavant révèlent des propriétés et des points en communs et/ou différents les uns par rapport aux autres. Ceci reflète les différentes manières qui amènent à la description de la rupture ductile. Ces critères sont regroupés dans le tableau 4.8.

Bien que la notion de croissance des vides dans la rupture ductile ait été amorcée depuis longtemps grâce aux travaux de McClintock [McClintock 1968] et Rice and Tracey [Rice 1969] sur des vides sphériques dans des solides infinis, on s’aperçoit que cette formalisation est toujours une question d’actualité. Ces auteurs montrent l’influence de la

pression hydrostatique sur la croissance des défauts dans la matière. Par conséquent, ce terme figure toujours dans leurs formulations physiques de la rupture ductile. Les critères calibrés et passés en revue montrent son importance et son rôle primordial dans la description de la rupture ductile, sauf dans le critère de Tresca. En effet, hormis le critère de Mohr-Coulomb, tous les autres critères calibrés décrivent une tendance monotone décroissante de la déformation équivalente à la rupture en fonction de la triaxialité (Figure 4.29). Pour de nombreux auteurs, cette tendance est confirmée d'un point de vue microscopique. D'ailleurs, notre base de données la confirme sur une plage de triaxialité restreinte.

Critère de rupture	Johnson -Cook	Cockroft -Latham	Brozzo	Oyane -Sato	Ko -Huh	Lou	Mohr Coulomb	Tresca
Dép. $\eta$	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Non
Dép. $\theta$	Non	Oui	Oui	Non	Oui	Oui	Oui	Oui
Dép. T (°C)	Oui	Non	Non	Non	Non	Non	Non	Non
Dép. $\dot{\epsilon}(s^{-1})$	Oui	Non	Non	Non	Non	Non	Non	(Oui)
Nbre des Paramètres	5	1	1	2	1	3	2	1
Saturation "Cut-Off"	Non	$\eta  _{\sigma_1=0}$	Non	$-C_{oy2}$	$-1/3$	$-1/3$	$\leq \eta  _{\sigma_1=0}$	$\leq \eta  _{\sigma_1=0}$
Symétrie	Oui	Non	Non	Oui	Oui	Oui	Non	Oui

Tableau 4.8 – *Évaluation qualitative des critères de rupture calibrés*

Il est clairement perceptible qu'une tendance exponentielle de la déformation à la rupture ne favorise pas forcément la rupture en cisaillement. Physiquement, cet effet est lié à la suppression de l'effet de la triaxialité dans la germination des vides par cisaillement comme illustrée dans les critères de Johnson-Cook et Oyane & Sato. Cette tendance s'avère inadéquate par rapport à nos essais expérimentaux sur le Ti-6Al-4V et plusieurs auteurs montrent que l'évolution de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité n'est pas forcément décroissante et monotone sur d'autres matériaux ductiles. Bao et Wierzebecki [Bao 2004b] mènent une campagne de 15 essais sur différentes éprouvettes en Aluminium Al2024-T351. Ils constatent que la déformation à la rupture en traction avec des éprouvettes cylindriques simples (sans rayon dans la zone utile) est plus importante que celle en cisaillement avec des éprouvettes plates.

Les études récentes ont montré l'importance et l'influence de l'angle de Lode sur les mécanismes de la rupture ductile. Par une simple transformation dans l'espace  $(\epsilon_f, \eta, \theta)$ , plusieurs critères classiques se trouvent reformulés en fonction de ce paramètre clé [Cockroft 1968, Brozzo 1972].

L'effet de l'angle de Lode dans la rupture ductile peut être décrit à travers les représentations 3D menées sur les huit critères calibrés précédemment. La coalescence des vides pour des triaxialité  $\eta \leq \eta |_{\sigma_3=0}$  est principalement contrôlée par le phénomène de cisaillement comme illustré par le critère de Tresca et celui de Lou *et al.* [Lou 2012]. Ces auteurs postulent que, même en traction uni-axiale ou bi-axiale, la rupture est produite suivant un plan de cisaillement bien déterminé. Ceci explique la prédominance du phénomène de cisaillement dans la rupture même pour une sollicitation complexe. En effet, le phénomène de cisaillement peut être relié à l'angle de Lode grâce à une formulation

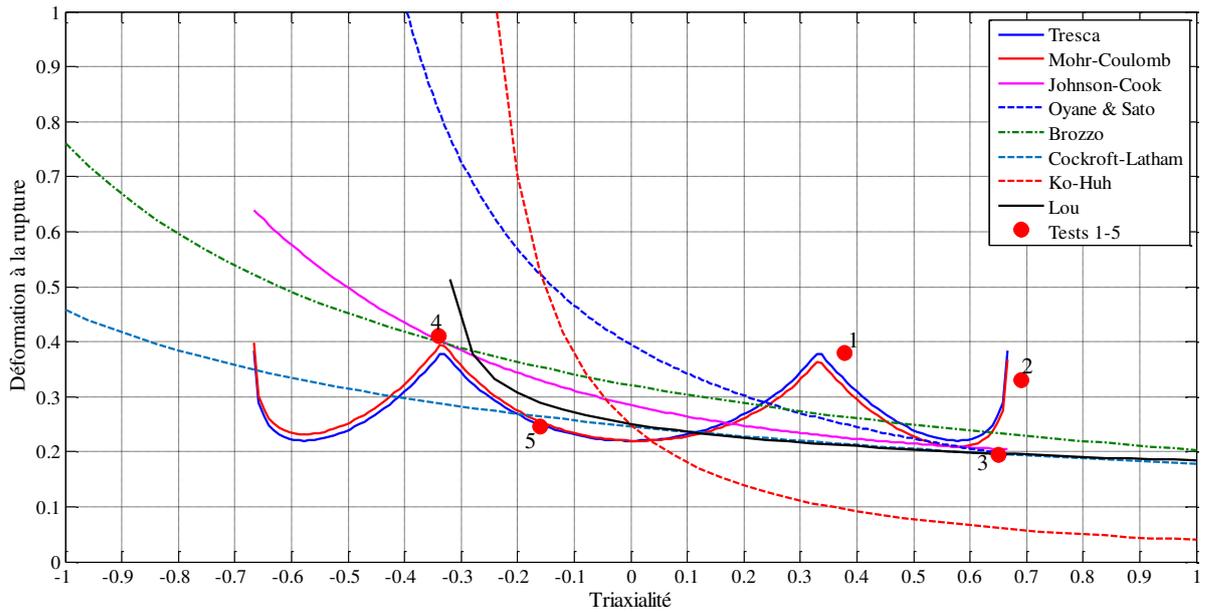


FIGURE 4.29 – Représentation de tous les critères calibrés pour le *Ti-6Al-4V* dans le plan  $(\varepsilon_f, \eta)$

simple et qui dépend seulement de ce dernier paramètre.

$$\frac{\tau_{max}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2\bar{\sigma}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \sin\left(\frac{\pi}{6} (3 + \bar{\theta})\right) \quad (4.37)$$

Dans les critères qui explicitent l'angle de Lode, et principalement ceux de Lou *et al.* [Lou 2012] et de Tresca, une fonction symétrique par rapport à  $\bar{\theta} = 0$  est observée et le cisaillement atteint son maximum pour cette valeur en angle de Lode. Par conséquent, l'écart maximal en contraintes principales est donné pour  $\bar{\theta} = 0$ . Ce paramètre décrit physiquement la coalescence entre les défauts adjacents en réduisant à chaque fois la déformation à la rupture vers des valeurs minimales.

Suite à cette analyse il apparaît que l'angle de Lode est le paramètre clé qui contrôle l'influence du cisaillement sur la coalescence des vides lors de la déformation. A travers cette corrélation entre le cisaillement maximal et la coalescence des vides, la déformation à la rupture par cisaillement ne peut être que minimale par rapport aux autres conditions comme la traction, la compression, la traction bi-axiale ...

Les remarques et les discussions antérieures témoignent de l'importance de l'angle de Lode dans la rupture ductile par cisaillement. Bien que notre base de données nous ait permis de calibrer la totalité des critères, il s'avère qu'elle est insuffisante pour confirmer la valeur minimale en déformation à la rupture en cisaillement pur. D'autres essais en cisaillement ( $\bar{\theta} = 0$ ) et aussi en traction sont nécessaires pour différentes valeurs de triaxialité afin de valider la constatation soutenue par Wierzbicki et Lou *et al.* [Wierzbicki 2005a, Lou 2012] sur l'aluminium.

Les critères calibrés précédemment reviennent de manière récurrente dans les modélisations des procédés du fait de leurs simplicités d'expression et d'identification. La tendance actuelle consiste généralement à essayer d'identifier une loi définie a priori. Le risque dans

ce cas est de chercher à caler "à tout prix" sur des résultats expérimentaux, une expression mathématique structurellement incapable de reproduire les évolutions constatées. Le contexte scientifique de cette étude vise plutôt les expressions simples pouvant être facilement manipulées moyennant une erreur raisonnable sur la valeur calculée. Il s'agit

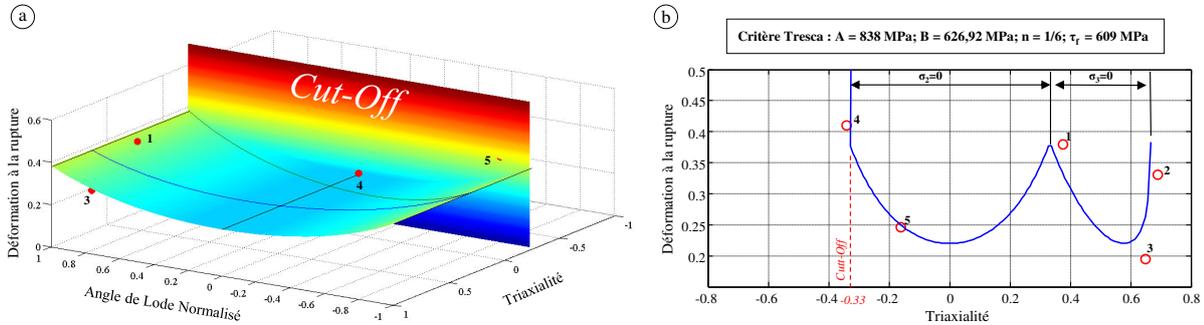


FIGURE 4.30 – Évolution du critère retenu pour le *Ti-6Al-4V* : (a) Représentation 3D (b) en contraintes planes. La formulation de ce critère est donnée par l'équation 4.34

en aucun cas de migrer vers des formulations complexes, certes plus performantes mais difficilement exploitables d'un point de vue pratique. Suite aux remarques et malgré leurs sens physique, il est totalement logique d'écarter les modèles qui ont une tendance globale sous forme d'une exponentielle décroissante (Johnson & Cook [Johnson 1985], d'Oyane & Sato [Oyane 1980], Cockcroft & Latham [Cockcroft 1968], Brozzo *et al.* [Brozzo 1972], Ko-Huh. [Ko 2007], Lou [Lou 2012]). De ce fait, la concurrence s'est limitée entre deux critères dont l'un dérive de l'autre (Figure 4.29).

Si la triaxialité est certes un paramètre important dans les critères de rupture, il ne faut pas oublier que notre objectif est de modéliser une décohésion matérielle induite par le phénomène de cisaillement en usinage. Il est important de garder à l'esprit qu'un critère de rupture pertinent est un modèle qui répond à son objectif. La faible dépendance en triaxialité liée à la valeur du coefficient du frottement  $c_1$  identifié du critère de Mohr-Coulomb nous laisse migrer vers la formulation réduite de Tresca, dont la calibration se résume à un seul essai pour un seul paramètre. La notion de "Cut Off" élaborée par Bao et Wierzbecki [Bao 2004b], si reconnue comme valide pour une triaxialité inférieure à  $-1/3$  a été appliquée dans ce critère. Elle permet d'accentuer l'effet du cisaillement lorsque la compression devient prépondérante (Figures 4.30.a et b).

## 4.6 Synthèse

Nous avons insisté, au travers de ce chapitre, sur la nécessité d'introduire de manière physique les phénomènes qui interagissent lors d'une décohésion matérielle en usinage.

L'état de l'art a tout d'abord mis en évidence le manque réel de connaissances quant aux mécanismes d'endommagement dans des conditions sévères telles que celle rencontrées en usinage. La plupart des travaux de recherche antérieurs ont été principalement orientés vers une description physique de la rupture ductile via plusieurs critères d'endommagement classiques, principalement celui de Johnson-Cook [Hor 2011, Ayed 2013]. Ceux-ci s'appuient en grande partie sur une calibration à travers un seul type d'essai

(généralement en traction avec ou sans entaille), qui ne modélise qu'une seule partie de la plage de triaxialité et qui est donc souvent incapable de reproduire l'évolution de la déformation à la rupture sur toute la plage de triaxialité.

Les études menées par Wierzbecki et son équipe, ont permis de faire ressortir le paramètre important de l'angle de Lode via le troisième invariant. Appliqué initialement dans les procédés de mise en forme par déformation plastique, il se présente comme un paramètre fondamental gouvernant la rupture ductile par cisaillement. L'introduction de ce paramètre impose de migrer vers des critères d'endommagement plus *réalistes*, faisant intervenir la triaxialité, l'angle de Lode, la température et la vitesse de déformation. Cette considération remet en question plusieurs modélisations d'endommagement effectuées dans les procédés thermomécaniques.

L'étude s'est axée sur une évaluation structurelle des modèles d'endommagement communément exploités dans les procédés thermomécaniques, à savoir les critères de Johnson & Cook [Johnson 1985], d'Oyane & Sato [Oyane 1980], Cockcroft & Latham [Cockcroft 1968], Brozzo *et al.* [Brozzo 1972], Ko-Huh [Ko 2007], Lou [Lou 2012], Mohr-Coulomb et celui de Tresca. Cette méthode permet de révéler les propriétés de chaque critère et son aptitude à retranscrire la diversité des données expérimentales.

Avant la mise en œuvre de la stratégie employée, des essais complémentaires, principalement en traction et en compression, ont été mis en œuvre afin d'enrichir la base de données expérimentales et assurer un bon balayage de toute la plage de triaxialité. Une identification par méthode inverse couplée aux éléments finis a permis de calibrer les modèles en effort et d'extraire les paramètres d'endommagement en terme d'angle de Lode et de triaxialité pour chaque test.

Une transformation des critères dans la base  $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$  a été effectuée pour affiner leur interprétation. La calibration des modèles a été effectuée par une procédure itérative basée sur une fonction objectif des moindres carrées. La sensibilité de chaque critère à la triaxialité et à l'angle de Lode a été restituée et a permis de compléter les constatations issues de la littérature. Pour la majorité des critères, la triaxialité est apparue comme un paramètre majeur affectant la déformation à la rupture. Sur les six premiers critères, une tendance exponentielle et décroissante est observée. Elle est légèrement transformée homothétiquement sous l'effet de l'angle de Lode. Cette tendance conditionne notamment le mode prépondérant dans la rupture du matériau suivant les sollicitations imposées. Néanmoins, il apparaît que cette tendance ne permet en aucun cas de restituer l'évolution des données expérimentales. En effet, l'effet de la géométrie ainsi que le mode de sollicitation restent les facteurs déterminant dans une telle tendance.

Le critère de Mohr-Coulomb ainsi que son cas particulier (Critère de Tresca) s'avèrent les plus intéressants. Non seulement pour leur bonne corrélation aux points expérimentaux, mais aussi grâce à leur description minutieuse de chaque partie de la plage de triaxialité. Selon l'hypothèse des contraintes planes, une tendance sous forme de trois lobes successifs permet de discerner chaque partie, en fonction du mode de sollicitation, sur toute la plage de triaxialité. De plus, ils confèrent une valeur minimale de déformation à la rupture où la rupture par cisaillement est susceptible de se situer. La calibration par optimisation du critère de Mohr-Coulomb nous a permis de trouver un coefficient de frottement très faible. Une étude de sensibilité a permis de juger de sa faible influence et de ce fait, le critère de Tresca est apparu.

Une analyse fine de ce dernier nous a permis, par le biais des essais chapeau, d'identifier

le seul paramètre physique de ce critère  $\tau_f$  en fonction de la température et de la vitesse de déformation. Une bonne corrélation est trouvée en décrivant l'évolution de ce paramètre en fonction de deux derniers phénomènes par un plan.

A l'instar du développement de la loi de comportement présentée dans le chapitre précédent, ce critère sera implémenté dans des simulations numériques de coupe afin de restituer le plus fidèlement possible la physique du procédé. Bien que la loi d'endommagement explicite les paramètres du modèle de comportement, l'introduction d'un modèle comportement-endommagement combiné et aussi couplé en température et en vitesse de déformation influencera inévitablement les paramètres thermo-mécaniques du procédé mais surtout la morphologie du copeau. Ce point prend tout son intérêt si l'on cherche à comprendre d'une manière minutieuse l'écoulement de la matière ainsi que la décohésion matérielle lors de la formation du copeau.

# 5

## Implémentation des lois proposées et simulation numérique 3D de la coupe

*Nous allons voir, via ce dernier chapitre, l'apport physique des modèles de comportement, d'endommagement et de loi de contact proposés ainsi que leurs influences sur les mécanismes d'enlèvement de la matière. Les développements spécifiques nécessaires à leurs implémentations seront en premier lieu brièvement détaillés avec les routines utilisateurs **VUMAT** et **Vfric**. Les résultats cinématiques et thermiques obtenus expérimentalement, ainsi que les analyses a posteriori, seront confrontés aux réponses numériques afin d'évaluer le caractère prédictif du modèle de coupe développé. Une attention particulière sera accordée aux mécanismes de formation du feston afin de décrire l'évolution spatiotemporelle des grandeurs physiques et mécaniques.*

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Intégration des modèles proposés</b>	<b>166</b>
5.1.1	Implémentation du modèle de comportement	166
5.1.2	Implémentation de la loi d'endommagement	169
5.1.3	Modélisation des phénomènes tribologiques et gestion de contact	170
<b>5.2</b>	<b>Présentation du modèle de coupe</b>	<b>174</b>
5.2.1	Déformations planes/Contraintes planes	174
5.2.2	Géométrie et conditions aux limites	175
5.2.3	Propriétés physiques des matériaux impliqués	176
<b>5.3</b>	<b>Simulation numérique de la coupe</b>	<b>176</b>
5.3.1	Morphologie du copeau	177
5.3.2	Grandeurs géométriques	178
5.3.3	Grandeurs mécaniques	183
5.3.4	Grandeurs thermiques	187
5.3.5	Énergies mécaniques locales	189
<b>5.4</b>	<b>Mécanismes d'enlèvement de la matière</b>	<b>193</b>
5.4.1	Apport du modèle de coupe	196
5.4.2	Simulation numériques avec d'autres conditions de coupe	199
<b>5.5</b>	<b>Synthèse</b>	<b>201</b>

---

## 5.1 Intégration des modèles proposés

Les deux chapitres précédents ont permis d’aboutir à des descriptions phénoménologiques des phénomènes observés expérimentalement. Les études se sont principalement focalisées sur deux aspects :

- La restitution du couplage thermomécanique gouvernant le comportement du matériau lors de l’usinage via un modèle thermoviscoplastique simple à identifier.
- La modélisation de la décohésion matérielle lors de la formation du copeau par un critère d’endommagement couplé au comportement pour une description plus fine des mécanismes d’enlèvement de la matière.

Ce chapitre aborde, dans un premier temps, l’implémentation des formulations développées dans un modèle de coupe EF à travers les routines utilisateurs **VUMAT** et **Vfrc**. Ensuite, les quatre conditions de coupe retenues sont simulées afin d’évaluer et de comparer l’apport physique de notre approche par rapport à la base de données expérimentales. Des éléments de comparaison, autres que les paramètres classiques (effort, température ...), sont présentés dans un but de validation du modèle. Une attention particulière a été accordée, dans la dernière partie de ce chapitre, au scénario d’enchaînement des phénomènes conduisant à la formation d’un feston.

### 5.1.1 Implémentation du modèle de comportement

L’utilisation des lois de comportement et/ou d’endommagement spécifiques nécessitent un développement numérique particulier. En effet, leur emploi dans des simulations numériques de coupe EF, sur ABAQUS/Explicit [Abaqus 2013] en particulier, impose une étape de programmation par l’intermédiaire d’une routine utilisateur dédiée **VUMAT**.

L’emploi d’une loi de comportement consiste à évaluer l’état de contraintes, en chaque point d’intégration et à chaque incrément. En s’appuyant sur la méthode des éléments finis, chaque point d’intégration est analysé d’une manière séparée et le comportement, dans ce cas, est défini localement. Ce dernier repose sur trois principaux éléments : une loi élastique, un critère d’écoulement, et une loi d’écrouissage.

### Grandes transformations

Dans un cadre élastoplastique formulé localement, les grandes transformations sont classiquement préférées aux formulations en petites perturbations. En effet, la gestion des grandes transformations communément employées dans les codes éléments finis **EF** tel que **ABAQUS**, repose sur l’existence d’une configuration relâchée [Sidoroff 1980]. Ceci impose en conséquence une décomposition multiplicative des déformations élastique et plastique [Lee 1969].

$$\mathbb{F} = \mathbb{F}_e \mathbb{F}_p \tag{5.1}$$

Cette dernière relation conduit à son tour à une décomposition additive des vitesses de déformation élastique et plastique.

$$\mathbb{G} = \mathbb{G}_e + \mathbb{F}_e \mathbb{G}_p \mathbb{F}_e^{-1} \tag{5.2}$$

Enfin la formulation variationnelle implémentée dans Abaqus ainsi que l'hypothèse de petite rotation élastique permet de réduire cette forme à :

$$\mathbb{D}_{ij} = \mathbb{D}_{ij}^e + \mathbb{D}_{ij}^p \quad (5.3)$$

Ces codes s'appuient sur un incrément de temps suffisamment réduit pour justifier une telle approche en grandes transformations.

D'un point de vue pratique, la routine VUMAT donne accès, au début de chaque pas de temps  $\Delta t$  et en chaque point d'intégration, aux composantes du tenseur de contraintes de Cauchy  $\sigma_{ij}$ , aux incréments de déformation totale  $\Delta \epsilon_{ij}$ , à la température  $T$  ainsi qu'à toute autre variable d'état.

Une procédure itérative basée sur la prédiction élastique et la correction plastique par retour radial permet de connaître l'état de contraintes à la fin de chaque pas de temps  $t + \Delta t$  [Lemaitre 1985].

### Mise en œuvre de la routine et procédure d'actualisation des variables d'état

La figure 5.1 expose un schéma global permettant de synthétiser la procédure d'actualisation des variables d'état avec la routine VUMAT.

A partir des données d'entrée de la routine, la première étape consiste à établir une prédiction élastique à travers la loi de Hooke et l'incrément de déformation totale  $\Delta \epsilon$ .

$$\begin{cases} \sigma_{ij}^{prd} = \mathbf{C}_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl} \\ \mathbf{C}_{ijkl} = \lambda_l \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu_l (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \end{cases} \quad (5.4)$$

où  $\lambda_l$  et  $\mu_l$  sont les coefficients de Lamé et  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker. Cette étape se conclut par la vérification du critère de plasticité tel que :

$$\sigma_{ij}^{prd} - \sigma_y \leq 0 \quad (5.5)$$

Dans le domaine plastique, le nouvel état de contraintes à  $t + \Delta t$  est actualisé par une correction plastique de celui prédit élastiquement  $\sigma_{ij}^{prd}$ . De par l'approche explicite du code de calcul choisi, l'intégration des relations de comportement est réalisée en fonction des incréments de déformation plastique et la correction s'effectue en fonction de ceux-ci à travers [Lemaitre 1985] :

$$\sigma_{ij}^{t+\Delta t} = \sigma_{ij}^{prd} - 2\lambda_l \Delta \epsilon_{ij}^p \quad (5.6)$$

Les incréments de déformation plastique pouvant être aisément reliés à l'incrément de déformation plastique équivalent, il s'agit en fait de déterminer seulement cette grandeur  $\Delta \epsilon_p$  pour le pas du temps considéré.

A partir du travail plastique associé à l'incrément de calcul  $\sigma_{ij}^{t+\Delta t} \Delta \epsilon_{ij}^p = \sigma_{eq}^{t+\Delta t} \Delta \epsilon_p$  et l'évolution d'écrouissage  $\sigma_{eq}^{t+\Delta t} = \sigma_{eq}^t + h_{ecr} \cdot \Delta \epsilon_p$ , on peut remonter à l'expression de l'incrément de déformation plastique  $\Delta \epsilon_p$  en fonction de taux d'écrouissage  $h_{ecr} = \frac{d\sigma_y}{d\epsilon_p}$

$$\begin{cases} \Delta \epsilon_p = \frac{\sigma_{ij}^{prd} - \sigma_y}{3\mu + h} \\ h_{ecr} = B(\dot{\epsilon}, T) n(\dot{\epsilon}, T) \epsilon_p^{n(\dot{\epsilon}, T) - 1} \end{cases} \quad (5.7)$$

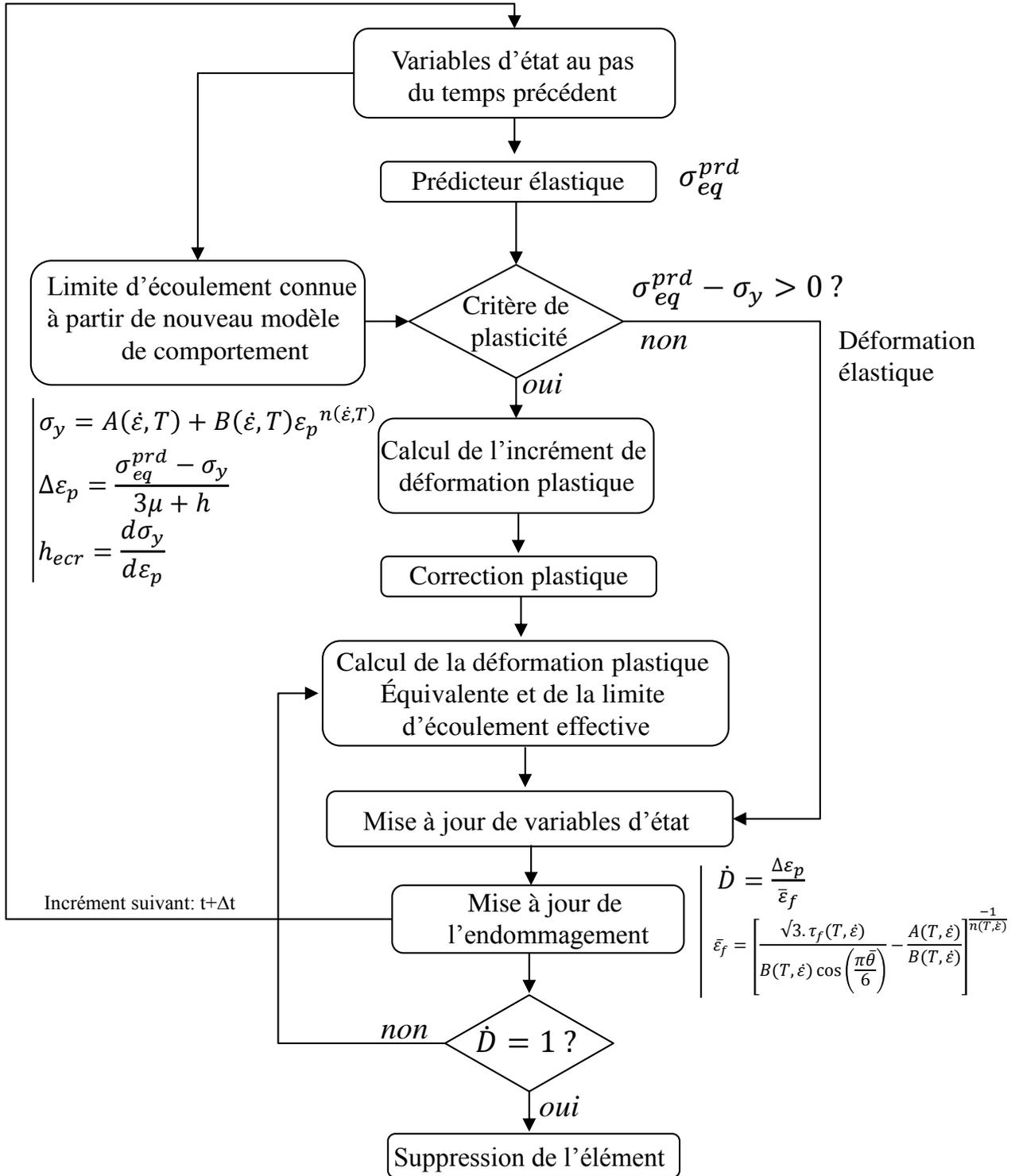


FIGURE 5.1 – Stratégie employée dans l'implémentation des lois de comportement et d'endommagement proposées dans la routine utilisateur VUMAT

Une validation de la routine a été menée avec quelques tests simples (traction, compression et cisaillement) et sur un élément unique. L'objectif était d'établir une comparaison entre les résultats issus de la loi de Ludwick implémentée par défaut dans le code de

calcul et ceux obtenus par la loi proposée pour différentes températures et vitesses de déformation.

Bien que l'emploi d'un schéma d'intégration explicite assure une conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il ne garantit pas forcément la conservation de l'énergie totale. Il apparaît nécessaire en pratique de toujours vérifier que l'énergie cinétique demeure très faible devant l'énergie potentielle.

### 5.1.2 Implémentation de la loi d'endommagement

Le phénomène d'endommagement est représenté par une variable interne notée  $\mathbf{D}$  comprise entre 0 (état non déformé) et 1 (état complètement endommagé). Son actualisation en un point matériel à l'instant  $t + \Delta t$  est obtenue, à partir de l'endommagement à l'instant actuel  $t$  par la formulation suivante :

$$\mathbf{D}(t + \Delta t) = \mathbf{D}(t) + \int_t^{t+\Delta t} \dot{\mathbf{D}} dt \quad (5.8)$$

L'évolution de  $\mathbf{D}$  est formulée comme le rapport de l'incrément de déformation plastique équivalente  $\Delta \epsilon_p$  sur la limite d'endommagement  $\bar{\epsilon}_f$ .

$$\dot{\mathbf{D}} = \frac{\Delta \epsilon_p}{\bar{\epsilon}_f} \quad (5.9)$$

Cette variable est calculée à chaque incrément et en chaque point d'intégration. La rupture est donc obtenue par élimination des éléments lorsque cette variable atteint l'unité.

$$\bar{\epsilon}_f = \left[ \frac{\sqrt{3} \cdot \tau_f(\dot{\epsilon}, T)}{B(\dot{\epsilon}, T) \cos\left(\frac{\pi \bar{\theta}}{6}\right)} - \frac{A(\dot{\epsilon}, T)}{B(\dot{\epsilon}, T)} \right]^{\frac{-1}{n(\dot{\epsilon}, T)}} \quad (5.10)$$

Notons que l'implémentation du critère de Tresca modifié (équation 5.10) nécessite la formulation de celui-ci dans la base des invariants du tenseur des contraintes  $(r, p, q)$ . Le lecteur peut se référer au chapitre 4 pour plus de détails.

La partie inférieure de la figure 5.1 décrit la procédure d'évolution de l'endommagement dans un élément de la matière. Partant de l'incrément de déformation plastique précédent, la variable de l'endommagement  $\dot{\mathbf{D}}$  est actualisée pour chaque incrément de temps jusqu'à atteindre l'unité. Dès lors, une procédure de désactivation des éléments est déclenchée afin de supprimer l'élément endommagé.

Bien que la méthode de suppression des éléments soit largement employée dans les travaux qui simulent l'endommagement, il s'avère qu'elle ne respecte pas le principe de conservation de la masse. Ce code de calcul offre aussi la possibilité de travailler avec la méthode de déboutonnage (*node splitting*), perspective qui s'avèrerait plus physique. Cependant, cette approche ne s'applique que suivant une ligne de nœuds prédéfinie sous ABAQUS. Celle-ci impose un trajet de fissuration déjà prédéfini et par conséquent, une dégradation de l'aspect physique de la simulation du procédé.

L'évolution de l'endommagement adossée à une suppression d'éléments a été vérifiée sur des cas tests simples (éprouvette en traction, cube en cisaillement, ...) tout en analysant l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur les éléments de la matière. Finalement, une validation de cette implémentation par voie analytique a été réalisée.

### 5.1.3 Modélisation des phénomènes tribologiques et gestion de contact

Dans de nombreuses études traitant de la modélisation de la coupe, la loi de frottement est souvent considérée comme un élément de second ordre par rapport aux lois de comportement et d'endommagement [Bäker 2006, Ayed 2014]. La pratique la plus courante est d'utiliser un coefficient de frottement constant (loi de frottement Coulomb) pour s'affranchir de ce problème. De plus, ce paramètre de frottement est souvent implémenté par défaut dans les codes de calcul commerciaux.

Les différents travaux destinés à la caractérisation des phénomènes de contact locaux dans les procédés ont montré son intérêt et son apport dans la résolution des problèmes thermomécaniques avec des contacts complexes. Par conséquent, et compte tenu des chargements thermomécaniques sévères observés à l'interface de coupe (Figure 2.19), l'emploi d'un coefficient de frottement constant sur toute la zone de contact s'avère très limitant.

En accord avec cette constatation, une attention particulière a été accordée aux aspects tribologiques de la coupe en termes d'évolution du coefficient de frottement à l'interface et de coefficient de partage de flux thermique.

#### Modélisation du frottement

Parmi les modèles de frottement employés en littérature, on trouve celui de Zorev [Zorev 1966]. Il distingue deux comportements tribologiques différents sur la face de coupe. Une zone dite *collante*, où la vitesse de glissement relative entre l'outil et la matière est très faible. Dans ce cas, la contrainte de cisaillement est considérée constante et vaut la limite d'écoulement de la matière. Sur la partie dite *glissante*, un écoulement aisé de la matière pour des coefficients de frottement relativement faibles. Toutefois, la définition de la transition entre les deux régimes reste très délicate. Cependant, il est à noter que les mesures optiques in-situ en coupe présentées au chapitre 2 offre une possibilité d'estimer les vitesses de glissement à l'interface avec précision. Ceci constitue une perspective intéressante de ce travail.

La partie collante est modélisée par la loi de Tresca. Cette loi est largement employée dans les problèmes de fortes pressions qui se manifestent à l'interface de contact où les contraintes induites par le procédé tendent vers la limite d'écoulement du matériau (forgeage, estampage, découpage, ...). On retrouve alors une loi simple (équation 5.11) reliant la limite d'écoulement en cisaillement  $\frac{\sigma_n}{\sqrt{3}}$  à la contrainte induite par frottement  $\tau$  à travers le coefficient de frottement  $m_k$ .

$$|\tau| = -m_k \cdot \frac{\sigma_n}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\vec{V}_{sl}}{\|\vec{V}_{sl}\|} \quad (5.11)$$

Sur la partie glissante, une loi du Coulomb modifiée a été retenue (équation 5.12). Elle permet de décrire minutieusement l'évolution du coefficient de frottement apparent  $\mu_{app}(V_{sl})$  en fonction de la vitesse de glissement.

$$|\tau| = -\mu(V_{sl}) \cdot \sigma_n \cdot \frac{\vec{V}_{sl}}{\|\vec{V}_{sl}\|} \quad (5.12)$$

L'identification de ce dernier a été réalisée en s'appuyant sur les travaux menés par Rech *et al.* [Rech 2013] sur une nuance similaire. L'étude des phénomènes tribologiques a été réalisée, ex-situ, et sur une large gamme de vitesses de glissement, par le biais d'une machine à commande numérique transformée en tribomètre ouvert. Un pion à tête sphérique décrit une trajectoire hélicoïdale par l'intermédiaire d'une forte avance et la rotation du lopin sous des conditions très similaires à celles observées en zone de cisaillement secondaire (forte pression  $\sim 1.5$  GPa, vitesse de glissement, température, ...). L'évolution du coefficient de frottement apparent en fonction de la vitesse de glissement  $\mu_{app}(V_{sl})$  est reportée sur la figure 5.2.

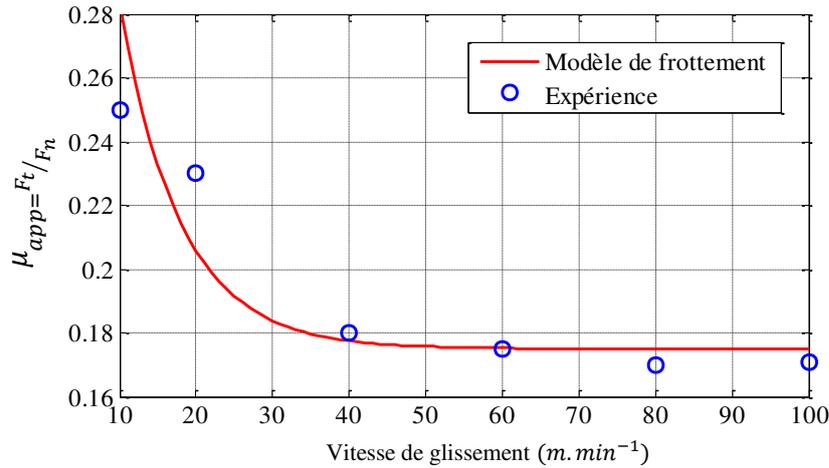


FIGURE 5.2 – Modélisation de l'évolution de coefficient du frottement apparent en fonction de la vitesse de glissement [Rech 2013]

Un modèle de frottement en fonction de la vitesse de glissement  $V_{sl}$  a été proposé afin de décrire la décroissance ainsi que la stabilité de ce dernier pour des vitesses supérieures à  $100$   $m.min^{-1}$ .

$$\begin{cases} \mu_{app} = \frac{F_t}{F_n} = A_f + B_f \cdot \exp\left(-\frac{V_{sl} + C_f}{D_f}\right) \\ A_f = 0.175, \quad B_f = 0.62, \quad C_f = 4, \quad D_f = 8 \end{cases} \quad (5.13)$$

Cependant, le coefficient de frottement apparent  $\mu_{app}$  correspond simplement au ratio des efforts obtenus par la table dynamométrique et ne décrit pas directement les phénomènes à l'interface outil-matière. D'après l'approche de Bowden et Tabor [Bowden 1951], il se décompose en une partie de déformation plastique  $\mu_{def}$  et une partie adhésive  $\mu_{adh}$ . Cette dernière est celle que nous cherchons à modéliser et qui doit être implémentée dans les codes de calcul. Plusieurs travaux montrent que la partie adhésive représente 90% du coefficient apparent [Barge 2005, Bonnet 2010, Ayed 2013, Courbon 2013]. En conséquence, cette valeur a été retenue dans notre implémentation.

### Implémentation de la loi de frottement

Bien que le modèle de frottement de Tresca soit implémenté par défaut dans le code de calcul, il s'avère que la description du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement avec la loi proposée nécessite un développement particulier (routine **Vftric**) pour sa mise en place.

Cette routine repose sur la définition des paramètres mécaniques locaux à l'interface de deux corps en contact comme l'effort tangentiel et la pression de contact. Le schéma de principe de cette routine est donné par la figure 5.3. D'un point de vue pratique, ce code de calcul fournit pour chaque étape et en chaque point de contact  $i(X)$  de coordonnées  $X(x, y, z)$ , l'accès à l'incrément de temps  $\Delta t$ , à l'effort normal  $F_n(i)$ , et aux champs de déplacement  $u(i)$ . La vitesse de glissement locale  $V_{sl}(i)$  est calculée par différence finie. A la fin de chaque incrément et pour chaque point de contact, la valeur de l'effort tangentiel  $F_t(i)$  est donc obtenue par la multiplication de la valeur du coefficient calculée par l'effort normal  $F_n(i)$ .

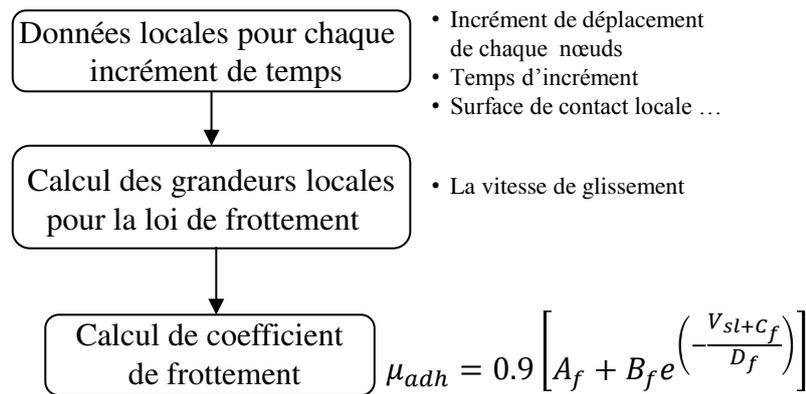


FIGURE 5.3 – Schéma de principe de la subroutine *Vfric* employée pour la modélisation du frottement sur la partie glissante dans l'outil

### Gestion de contact

Plusieurs algorithmes de contact sont implémentés par défaut dans ABAQUS [Abaqus 2013]. Hormis l'algorithme de contact classique généralisé, le logiciel offre la possibilité de définir plusieurs surfaces en contact avec des algorithmes différents. Ainsi, la notion des surfaces maître et esclave est employée. La différence entre les deux catégories apparaît lors de la pénétration de l'un dans l'autre. En effet, la correction de la pénétration conduit à actualiser la position de la surface esclave, la surface maître restant fixe. Il est possible de choisir le type d'algorithme pilotant cette correction (ici cinématique). Sa stratégie repose sur l'estimation des enfoncements des nœuds esclaves (ceux de la matière) dans la surface maître (celle de l'outil) à travers sa hauteur de pénétration  $d(i)$ , ensuite sur l'insertion des raideurs effectives  $K(i)$  entre tous les nœuds esclaves pénétrant dans les surfaces maîtres. Un effort correctif  $F_{cor}(i)$  est appliquée à chaque fois afin d'amener le nœud en question sur la surface maître (Figure 5.4).

Afin d'intégrer le modèle de frottement proposé dans un modèle de coupe, la routine a tout d'abord été testée sur des cas de contact simples. Ensuite, elle a été comparée dans des cas particuliers avec le modèle de frottement de Coulomb déjà implémenté dans ABAQUS.

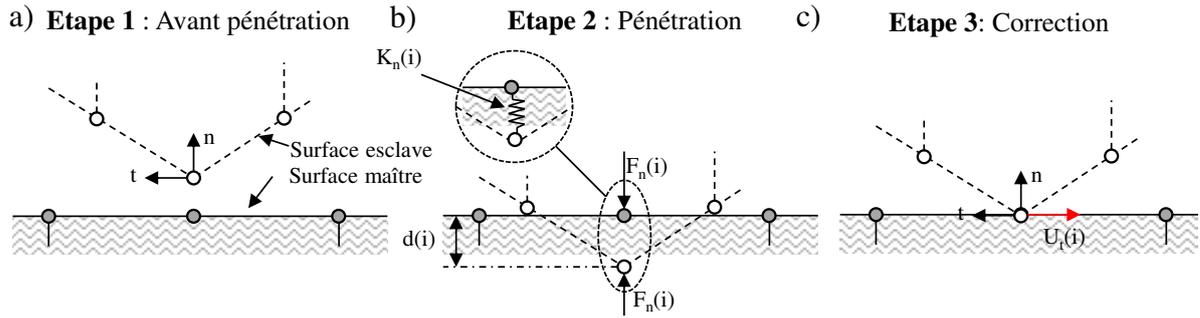


FIGURE 5.4 – Principe de la gestion du contact cinématique employé dans ABAQUS

### Coefficient de partage de flux

Les mesures cinématiques et thermiques in-situ menées et présentées dans le chapitre 2 ont permis de révéler implicitement une dépendance entre les paramètres de coupe et les grandeurs locales (pression de contact, vitesse de glissement, flux thermique, ...). En revanche, compte tenu du manque d'information sur la température de l'outil, il s'avère très délicat de remonter aux paramètres de contact thermique à l'interface. Par conséquent, le coefficient de partage de flux  $\beta_{sl}$  s'est ici limité à une définition classique. Il est représenté comme le barycentre des effusivités  $\zeta_i$  de chaque matériau [Vernotte 1961].

$$\beta_{sl} = \frac{\zeta_1}{\zeta_1 + \zeta_2} \quad \text{avec} \quad \zeta_i = \sqrt{\rho_i \cdot C_{pi} \cdot k_i} \quad i = 1, 2 \quad (5.14)$$

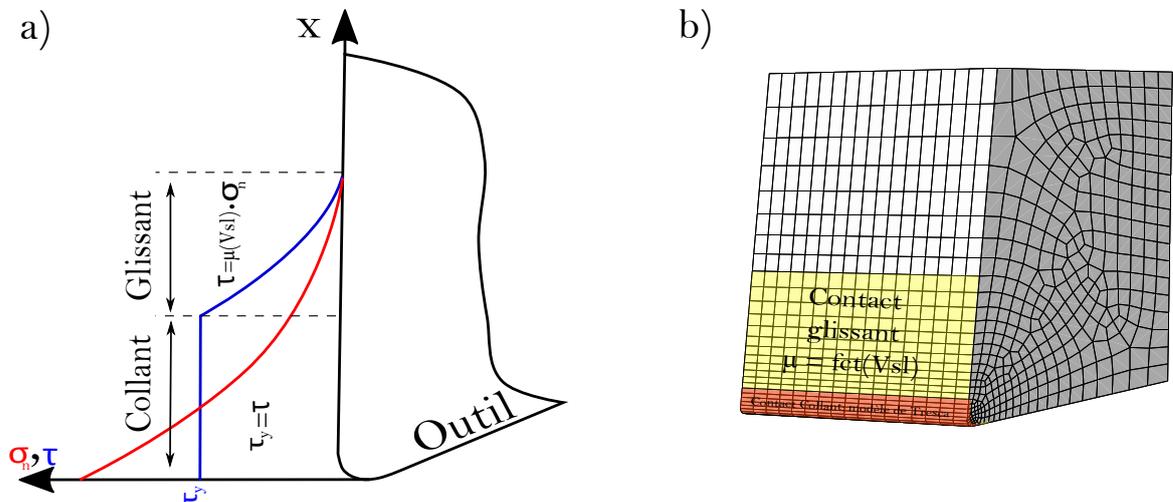


FIGURE 5.5 – Modèle de contact employé pour la description du phénomène Stick-Slip à l'interface outil-matière

Finalement, la répartition des modèles de frottement sur l'outil de coupe est exposée dans la figure 5.5 alors que le tableau 5.1 résume les points abordés précédemment concernant les conditions de frottement employées ainsi que les paramètres de comportement à l'interface retenus. Toutefois, il est intéressant de mentionner que la part de la puissance fournie par frottement et convertie en chaleur  $\eta_f$  a été fixée à 90 % [Ayed 2013, Harzallah 2017].

Propriété	Valeur
Coefficient de transfert thermique $h_t$ ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )	$4.10^4$
Coefficient de partage de flux $\beta_{sl} \rightarrow outil$	0.667
Énergie de frottement convertie en chaleur $\eta_f$	0.9
Coefficient de frottement Tresca $m_k$	1
Coefficient de frottement Coulomb $\mu$	$\mu(Vsl)$

Tableau 5.1 – Paramètres de contact retenus pour les simulations numériques de la coupe

## 5.2 Présentation du modèle de coupe

### 5.2.1 Déformations planes/Contraintes planes

Une grande partie des modèles numériques et analytiques présentés dans la littérature se base sur des modèles plans pour traiter la problématique de la coupe [Mabrouki 2008, Courbon 2012, Kouadri 2013, Ayed 2014, Zhang 2016a]. Suite aux constatations présentées dans le premier chapitre, cette hypothèse s'avère discutable vu qu'il s'agit d'un problème fortement tridimensionnel où la matière sollicitée ne présente pas une épaisseur uniforme le long de la face de coupe et qu'elle subit un élargissement très important (effets de bords).

Cet effet est aussi observé par plusieurs auteurs qui traitent de la coupe. A partir d'un travail expérimental, Trent et Whigt [Trent 2000] constatent que la matière est contrainte par la face de coupe et tend à s'écouler transversalement. Courbon [Courbon 2012] relève, sur le C45 et le 42CrMo4, un élargissement très important du copeau suite aux essais en coupe orthogonale. Selon l'auteur, les effets de bords dus à un écoulement transversal de matière ne semblent plus négligeables et le problème peut difficilement être considéré seulement en déformation plane. Cette problématique est bien présentée par Llanos [Llanos 2009] et Pantalé [Pantalé 1996] lors de l'usinage d'un 42CrMo4. Ils se basent sur un modèle 3D pour retranscrire les phénomènes qui se produisent lors de la coupe.

Il est important de rappeler une évidence : dans le cadre général de l'usinage, les phénomènes sont tridimensionnels. L'étude de la coupe orthogonale ne constitue pas une simplification bidimensionnelle du problème puisqu'elle conduit à générer des sollicitations tant en contrainte plane (bord) qu'en déformation plane (centre). Même si les modèles bidimensionnels assurent une bonne validation du processus de coupe en termes de variables globales de sortie, ils ne parviennent pas à reproduire les phénomènes fondamentaux mis en jeu au cours de ce processus complexe tels que l'écoulement et le frottement latéral de la matière sur la face de coupe et a fortiori les trajets de fissurations.

Dans notre cas, un modèle éléments finis 3D en coupe orthogonale a été mis en place à partir d'un maillage Lagrangien sur le code de calcul Abaqus/Explicit [Abaqus 2013]. Il se caractérise par un couplage entre le déplacement de maillage et celui de la matière. Ce formalisme se trouve être le plus approprié pour simuler physiquement les mécanismes de formation du feston.

### 5.2.2 Géométrie et conditions aux limites

Le modèle tridimensionnel se compose ici d'une pièce rectangulaire et d'un outil déformable. Compte tenu de la propriété de symétrie, seulement la moitié du modèle a été considérée (Figure 5.6). Les deux solides sont maillés avec des éléments 3D à huit nœuds à intégration réduite et couplés en température et en déplacement (C3D8RT). La pièce a été modélisée comme un parallélépipède d'un seul bloc ( $10 \times 1.5 \times 1.7 \text{ mm}^3$ ). Il a été choisi de ne pas recourir à une modélisation en 3 zones (pièce/zone sacrificielle/copeau) comme le proposent pourtant plusieurs auteurs [Mabrouki 2008, Zhang 2011b, Atlati 2013]. En effet, la modélisation du copeau festonné sous cette hypothèse aurait conduit à une gestion différente de l'endommagement dans la zone tertiaire (séparation pièce/copeau) et la zone primaire (séparation inter-feston). Le maillage de la pièce a été raffiné considérablement dans la zone d'intérêt afin de retranscrire au mieux les forts gradients de déformation ainsi que le trajet de propagation de fissure. De ce fait, la taille des éléments dans cette zone est fixée à environ  $\sim 10 \mu\text{m}$ . Une étude de sensibilité sur le maillage pour des tailles d'élément comprises entre 5 et 20  $\mu\text{m}$ , non présentée ici, a conduit à ce compromis entre temps de calcul et justesse du modèle.

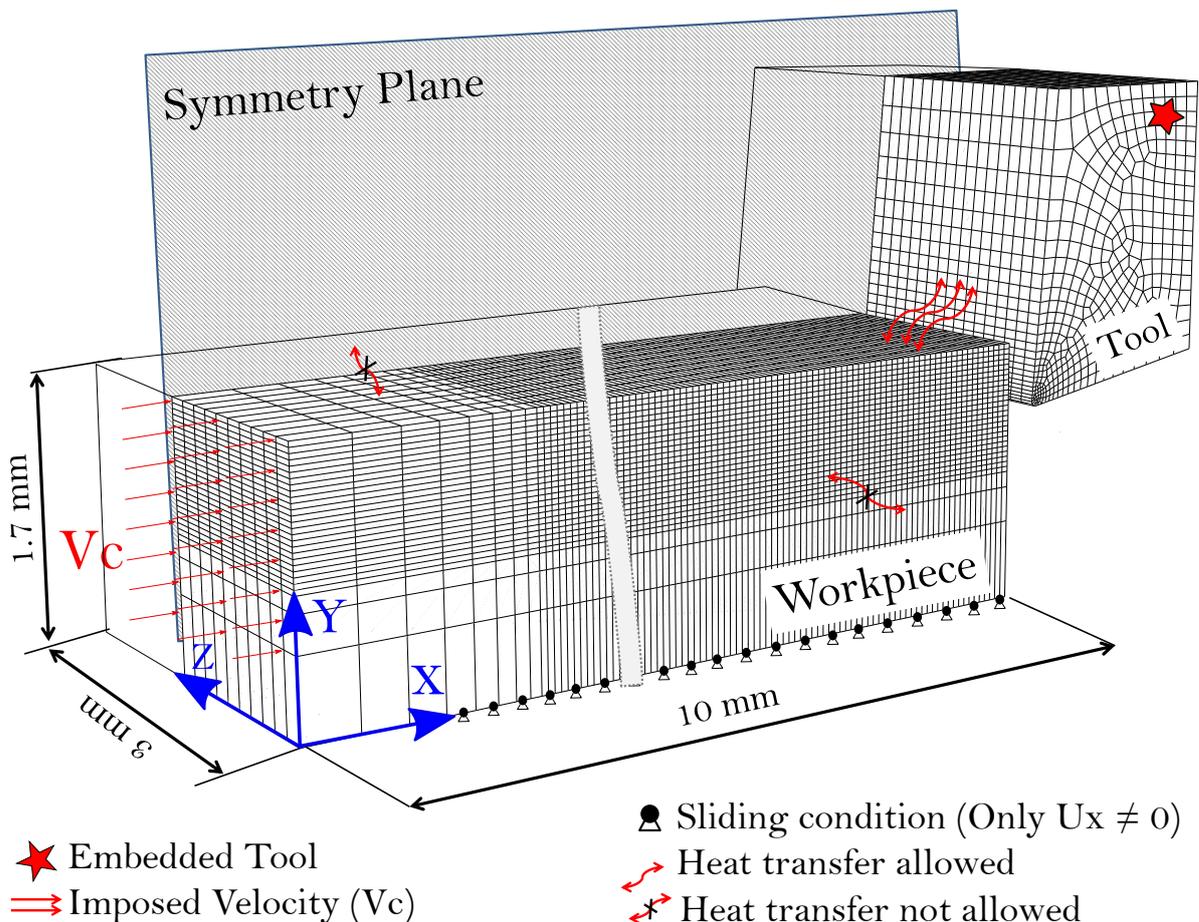


FIGURE 5.6 – Géométrie et conditions aux limites du modèle de coupe 3D EF lagrangien développé [Harzallah 2017]

Les différentes géométries de l'outil de coupe ont été analysées à travers des mesures profilométriques où le rayon d'acuité a été estimé à  $20 \pm 3 \mu m$ .

Concernant les conditions aux limites, l'outil de coupe est fixé alors que la pièce n'est autorisée qu'à se déplacer linéairement suivant la direction de coupe. La vitesse de coupe est imposée à la pièce sur la face arrière de la pièce comme le montre la figure 5.6. Toutefois, les transferts thermiques avec le milieu extérieur sont négligés et l'échange de chaleur n'est autorisé qu'entre les corps antagonistes.

### 5.2.3 Propriétés physiques des matériaux impliqués

Les lois de comportement et d'endommagement proposées ont été affectées à la pièce alors que l'outil de coupe a été modélisé par une loi thermoélastique définie en fonction du coefficient de dilatation thermique  $\alpha_d$ , du coefficient de poisson  $\nu$  et du module de Young  $E$ .

Les propriétés thermophysiques de l'alliage de titane Ti-6Al-4V ainsi que le carbure de tungstène non revêtu (WC) sont synthétisées dans le tableau 5.2.

Propriété	Matériau	
	Ti-6Al-4V	WC
Module d'élasticité $E$ (GPa)	$118.8 - 0.09.T$	705
Densité $\rho$ ( $kg.m^{-3}$ )	$4452 - 0.1T$	15700
Coefficient de poisson $\nu$	0.33	0.23
Chaleur spécifique $C_p$ ( $J.kg^{-1}.^{\circ}C$ )	$552.8 + 0.358.T$	$-2.10^{-4}.T^2 + 0.313.T + 220$
Conductivité thermique $k$ ( $W.m^{-1}.^{\circ}C$ )	$6.58 + 0.0057.T$	$-8.10^{-5}.T^2 + 0.07.T + 43.1$
Coefficient d'expansion $\alpha_d$ ( $^{\circ}C^{-1}$ )	$1.15^{-5}$	$5.10^{-6}$
Température à l'ambient $T_{amb}$ ( $^{\circ}C$ )	20	20
Température de fusion $T_f$ ( $^{\circ}C$ )	1630	—
Coefficient de Taylor-Quinney	0.8	—

Tableau 5.2 – Propriétés mécaniques de l'alliage de titane Ti-6Al-4V et de carbure de tungstène (WC) en fonction de la température ( $20^{\circ}C - 550^{\circ}C$ ) [Mason 1994, Courbon 2012, Basak 2003]

## 5.3 Simulation numérique de la coupe

Cette section vise à exposer les résultats du modèle numérique avec une confrontation expérimentale par rapport aux quelques grandeurs physiques et géométriques identifiées dans le chapitre 2. Ceci, permet de mettre en évidence l'apport des lois proposées sur la qualité des résultats obtenus.

Le tableau 5.3 permet de rappeler les conditions de coupe expérimentales retenues et utilisées pour la simulation.

	$\gamma$ (°)	f (mm)	$V_c$ ( $m.min^{-1}$ )
Test 1	15	0.25	3
Test 2			15
Test 3	0		3
Test 4			15

Tableau 5.3 – Conditions opératoires retenues dans la coupe de l’alliage de titane Ti-6Al-4V

### 5.3.1 Morphologie du copeau

Les figures 5.7 et 5.8 permettent d’appréhender la morphologie du copeau obtenue ainsi que la répartition de l’endommagement dans la matière pour les quatre conditions opératoires simulées. On observe un copeau segmenté classique et caractéristique de l’usinage d’un alliage de titane Ti-6Al-4V. Une segmentation quasi-périodique est observée dans les différents cas de simulations. Les segments sont séparés par une bande fortement endommagée qui témoigne de l’histoire des chargements thermomécaniques induits dans cette zone avant et pendant la propagation des fissures.

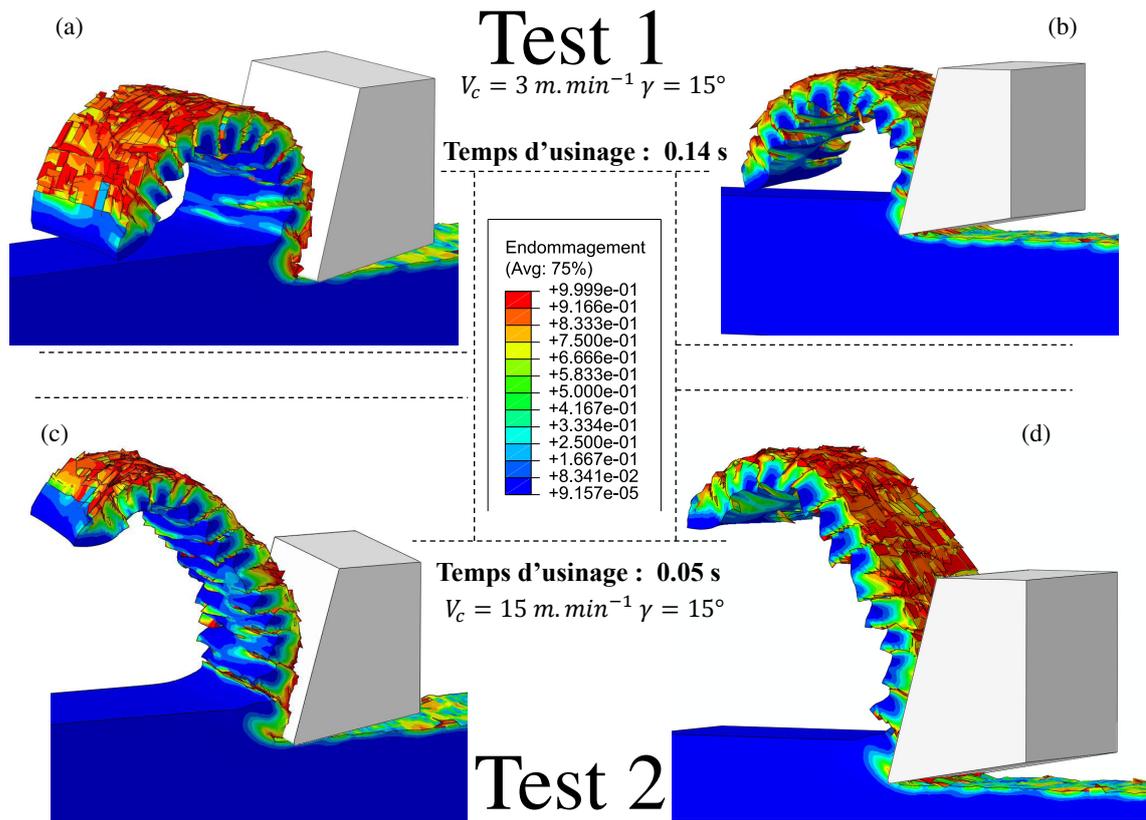


FIGURE 5.7 – Morphologies des copeaux obtenues avec le modèle de coupe 3D lagrangien dans le cas des tests simulés 1 et 2

L’endommagement se localise principalement dans les zones de cisaillement primaire et secondaire. Des bandes très fines sont observées entre les festons dans le cas d’un angle

de  $15^\circ$  et plus particulièrement à  $15 \text{ m.min}^{-1}$ . On constate de plus que l'endommagement est supérieur dans le cas d'un angle de coupe nul.

Par ailleurs, l'augmentation de l'endommagement au centre du feston pour cet angle de coupe semble démontrer l'influence du trajet de déformation sur cette variable. En effet, comme mentionné précédemment, aux angles de coupe faibles, une compression importante est observée dans cette zone.

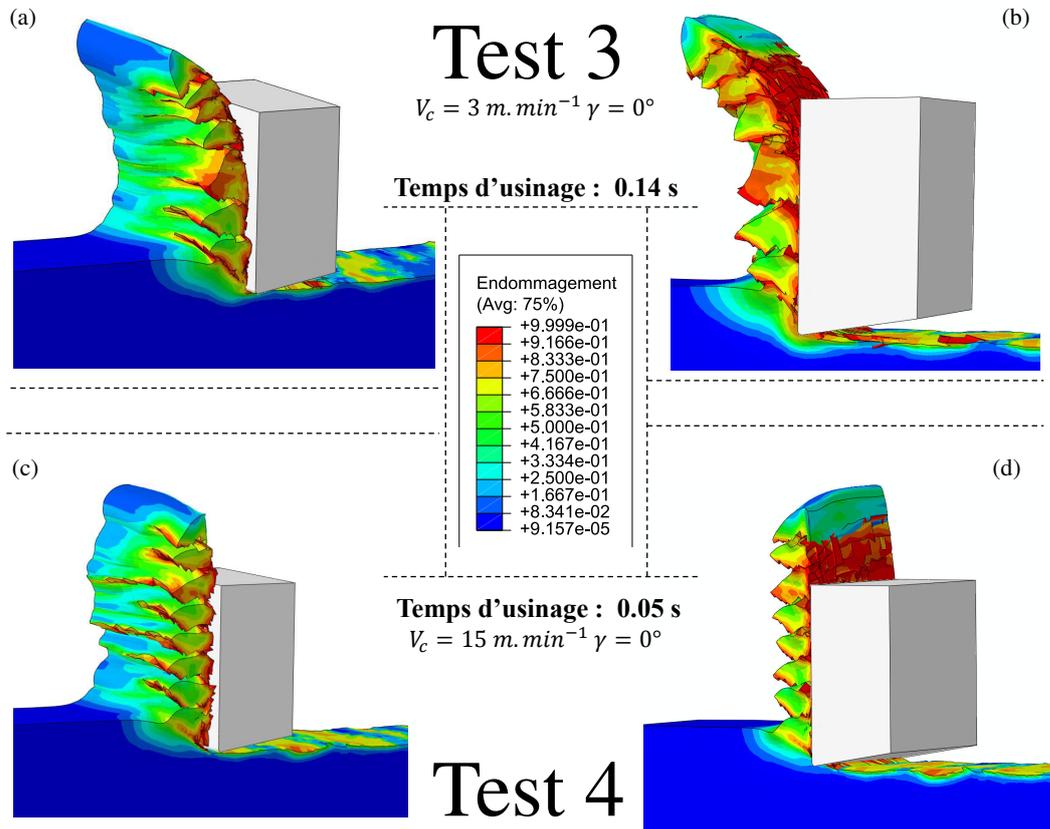


FIGURE 5.8 – Morphologies des copeaux obtenues avec le modèle de coupe 3D lagrangien dans le cas des tests 3 et 4

L'effet de l'élimination des éléments est clairement perceptible dans ces bandes. Il se manifeste sous forme de petits crans dans la bande de cisaillement primaire qui délimite la frontière du segment.

La taille des segments est plus importante à faible vitesse de coupe et la longueur des segments avec un angle nul apparaît légèrement moins élevée qu'à  $15^\circ$ . La déformation hors-plan est très significative sur toutes les conditions opératoires simulées. La surface latérale du copeau apparaît excessivement déformée suite à la forte compression induite pendant la phase initiale de sa formation.

### 5.3.2 Grandeurs géométriques

Par grandeurs géométriques, on entend toutes dimensions caractéristiques du copeau bien que, généralement, on ne fasse référence qu'à deux grandeurs. La première concerne

la longueur caractéristique de copeau  $L$ , alors que la deuxième est l'angle de cisaillement  $\varphi$ . D'autre part, l'aspect tridimensionnel de notre modélisation nous offre une autre grandeur qui est souvent négligée dans les simulations numériques sous l'hypothèse de déformation plane : la déformation hors-plan. Celle-ci fait aussi l'objet d'une confrontation modèle-expérience suite à des mesures altimétriques sur le copeau. Nous commençons, tout d'abord, par une confrontation numérique/expérimentale en terme de rapport d'élargissement.

### Longueur de copeau

Les résultats expérimentaux concernant la longueur de copeau et l'angle de cisaillement sont de nouveau présentés et comparés à ceux issus du modèle de coupe.

Compte tenu de l'approche de modélisation adoptée (3D lagrangienne), il est possible de remonter précisément à ces grandeurs. L'analyse de la figure 5.9 montre que les valeurs moyennes de cette grandeur sont légèrement sous-évaluées dans les simulations numériques (10 à 15%). L'évolution de la longueur de copeau en fonction des conditions de coupe semble cohérente avec les tendances expérimentales. En effet cette longueur diminue lorsque la vitesse augmente, mais aussi plus légèrement lorsque l'angle de coupe tend vers 0. Les remarques concernant l'influence du trajet de déformation sur la taille des festons, menées au chapitre 2 paragraphe 2.3.1, sont de nouveau applicables ici.

Cette sous-estimation numérique peut être engendrée par la suppression des éléments dans le copeau lors de sa formation. Si l'on se penche sur les figures 5.9.a.c.e et g, on s'aperçoit que l'erreur croît avec l'élévation de la vitesse de coupe. Il semble que la formation des petits segments couplée à la suppression des éléments dégradent davantage la fiabilité de la taille des festons numériques. Compte tenu de cette stratégie de séparation de la matière qui est liée aux limites de ce code de calcul, il est difficile de statuer précisément sur la pertinence du modèle par rapport à cette grandeur. En revanche, en raisonnant par rapport à la moyenne des longueurs des segments, une bonne cohérence est trouvée entre les résultats expérimentaux et numériques. On constate aussi que la distribution de la longueur des festons semble suivre une loi normale.

A ce titre on constate une disparité importante entre les écarts-types numériques et expérimentaux. En effet, les mesures présentées sur la figure 5.9 mettent clairement en évidence une nature probabiliste du phénomène qui n'est pas pris en compte dans le modèle, la seule variable aléatoire de ce dernier étant liée aux bruit numérique de la suppression d'éléments.

### Angle de cisaillement

La deuxième caractéristique à comparer est l'angle de cisaillement. Les figures 5.9.b.d.f et h permettent d'appréhender l'évolution de cette grandeur suivant les conditions opératoires considérées. Une confrontation avec la moyenne de l'angle de cisaillement issue du modèle de coupe est effectuée.

La moyenne de l'angle de cisaillement est totalement cohérente avec la tendance des résultats expérimentaux. On observe des angles de cisaillement plus faibles pour un angle de coupe nul. En revanche, et pour un angle de coupe donné, l'élévation de la vitesse tend à augmenter cette grandeur.

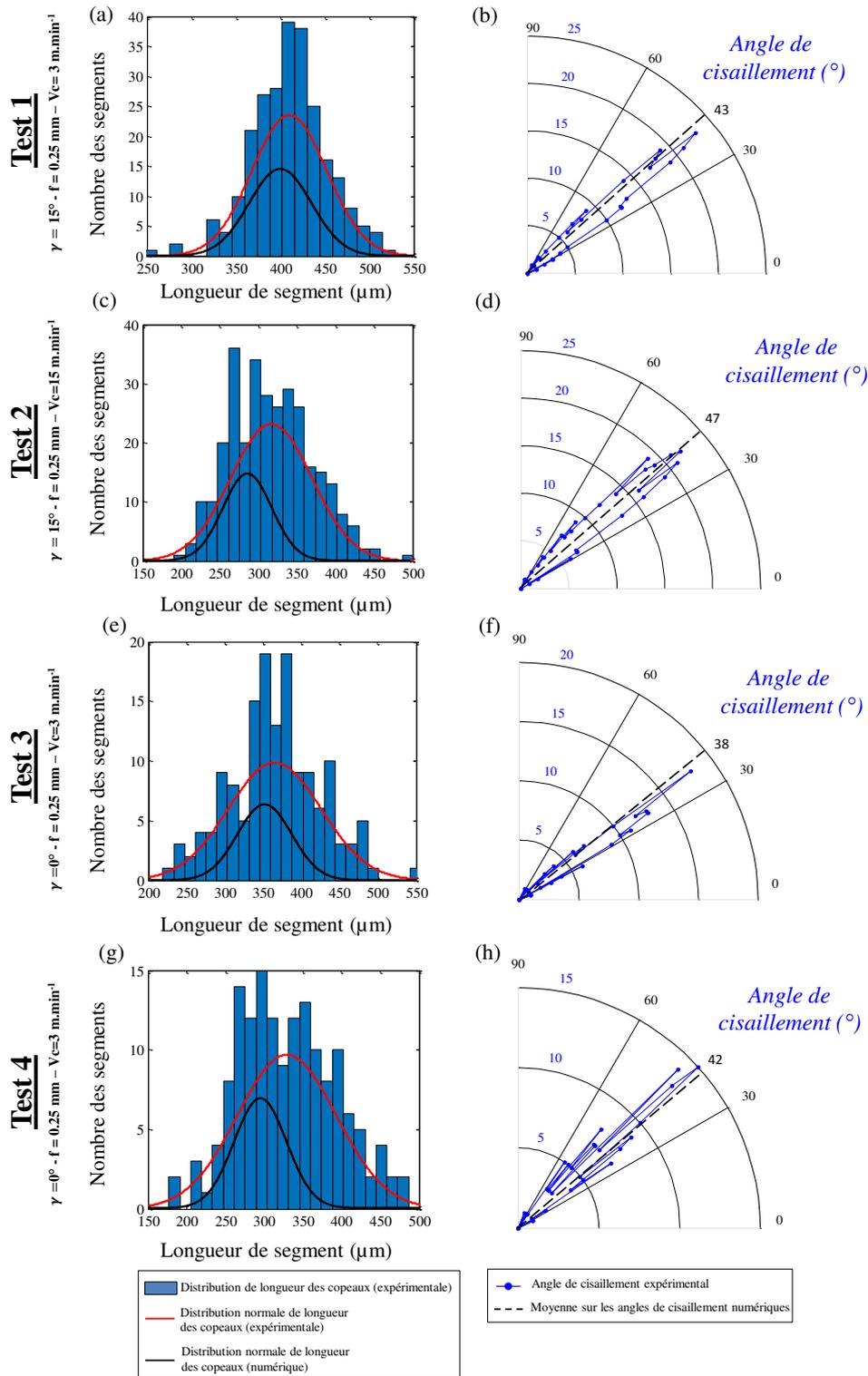


FIGURE 5.9 – Confrontation numérique/expérimental en termes de longueur du copeau et d'angle de cisaillement pour les quatre conditions opératoires retenues

Il est à noter que cette grandeur n'est pas indépendante de la longueur de copeau présentée précédemment. En effet, des considérations géométriques simples permettent

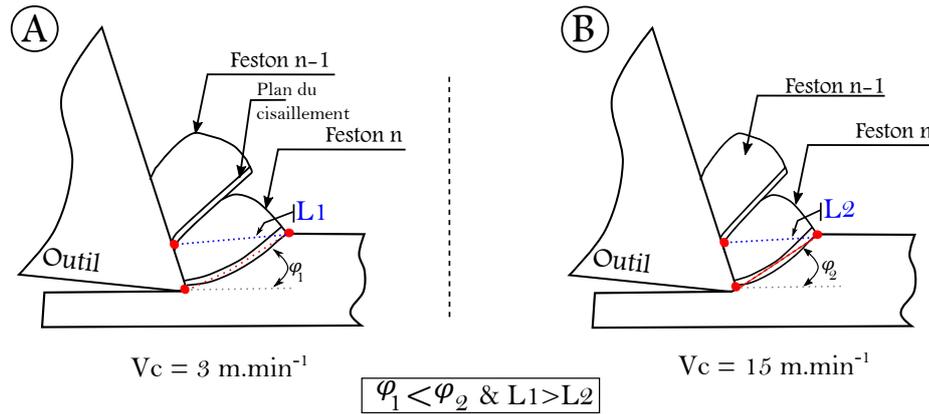


FIGURE 5.10 – *Effet géométrique de la vitesse de coupe sur la longueur du feston ainsi que l'angle de cisaillement : compensation de la réduction de la longueur caractéristique du copeau  $L$  par l'augmentation de l'angle du cisaillement  $\varphi$  lors d'une augmentation de la vitesse de coupe*

de remarquer que pour une avance fixe, l'augmentation de l'angle de cisaillement conduit inévitablement à la diminution de la longueur du copeau (voir figure 5.10).

Si la tendance globale est conservée, il est à noter que les angles de cisaillement obtenus numériquement ne sont pas aussi dispersés que ceux de l'expérience. Bien que les festons numériques d'un même modèle ne soient pas tout à fait similaires, on s'aperçoit qu'il y a une influence importante de la formation du feston ( $n$ ) sur la formation du prochain ( $n+1$ ). Cet effet est aussi constaté dans les films de coupe analysés. On peut affirmer que la retranscription d'un tel effet reflète l'aspect physique et la bonne sensibilité de ce modèle à la formation des festons.

### Déformation hors-plan

Peu de travaux s'intéressent à la déformation hors-plan, que se soit numériquement ou expérimentalement [Courbon 2012, Ayed 2013].

Afin de remonter expérimentalement au niveau de déplacement latéral du copeau, des analyses altimétriques ont été effectuées pour les quatre conditions de coupe. Déjà utilisées avec succès par plusieurs chercheurs, les mesures altimétriques ont été employées afin d'analyser la topographie des copeaux [Pottier 2014a, Harzallah 2017].

Comme le montre la figure 5.11, On peut distinguer trois zones dans lesquelles un déplacement hors-plan se produit.

- Le rayon d'acuité de l'outil. Cette zone correspond à l'arrière de la zone de cisaillement secondaire et le déplacement observé est le fruit de la compression initiale du feston. On note une forte augmentation de ce gonflement pour un angle de coupe nul.
- La zone de chevauchement du feston ( $n-1$ ) sur le feston ( $n$ ). On constate dans cette zone que l'éjection du feston précédent ( $n-1$ ) conduit à un léger écrasement du coin supérieur du feston ( $n$ ).

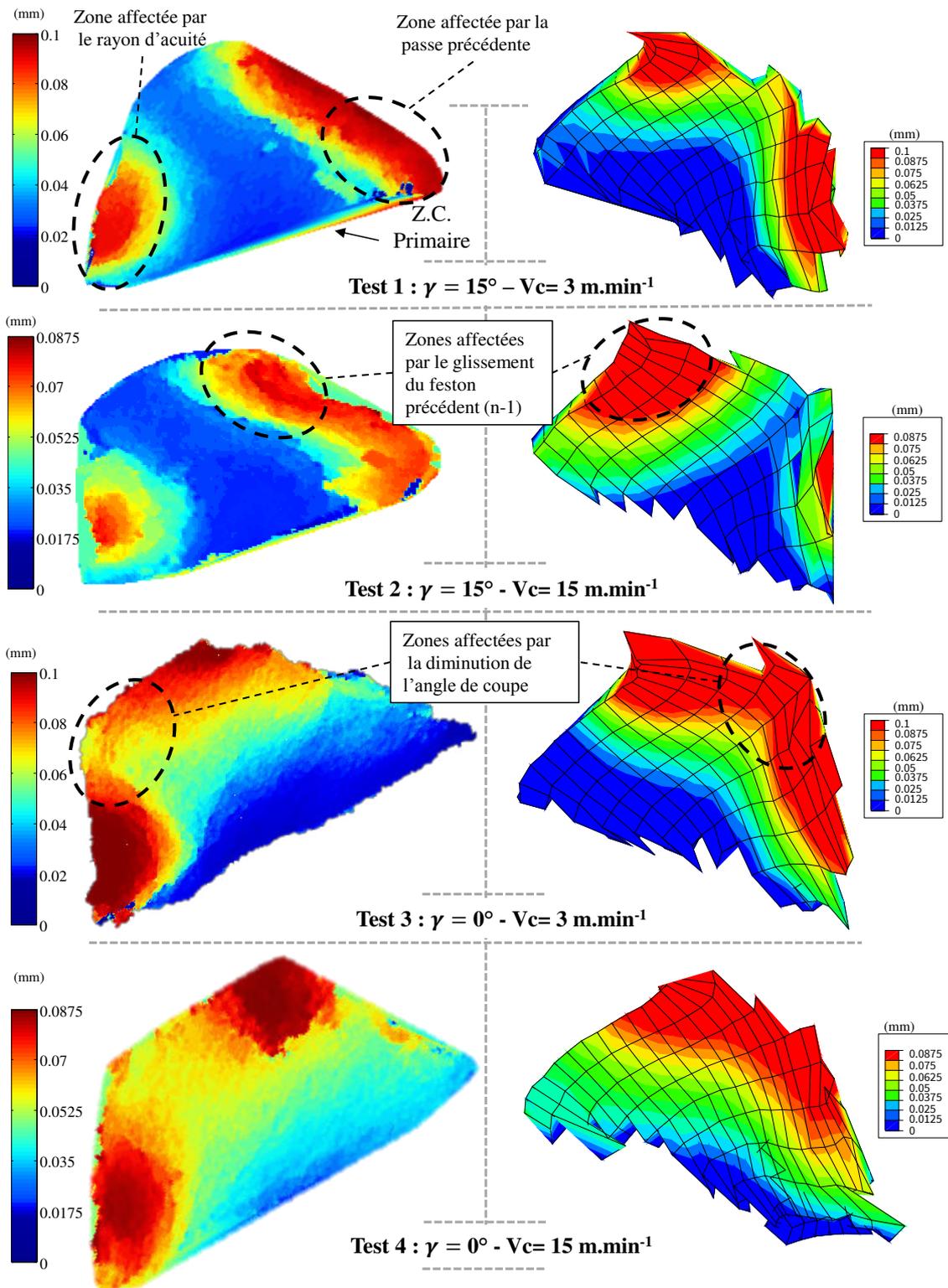


FIGURE 5.11 – Comparaison morphologique entre les copeaux numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues

- la zone supérieure du copeau non déformé. Un bourrelet est observé sur la zone affectée par la passe précédente. Naturellement cette déformation est absente des résultats numériques et n'est visible que sur les mesures altimétriques.

Il est important de noter que la zone de cisaillement primaire ne conduit pas à l'apparition d'un déplacement hors-plan.

D'un point de vue morphologique, un changement important est observé sur les copeaux issus des volets numérique et expérimental sous l'effet des conditions de coupe. On constate une augmentation du déplacement hors-plan en fonction de la diminution de l'angle de coupe et de la vitesse. De plus, il est intéressant de mentionner qu'une bonne similitude entre les copeaux issus du modèle et ceux de l'expérience dans les quatre conditions de coupe est constatée. Ceci reflète la bonne capacité du modèle de coupe à simuler correctement la formation du copeau sur une plage intéressante de conditions de coupe.

Bien qu'une bonne similitude morphologique soit perceptible entre les festons, il s'avère que la différence d'altitude est sous-estimée par rapport à l'expérience. Les zones avec un écart très élevé (les zones présentées en rouge sur la figure 5.11) ont une taille supérieure dans les résultats expérimentaux par rapport aux simulations. Ceci est peut être dû à la taille de maillage adoptée, mais aussi à la méthode de séparation de la matière. Comme il a été déjà mentionné, la suppression des éléments endommagés affecte d'une manière importante les paramètres géométriques de copeau. Plusieurs éléments de copeau se trouvent désactivés (supprimés) une fois qu'ils atteignent l'unité. Comme alternative, plusieurs auteurs prévoient une avance supérieure (l'avance + une zone de sacrifice) à celle de l'expérience afin de s'affranchir de ce problème [Mabrouki 2006, Courbon 2012, Ayed 2013].

### 5.3.3 Grandeurs mécaniques

Les évolutions observées dans le chapitre 2 concernant les grandeurs cinématiques et thermiques ont été reprises afin d'établir des comparaisons avec celles issues du modèle numérique.

#### Effort de coupe

Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser à l'effort de coupe  $F_c$  qui constitue généralement la première grandeur d'intérêt lors de la qualification d'un modèle. La figure 5.12 montre les résultats issus du modèle de coupe et ceux de l'expérience pour chaque condition opératoire.

Notons tout d'abord que l'effort augmente pour les angles de coupe nuls et qu'il diminue lorsque la vitesse augmente. Sur ce point, le modèle semble prédictif.

Plus globalement, on retrouve une corrélation intéressante de l'effort simulé par rapport à celui issu de l'expérience dans le cas d'un angle de coupe positif. En revanche, une restitution un peu moins précise de l'effort est observée dans le cas d'un angle nul (surtout à 15  $m.min^{-1}$ ). Dans ce dernier cas, l'augmentation de l'effort n'est pas aussi prononcée que celle obtenue expérimentalement. Il semble que les paramètres de contact locaux soient très sensibles aux effets géométriques de la coupe (variation de l'angle de coupe) alors que ce phénomène n'était pas pris en compte dans notre modèle de frottement. En

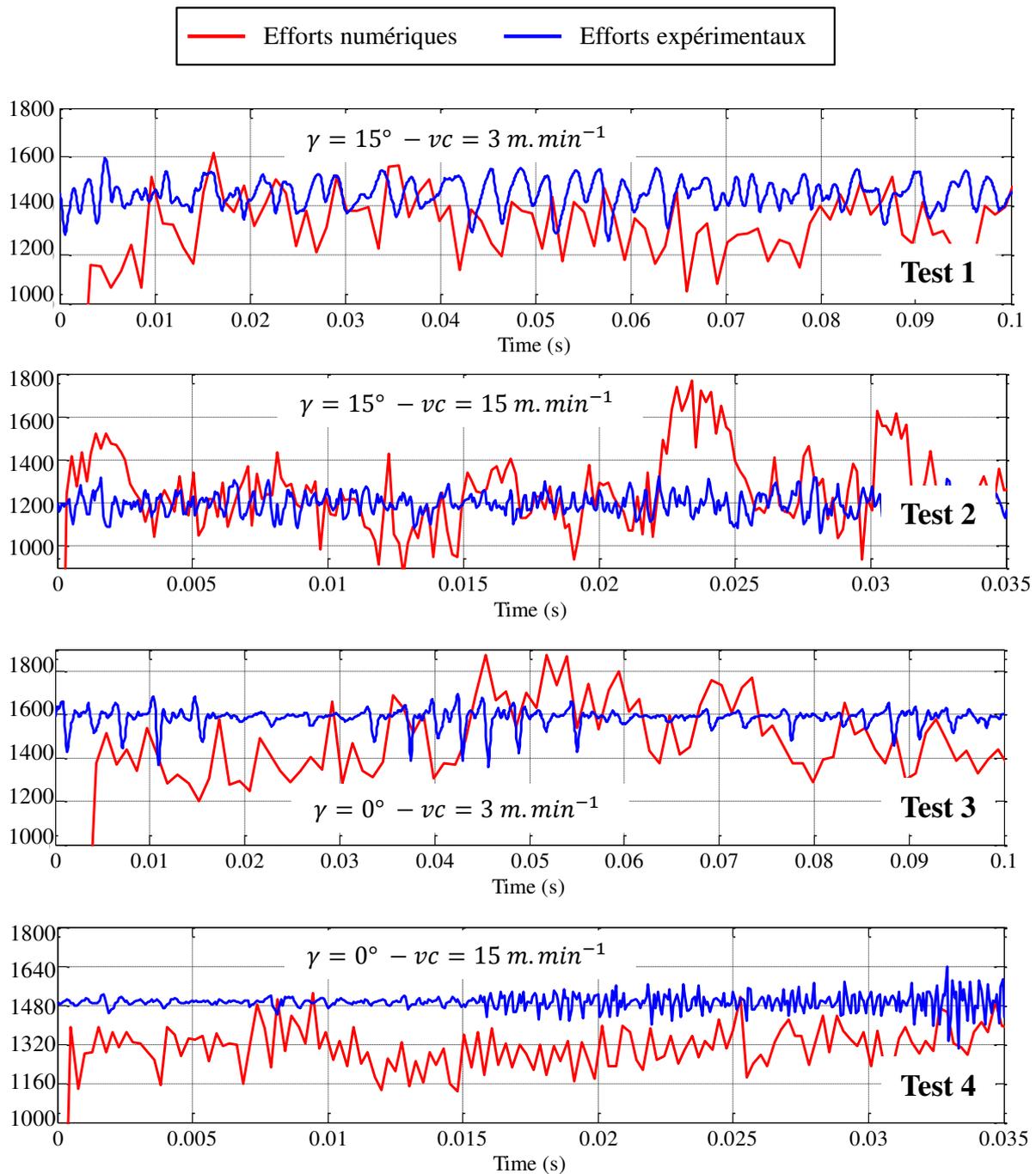


FIGURE 5.12 – Comparaison entre les efforts numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues

raisonnant sur la moyenne, l'écart entre les signaux numériques et expérimentaux reste acceptable. Il varie de 5 à 11 % selon les conditions de coupe.

Il est intéressant de mentionner qu'une différence d'écart type importante, qui dépasse parfois les 200 N, est observée sur les quatre conditions simulées. Ceci peut être principalement lié à l'effet de la suppression des éléments sur la stabilité numérique du modèle.

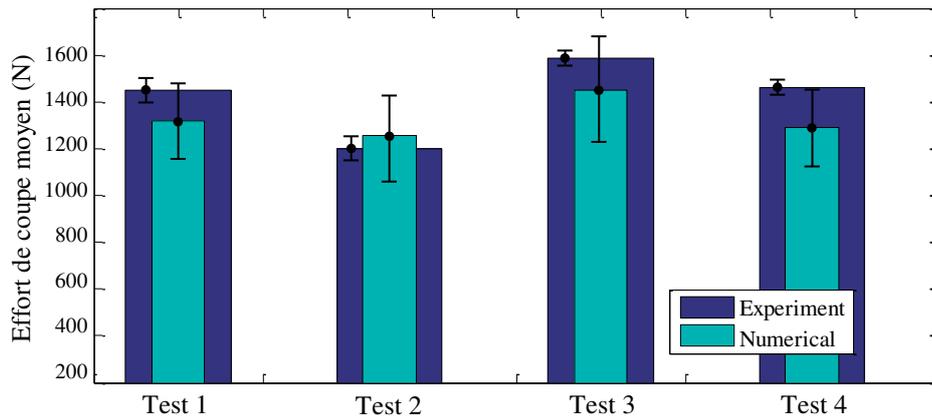


FIGURE 5.13 – Comparaison en terme de moyenne entre les efforts numériques et ceux de l'expérience pour les quatre conditions opératoires retenues (barre d'erreur à  $\pm 1 \sigma$ )

Le modèle d'endommagement peut aussi être responsable de cette différence.

Au terme de cette comparaison, il convient tout de même de mentionner qu'une bonne cohérence en terme de moyenne d'effort est trouvée pour les quatre conditions de coupe simulées (Figure 5.13).

### Les déformations

La figure 5.14 permet de comparer les déformations logarithmiques (Henky) issues des volets numériques et expérimentaux. Dans les différents tests, le niveau de déformation numérique est plus faible que celui de l'expérience.

Si l'écart est satisfaisant dans le cas des tests 3 et 4 ( $\gamma = 0^\circ$ ), il est plus prononcé pour les angles positifs. Cette erreur peut être attribuée à plusieurs phénomènes. En effet, le niveau de déformation numérique est conditionné par l'endommagement des éléments ainsi que leur suppression. Ce phénomène conduit à écrêter les pics de déformation (en zone primaire principalement) et donc à sous-estimer cette grandeur.

Toutefois, les résultats issus de deux volets montrent un bon accord en terme de sensibilité aux conditions de coupe. La localisation de la déformation est assez bien retranscrite, bien que l'on constate une différence importante sur la largeur de la zone primaire pour le test 4. L'existence d'un cut-off en compression sur le modèle d'endommagement pourrait être une piste pour expliquer cet écart.

### Vitesse de déformation

Bien que l'évolution spatiale de cette grandeur soit bien restituée sur les quatre conditions de coupe, on s'aperçoit que la pertinence des valeurs de simulation concernant les vitesses de déformations est plutôt mitigée. Comme le montre la figure 5.15, le modèle tend à fournir des valeurs cohérentes et légèrement surestimées à  $15 \text{ m.min}^{-1}$ . Par contre, un écart important apparaît à  $3 \text{ m.min}^{-1}$ . En effet, nous avons déjà constaté que l'écart-type sur la longueur des festons à  $3 \text{ m.min}^{-1}$  est plus important. Ceci conduit naturellement

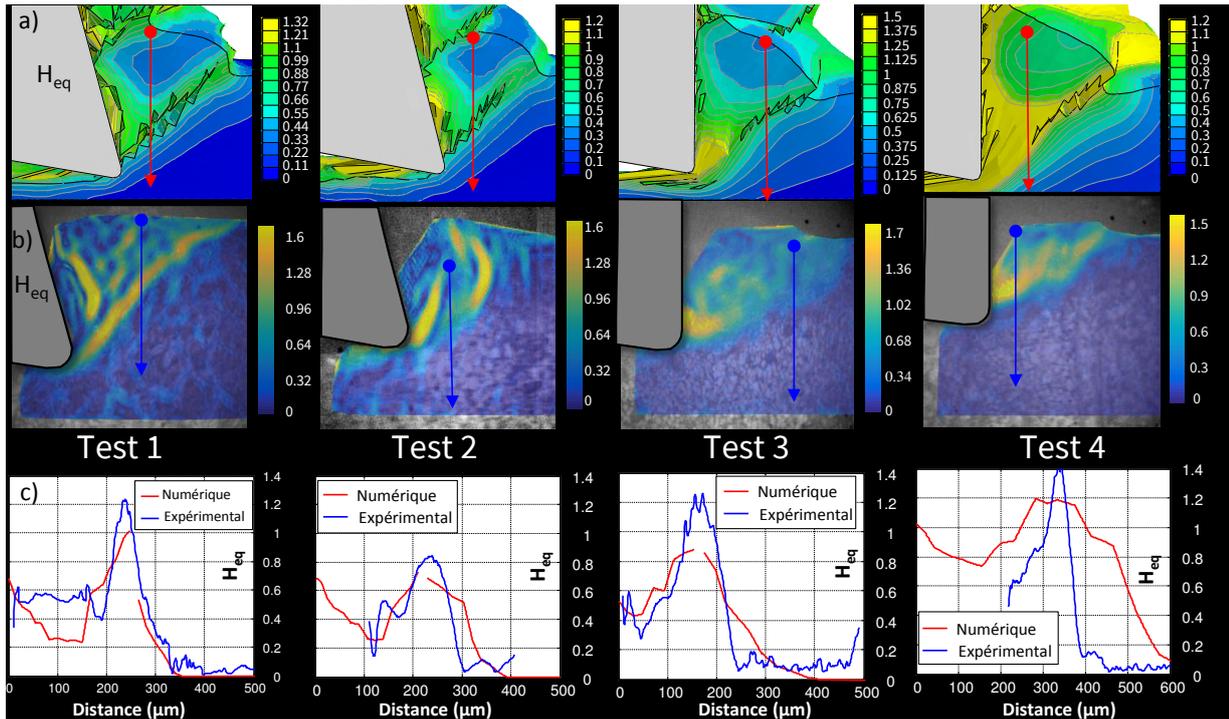


FIGURE 5.14 – Comparaison entre les champs de déformations numériques et ceux de l'expérience : a) champ de déformations numériques b) champ de déformations expérimentales c) comparaison entre les trajets de déformations issus des deux volets (flèches rouges et bleues)

à une variabilité plus importante sur les grandeurs mécaniques et surtout sur la vitesse d'éjection du feston. De plus, les filtres appliqués lors des dérivations spatiale et temporelle des champs de déplacement conduisent naturellement à une sous-estimation des valeurs des pics de la vitesse de déformation. Ces deux points peuvent être l'origine de cet écart.

Il convient aussi de remarquer que la localisation de la vitesse de déformation observée expérimentalement à des stades avancés de la formation du feston (80% de progression) se trouve estompée par la suppression des éléments, bien que quelques traces demeurent visibles au niveau du bord libre de la matière.

### La contrainte et la triaxialité

Un niveau de contraintes très important ( $> 3 \text{ GPa}$ ) est trouvé pour des faibles vitesses de coupe et a fortiori avec un angle de coupe nul. Ceci est en accord avec les constatations expérimentales menées dans le chapitre 2. De plus on constate que la zone de contrainte maximale n'est pas la même avec un angle positif ou avec un angle nul. En effet, pour un angle positif, la contrainte se concentre autour de la bande de cisaillement primaire, alors que pour un angle nul, la zone contrainte se propage nettement en-dessous de l'outil. Ceci amène une réflexion sur l'état de contrainte résiduel dans la pièce finale.

A partir des niveaux de triaxialité exposés dans la figure 5.16, il est possible de décrire la nature des sollicitations dans les différentes conditions de coupe. Une compression très importante est observée, dans les différents tests, au voisinage de la pointe de l'outil. Elle

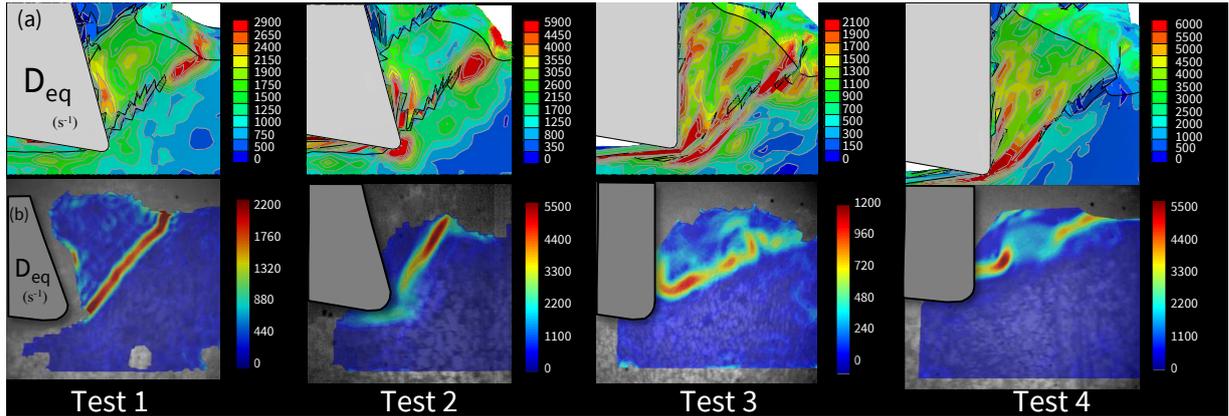


FIGURE 5.15 – Évaluation et comparaison des champs de vitesses de déformation numériques et expérimentaux

se traduit par une zone de triaxialité fortement négative ( $< -0.7$ ). Cette zone, située à l'avant de l'outil et légèrement en dessous du rayon d'acuité, se propage jusqu'au bord libre de la matière dans le cas des tests 3 et 4 alors qu'elle se limite au voisinage du rayon d'acuité pour les essais avec un angle de  $15^\circ$ . Il semble donc que la contrainte générée dans la surface usinée soit principalement issue de la compression initiale du feston et par conséquent fortement liée à la géométrie de l'outil (angle de coupe).

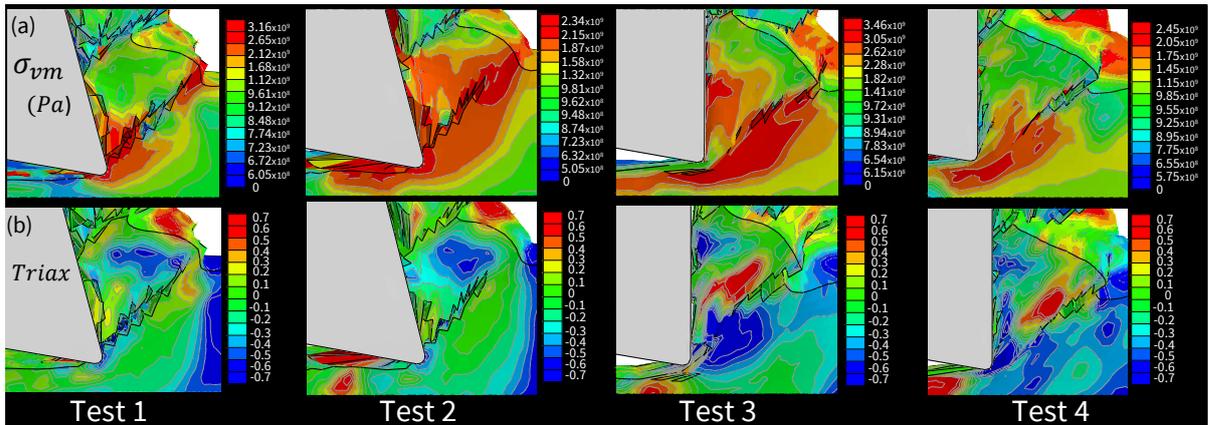


FIGURE 5.16 – Résultats obtenus en contrainte de von Mises et en triaxialité pour les différents tests

Des zones en cisaillement pur sont observées dans le cas des essais avec des angles positifs alors qu'elles sont moins perceptibles pour les tests 3 et 4 ( $\gamma = 0^\circ$ ). Ceci témoigne de l'influence de l'angle de coupe sur la formation du feston mais justifie aussi l'écart important en contrainte trouvé pour ces deux angles de coupe. Ces constatations rejoignent les observations expérimentales décrites dans le chapitre 2.

### 5.3.4 Grandeurs thermiques

De par les moyens et l'expertise nécessaires à l'obtention de données de référence, peu de travaux s'intéressent aux grandeurs thermiques calculées par les modèles numériques

de coupe [Umbrello 2008, Calamaz 2008b, Ayed 2013]. Le couplage thermomécanique constaté et modélisé confère pourtant un rôle majeur, tant dans l'écoulement du matériau que dans la décohésion matérielle gouvernant la formation du copeau. Comme nous avons déjà pu le souligner, évaluer les performances et la robustesse d'un modèle numérique de coupe passe par la comparaison d'un ensemble de sorties autres que les grandeurs classiques comme l'effort ou la morphologie du copeau.

Nous nous intéressons ici à la distribution de la température dans les zones de coupe pouvant être directement comparée aux mesures thermographiques obtenues expérimentalement. Une attention particulière est accordée à la dissipation intrinsèque dans les festons durant leur formation afin d'assurer une comparaison originale et plus minutieuse quant à la puissance dissipée dans les zones de coupe.

### La température

Les champs de température numériques et expérimentaux sont illustrés en figure 5.17. Les températures numériques obtenues tendent à surestimer légèrement la température mesurée dans les festons. Les valeurs relevées numériquement s'avèrent cohérentes et l'évolution spatiale de cette grandeur semble très similaire à celle observée expérimentalement. De plus, la température maximale est localisée dans les deux zones de cisaillement (primaire et secondaire). Ceci rejoint, en partie, nos constatations expérimentales qui montrent un maximum de température dans la zone de cisaillement primaire. Néanmoins, les températures dans les zones de cisaillement secondaires semblent numériquement surestimées. En effet, l'introduction d'une loi de frottement de type *stick – slip* améliore nettement la tendance morphologique du copeau, mais elle a aussi tendance à surestimer les grandeurs thermiques et mécaniques à l'interface [Courbon 2012]. L'erreur reste inférieure à 12% dans ces zones et pour l'ensemble des conditions de coupe. Enfin, l'évolution de la température en fonction de la vitesse et de l'angle de coupe est bien retranscrite.

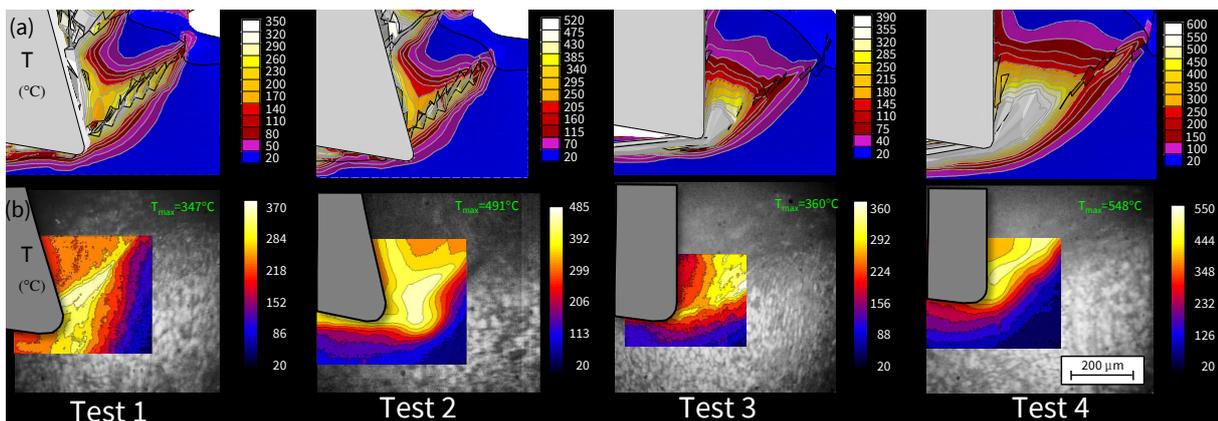


FIGURE 5.17 – Évolution et comparaison entre les champs de températures numériques et expérimentaux

### Dissipation intrinsèque $d_1$ ( $W.m^{-3}$ )

La dissipation intrinsèque liée à la déformation plastique reste la source principale de l'élévation de la température dans la coupe. Cette grandeur a été analysée puis quantifiée

expérimentalement à travers la résolution de l'équation de la chaleur. Ainsi, elle fait l'objet d'une confrontation numérique/expérimentale afin d'analyser son évolution durant la formation d'un feston et de justifier les ordres de grandeurs obtenus.

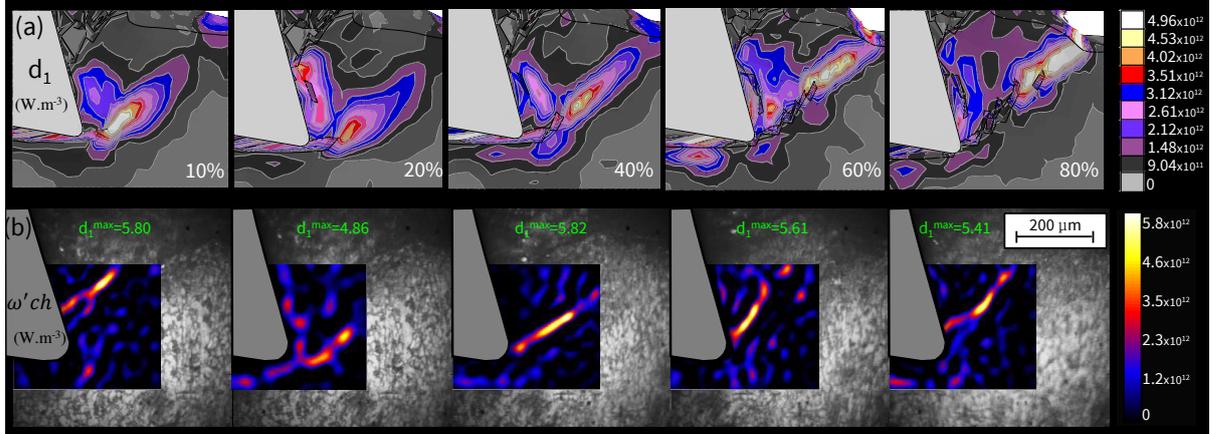


FIGURE 5.18 – Évolution de la dissipation intrinsèque dans le feston pendant sa genèse dans le cas du test 1 ( $Vc = 3 \text{ m.min}^{-1}$ ,  $\gamma = 15^\circ$ ,  $f = 0.25 \text{ mm}$ ) : (a) résultats numériques (b) résultats expérimentaux

La figure 5.18 décrit l'évolution expérimentale et numérique de la dissipation intrinsèque lors de la formation d'un feston pour les mêmes pourcentages de progression. La tendance temporelle est bien restituée dans la zone de cisaillement primaire. Elle se manifeste par une source importante de chaleur qui s'initie au niveau de la pointe de l'outil et qui se déplace suivant le plan de cisaillement vers le bord libre de la matière. Ceci est en accord avec les constatations expérimentales.

Bien que l'évolution spatiotemporelle de cette grandeur soit bien retranscrite en  $Z_I$ , on s'aperçoit qu'elle est surestimée dans les zones secondaires et tertiaires. Le modèle numérique montre en effet une dissipation importante de l'ordre  $\sim 2.5 \times 10^{12} \text{ W.m}^{-3}$  dans la zone secondaire alors que les résultats expérimentaux ont tendance à fournir des valeurs très inférieures à celle-ci. De plus, la dissipation numérique en  $Z_{II}$  couvre des parties du feston plus grandes que celles observées expérimentalement. Cette constatation met en évidence l'importance du modèle tribologique dans cette zone.

En effet, numériquement, cette dissipation est très liée à la limite entre le contact collant et glissant ainsi qu'à la plasticité sous-jacente qui en découle.

Les résultats numériques et expérimentaux obtenus pour les différentes conditions de coupe sont exposés dans la figure 5.19. Des valeurs cohérentes sont observées dans les différents cas de figure, malgré les surestimations trouvées dans les zones secondaires et tertiaires. On peut aussi rappeler que l'emploi d'une loi de frottement qui n'a pas été spécifiquement identifiée pour cette nuance de matériau peut être une source d'erreur importante.

### 5.3.5 Énergies mécaniques locales

A ce stade de la comparaison, il est intéressant de décrire la contribution énergétique de chaque zone de coupe pendant la formation des festons. Les résultats expérimentaux

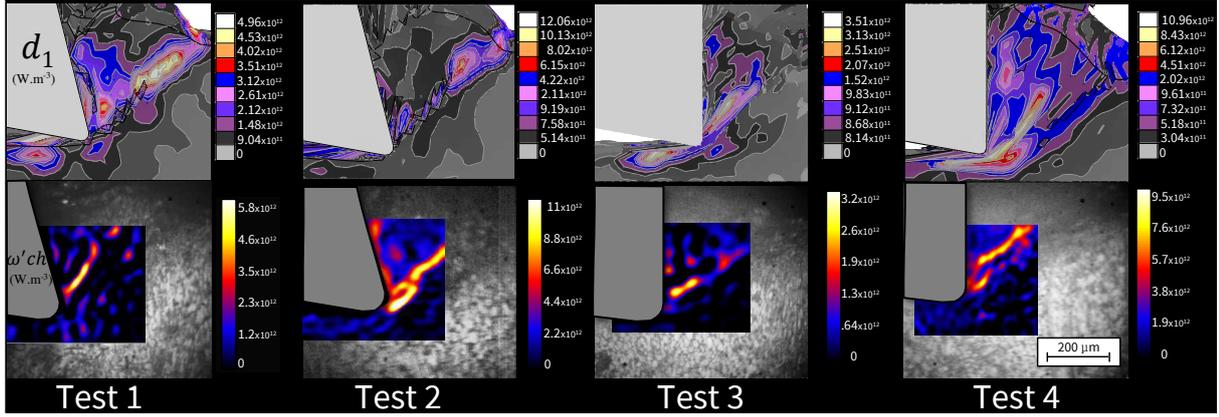


FIGURE 5.19 – Comparaison entre la dissipation intrinsèque numérique et celle de l'expérience pour les différents tests

exposés dans le chapitre 2 sont appelés pour établir une comparaison quantitative avec les évaluations numériques.

Nous rappelons dans un premier temps que la puissance calorifique dissipée sous forme de chaleur  $w'_{ch}$  et la puissance anélastique sont décrites comme suit :

$$\begin{cases} w'_{ch} = w'c + w'_{ctm} \\ w'a = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p \end{cases} \quad (5.15)$$

En négligeant le couplage thermo-élastique il vient que  $w'_{ctm} = 0$  et donc en rappelant que le coefficient de Taylor-Quinney est défini par  $\beta = w'c/w'a$  on obtient la relation suivante

$$w'_{ch} = \beta (\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p) \quad (5.16)$$

Si les résultats expérimentaux en terme de dissipation intrinsèque se sont basés sur l'hypothèse d'homogénéité de la source dans l'épaisseur (la nature surfacique des résultats cinématique et thermique), le modèle EF employé permet de s'affranchir de cette approximation et permet d'accéder au volume réel  $V$  de chaque zone de cisaillement. Par conséquent, la puissance interne numérique totale est calculée comme la somme des contributions de chaque zone de coupe ( $Z_I, Z_{II}, Z_{III}, Z_{IV}$ ) comme l'indique l'équation 5.17. Cette quantité doit équaler à tout instant la puissance extérieure  $W'_{ext} = F_c \times V_c$ .

$$W'_{ext} = \sum_{i=I}^{IV} V_i (\boldsymbol{\sigma}_i : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{pi}) \quad (5.17)$$

En rapportant cette quantité à la vitesse de coupe, on peut exprimer l'énergie consommée par mètre de coupe ( $J.m^{-1}$ ). La figure 5.20 permet de décrire l'énergie mécanique convertie dans chaque zone de cisaillement au cours de la formation d'un feston par deux approches complètement différentes et munies chacune de leur propres hypothèses. En effet l'approche numérique évalue cette quantité par la puissance mécanique (produit contrainte vitesse de déformation). Alors que l'approche expérimentale est basée sur la puissance calorifique (termes de gauche de l'équation de la chaleur).

Numériquement et expérimentalement, il est clairement perceptible que la formation d'un feston ne s'effectue pas à iso-énergie. Ceci permet de valider, qualitativement dans

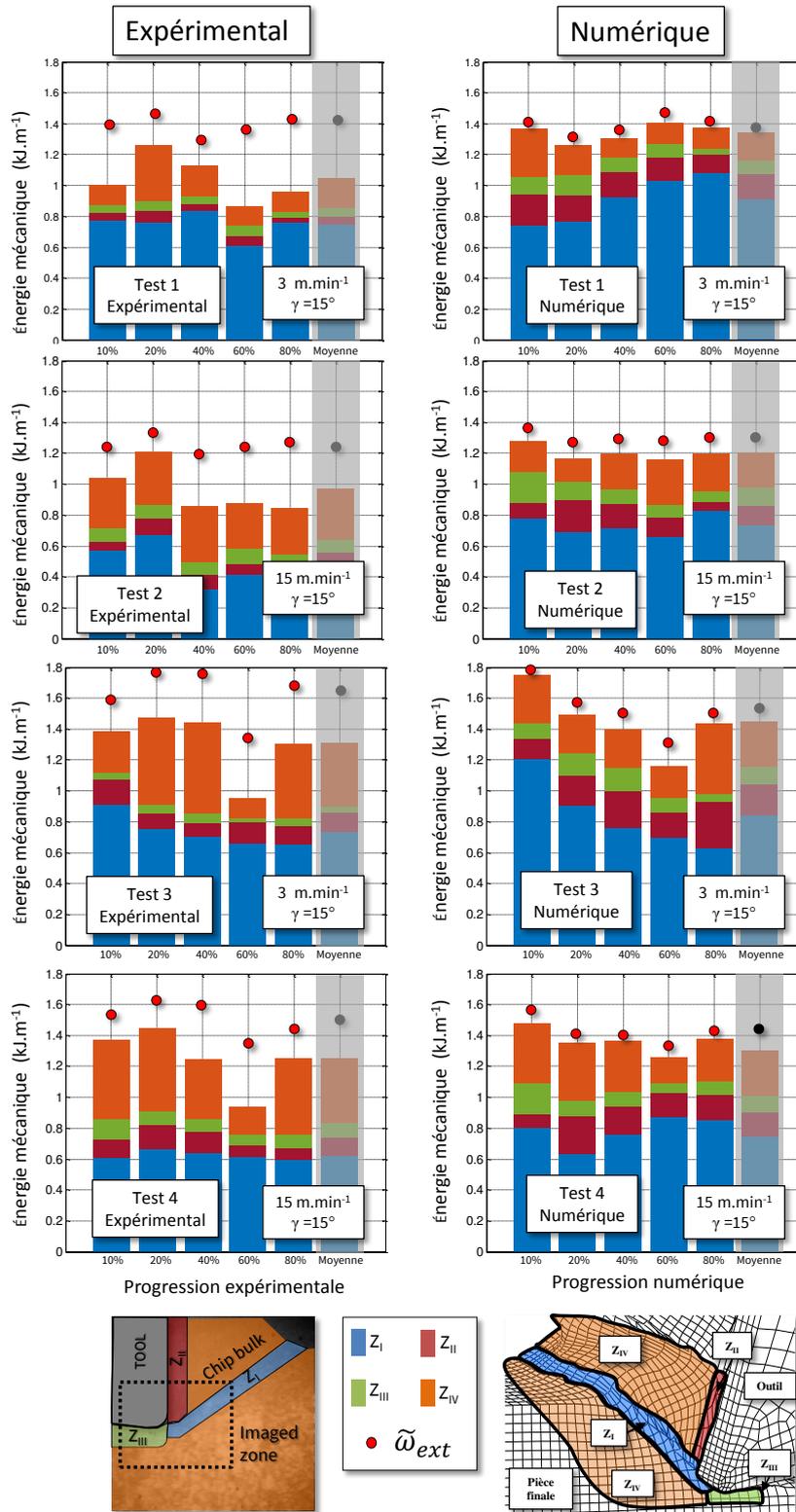


FIGURE 5.20 – Comparaison expérimentale/numérique en énergie consommée dans chaque zone de coupe et durant les phases de formation d'un feston

un premier temps, notre modèle. De plus, on s'aperçoit que son évolution dépend des conditions de coupe et de la phase de progression dans la formation du feston.

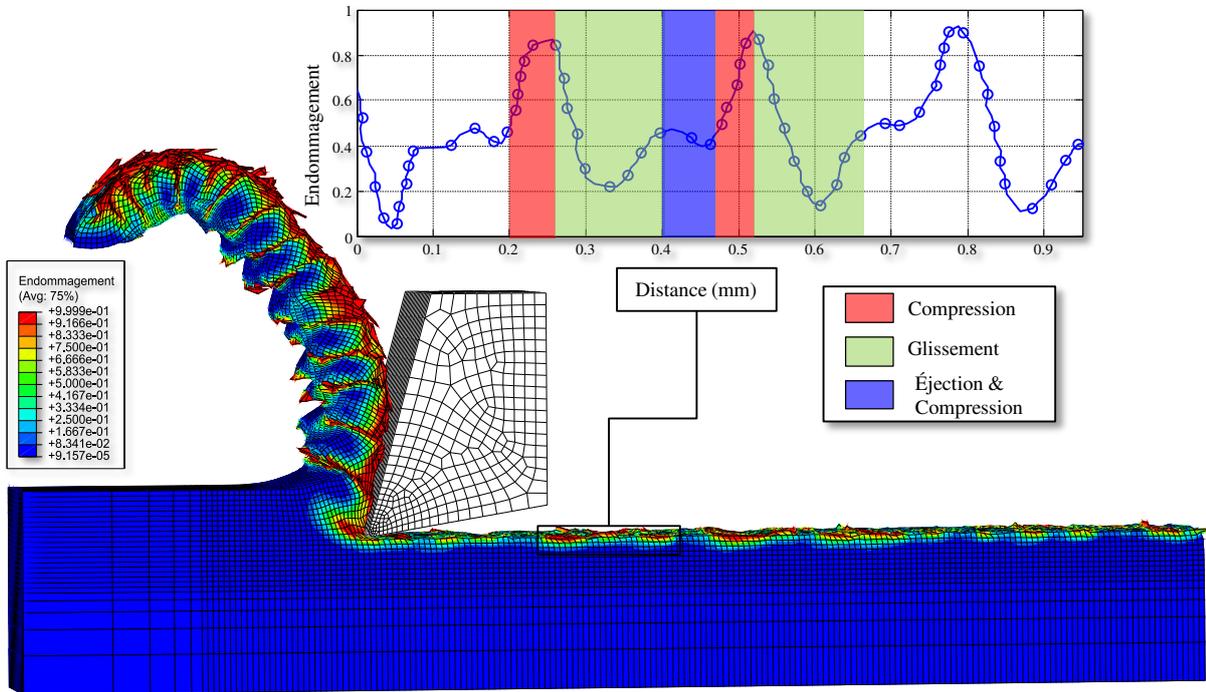


FIGURE 5.21 – Investigation des zones endommagées dans la pièce finale. Test2( $V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}$ ,  $\gamma = 15^\circ$ ) : révélation des différentes phases de formation d'un feston suivant le trajet de coupe. Présence des pics importants en endommagement liés à chaque phase de compression

Observons plus en détail la contribution de chaque zone de coupe. La zone de cisaillement primaire demeure toujours la zone la plus importante en terme de consommation d'énergie mécanique. De plus, elle est très influencée par les conditions de coupe. Comme cela a été montré, l'effet de l'augmentation de la vitesse de coupe tend à réduire spatialement la zone de consommation (localisation plus importante). Par contre, l'emploi d'un angle de coupe nul engendre des contraintes additionnelles par rapport aux angles de coupe positifs, ce qui mène à une énergie consommée plus élevée.

Les zones secondaires et tertiaires sont très différentes en terme de consommation énergétique. Si la consommation de la zone secondaire est modeste dans la phase initiale (compression), la zone tertiaire  $Z_{III}$  présente, quant à elle, le maximum d'énergie consommée. Pendant la phase de glissement du feston, une diminution progressive de la consommation énergétique de la  $Z_{III}$  est observée alors que la zone  $Z_{II}$  montre une augmentation. Cet effet apparaît clairement dans les tests 3 et 4 où le frottement à l'interface de coupe est plus prononcé.

En observant la surface finale de la pièce usinée ainsi que les zones fortement affectées par l'endommagement dans la figure 5.21, on peut distinguer aisément les différentes phases de formation d'un feston.

- **Phase I** : la phase de compression, qui se caractérise, dans ce cas, par un pic important en endommagement, correspondant à la forte dissipation observée en

$Z_{III}$  à cet instant.

- **Phase II** : l'endommagement diminue progressivement une fois que le glissement du feston est activée. La dissipation en  $Z_{III}$  diminue progressivement pour atteindre un minimum généralement entre 60 % et 80 % de progression.
- **Phase III** : elle correspond à l'éjection du feston ( $n$ ) mais surtout à la phase I du feston ( $n + 1$ ). Cette dernière phase traduit donc la simultanéité de l'éjection de feston et le début de formation d'un autre. On observe dans cette phase une remontée progressive de l'endommagement.

Pour conclure sur ce point, tout semble indiquer que la surface usinée est affectée principalement durant la phase de compression du feston, ce qui relie une fois encore les contraintes résiduelles dans la pièce à la géométrie de l'outil.

La consommation énergétique de la zone  $Z_{IV}$  est très influencée par les conditions de coupe. Elle se présente comme la deuxième source de consommation énergétique après la zone  $Z_I$ , bien qu'elle ne soit pas en contact direct avec l'outil.

De toutes les conditions de coupe présentées dans la figure 5.20, on peut affirmer que les tests avec un angle positif sont les plus stables.

Si l'écart expérimental trouvé entre les énergies extérieure et intérieure est principalement lié à la taille de la zone capturée, l'écart numérique peut être justifié par la distorsion excessive des éléments ainsi que leur suppression au cours de la formation des festons.

## 5.4 Mécanismes d'enlèvement de la matière

La démarche adoptée s'est articulée, dans un premier temps, sur l'analyse, l'identification et la caractérisation des phénomènes régissant les mécanismes d'enlèvement de la matière. Dans un deuxième temps, elle a permis d'affiner leur prise en compte à travers des lois spécifiques qui, par la suite, ont été implémentées dans un modèle de coupe EF 3D lagrangien. Même si les apports physiques sont clairement visibles, les performances du modèle développé méritent encore quelques améliorations par rapport aux formulations numériques choisies. En revanche, les comparaisons menées précédemment ont démontré la bonne sensibilité du modèle aux conditions de coupe, ainsi que son aspect prédictif par rapport aux phénomènes thermomécaniques. De ce fait, les simulations effectuées avec ce modèle apparaissent plutôt concluantes et semblent capables de fournir des informations fiables quant aux trajets de fissuration et aux cinétiques d'évolutions des grandeurs physiques et mécaniques lors de la formation des festons.

Comme on l'a présenté dans le premier chapitre, plusieurs chercheurs se sont focalisés, à travers des analyses spécifiques (in-situ, post-mortem, simulations numériques, ...), sur la révélation des mécanismes d'enlèvement de la matière gouvernant cette morphologie particulière de copeau. Ces travaux ont été discutés dans le paragraphe 1.4.1 du chapitre 1, et ils ont été classés suivant trois groupes selon la théorie adoptée. Ainsi, il est intéressant, dans un premier temps, de se positionner par rapport à ces théories puis d'apporter une contribution à ces travaux via nos investigations in-situ et le modèle numérique développé.

A partir de ces trois théories, il est clairement justifié dans notre cas que le phénomène d'apparition des bandes de cisaillement adiabatiques ne peut expliquer à lui seul la formation de cette morphologie particulière de copeau. Cette constatation nous renvoie

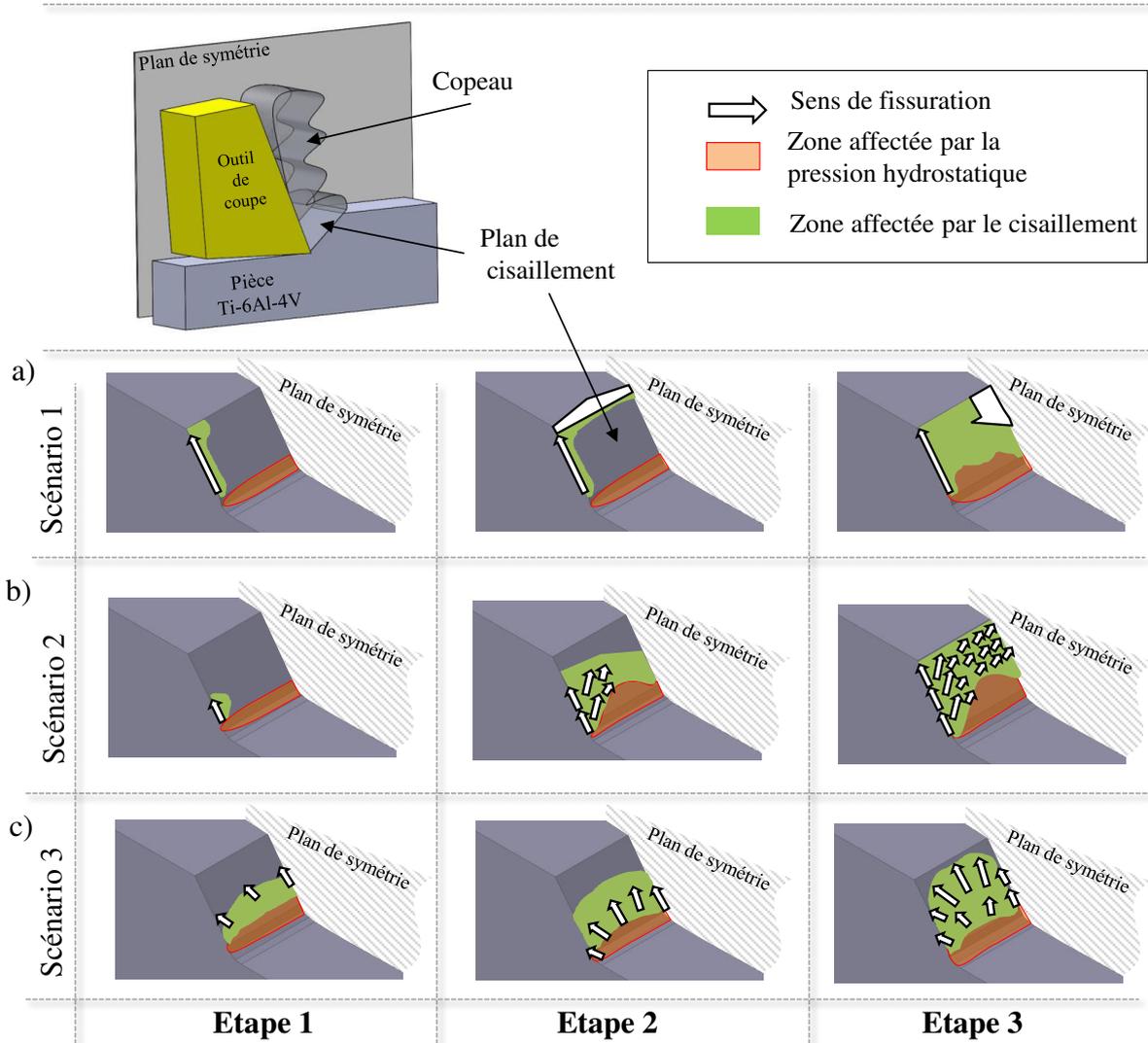


FIGURE 5.22 – Scénarios de propagation de fissure envisageables dans la formation d’un feston (inspirée des travaux de [Germain 2013])

vers les clichés MEB effectués (chapitre 2 paragraphe 2.3) où une fissuration importante est observée, à chaque fois, dans la zone de cisaillement primaire. De ce fait, l’élimination de cette hypothèse nous oriente vers les théories développées par rapport à la propagation de fissure.

Bien que les travaux effectués à ce sujet montrent qu’il existe plusieurs scénarios de propagation de fissure, on s’aperçoit qu’un accord est implicitement établi concernant la zone d’initiation de fissure. En effet, nos observations in-situ montrent clairement et pour toutes les conditions opératoires retenues, qu’une fissuration s’amorce au niveau de la pointe de l’outil et qu’elle se propage le long du plan de cisaillement vers le bord libre supérieur de la pièce. Les observations in-situ menées par Pottier *et al.* [Pottier 2014a] sur un Ti-6Al-4V, ainsi que les investigations micrographiques de Komanduri et von Turkovich [Komanduri 1981] sur un copeau du même matériau soutiennent cette constatation.

Après l’initiation de la fissure, plusieurs scénarios sont envisageables pour sa propaga-

tion. Ils sont présentés de manière schématique et simplifiée dans la figure 5.22.

- **Scenario 1** : initialement amorcée sur les cotés du copeau, la fissure se propage dans la direction de la zone de cisaillement primaire vers le bord libre de la matière comme l'indique la figure 5.22.a. Le glissement progressif du copeau sur la zone de cisaillement primaire, couplé à cette propagation de fissure, génère une discontinuité au niveau de la surface supérieure de la pièce, source d'une nouvelle fissuration qui va se propager vers la pointe de l'outil. Cette deuxième fissuration est alors l'élément principal du processus de glissement du feston. Cependant, ce phénomène a été bien discuté dans la littérature suite à des analyses micrographiques des copeaux polis. Cette considération d'une fissure qui se développe en contre-sens de formation de feston a été formalisée, initialement, par Nakayama *et al.* [Nakayama 1988] dans les années 70 suite à des observations micrographiques sur des copeaux en acier durci, puis, elle a été soutenue par plusieurs chercheurs comme Vyas et Shaw [Vyas 1999] à travers des analyses microscopiques sur un copeau d'un alliage de titane. Par ailleurs, comme nous l'avons souligné précédemment, les expertises micrographiques des copeaux polis ne reflètent pas forcément la véritable histoire de propagation de la fissure. Le polissage d'un copeau a tendance à ôter toute trace de fissuration, ce qui peut conduire à des fausses pistes.
- **Scenario 2** : ce scénario se manifeste d'une manière très différente par rapport au premier (Figure 5.22.b). Après avoir démarré au niveau de la pointe de l'outil, une bifurcation de la fissure vers l'intérieur de la zone de cisaillement est observée. Elle a une tendance à contourner la zone affectée par la pression hydrostatique en se dirigeant vers le bord libre de la matière. Fondée par Hua et Shivpuri [Hua 2004], cette approche est principalement basée sur un calcul numérique par EF prenant en compte un critère énergétique de la rupture ductile, puis validée suite à des comparaisons avec des analyses en post-mortem sur des copeaux en Ti-6Al-4V. Toutefois, le copeau a été poli et les traces de fissuration sont à peine perceptibles sur les clichés présentés.
- **Scenario 3** : si le deuxième scénario se base sur un effet conjugué de la pression hydrostatique et de la fissuration, le troisième se caractérise par une forte contrainte hydrostatique qui joue le rôle d'un poussoir afin d'éjecter le feston. La fissure s'initie en périphérie de cette zone et elle se développe le long de la zone de cisaillement jusqu'à atteindre les bords libres de la matière. Les travaux de Germain [Germain 2013] et ceux de Pottier *et al.* [Pottier 2014a] soutiennent cette hypothèse suite à des observations in-situ et des mesures de champs cinématiques dans la zone de cisaillement primaire sur un copeau d'un alliage de titane Ti-6Al-4V. Néanmoins, les auteurs attirent l'attention sur la nécessité d'une validation numérique de leurs travaux avec la bonne prise en compte des phénomènes thermomécaniques gouvernant les mécanismes de formation de copeau. Sur le même matériau, Komanduri et von Turkovich [Komanduri 1981] mènent des investigations MEB sur les copeaux afin d'affirmer cette hypothèse.

Suite à cette description, il apparaît donc indispensable d'apporter une contribution afin de mieux comprendre les mécanismes de fissuration mis en jeu lors de la formation du copeau. Grâce aux apports des études de comportement, d'endommagement et de phé-

nomènes de contact sur les performances numériques du modèle de coupe, une attention particulière a été accordée à ce sujet et une analyse fine des mécanismes d'enlèvement de la matière a été également réalisée. Celle-ci fait l'objet du paragraphe suivant.

### 5.4.1 Apport du modèle de coupe sur les mécanismes d'enlèvement de la matière

Nous allons dans cette partie nous intéresser aux mécanismes d'enlèvement de la matière. Comme nous l'avons déjà évoqué, il est difficile avec des observations post-mortem ou in-situ de formation du copeau de connaître le trajet réel de la fissuration. Bien que l'on observe sur les films obtenus une fissuration qui se déclenche de la pointe de l'outil vers le bord libre de la matière, on s'aperçoit que cette constatation reste insuffisante pour décrire complètement le trajet réel de celle-ci. Ce phénomène s'avère tridimensionnel et les simulations numériques semblent à ce jour le seul moyen d'obtenir des informations à ce sujet.

La figure 5.23 permet d'appréhender l'évolution de trajet du fissuration, de la température, de la dissipation intrinsèque, de la contrainte équivalente de von Mises, de la triaxialité et de la vitesse de déformation pour deux éléments successifs de matière durant les trois phases de la genèse d'un feston numérique.

- **Compression** : pendant cette phase, l'outil entre en contact avec la matière en générant une contrainte hydrostatique importante au niveau du rayon d'acuité. Cet effet se traduit par une triaxialité négative et par une évolution constante de la contrainte de von Mises. Le trajet de déformation dans ces premiers instants apparaît fortement relié à la géométrie de coupe. La température évolue faiblement durant cette phase. Il est intéressant de mentionner que, durant cette phase, i) une déformation hors-plan importante est observée et ii) il semble que cette phase soit celle responsable des états de contraintes dans la surface générée.

Si l'élément de matière sélectionné  $El_1$  présente un niveau modeste de température durant cette phase, parce qu'il est loin de la zone de coupe, on peut mentionner qu'au niveau du rayon d'acuité, une augmentation considérable de la température est clairement perceptible sur les simulations. En effet, à cet endroit et à cet instant, la phase de compression est déjà terminée.

- **Localisation/Propagation** : après cette première compression, la localisation de la déformation est complètement établie et les phénomènes de fissuration s'activent. L'état de déformation et de triaxialité transforment brutalement le phénomène de compression en cisaillement. On observe une bifurcation de la fissure vers le cœur du feston, tout en se dirigeant vers le bord libre de la matière. Dès lors, un pic important en dissipation intrinsèque ainsi qu'une montée très rapide en température et en vitesse de déformation sont observés. Ils sont accompagnés par une chute de contrainte indiquant ainsi la dominance de l'adoucissement thermique durant cette phase. La triaxialité tend vers des valeurs très proches de zéro, témoignant d'un passage vers un mode de cisaillement pur.

L'évolution de la fissure observée s'avère très similaire au deuxième scénario. Néanmoins, la montée très rapide en température pose plusieurs questions quant à la naissance d'une bande de cisaillement adiabatique avant ou pendant la propagation

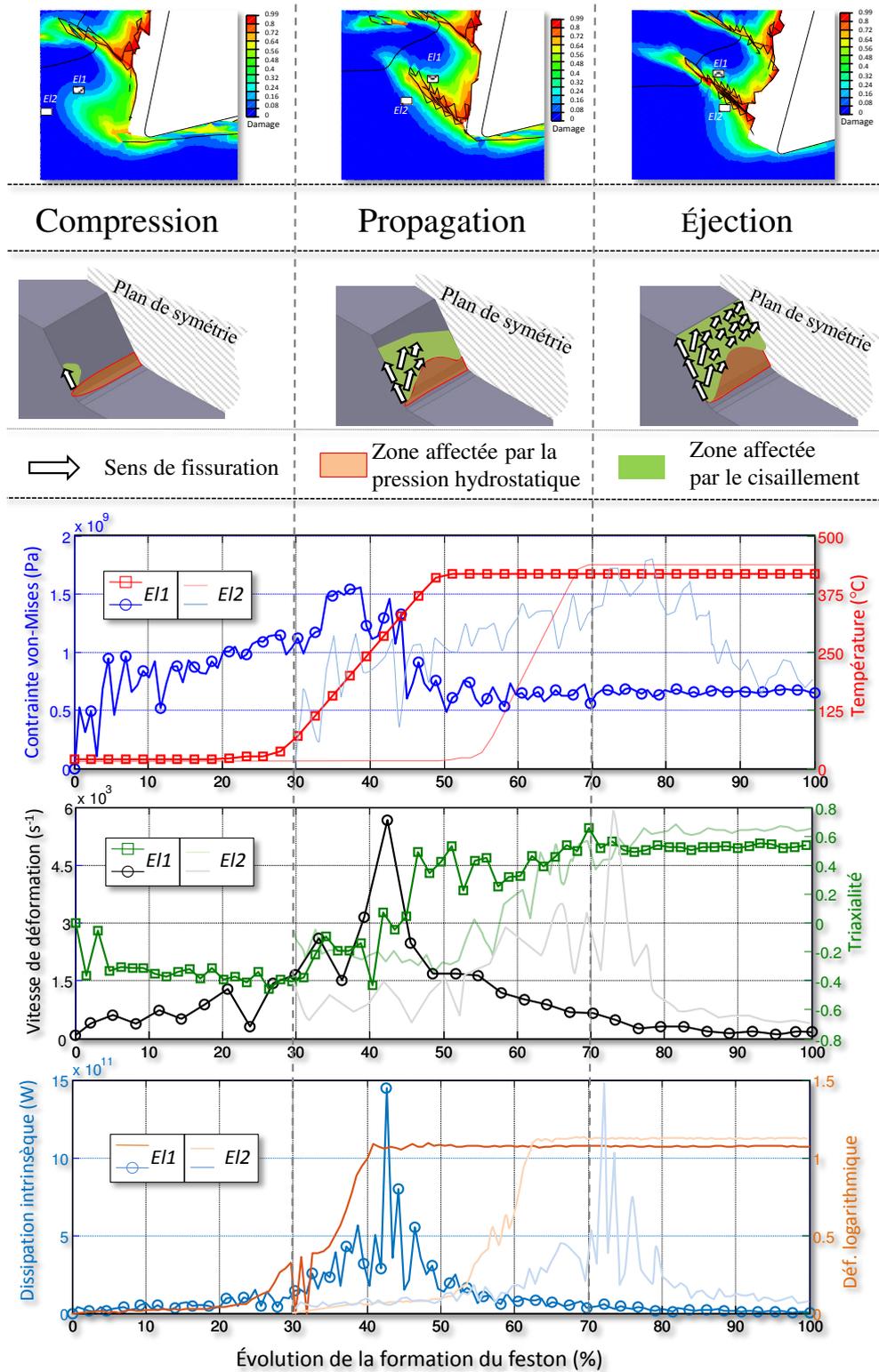


FIGURE 5.23 – Description de l'évolution de la fissure et des grandeurs mécaniques et thermiques durant les trois phases de formation d'un feston numérique pour deux éléments de la matière  $EL_1$  et  $EL_2$  (Test 2 :  $V_c = 15 \text{ m.min}^{-1}$ ;  $\gamma = 15^\circ$ ;  $f = 0.25 \text{ mm}$ )

de fissure. On peut regretter le fait que la séparation de la matière se fasse par le biais de la surpression d'éléments qui ne retracent pas la totalité de l'histoire de l'évolution de la température dans le plan de cisaillement. Cependant, comme l'ont montré les résultats expérimentaux du chapitre 2, l'aspect adiabatique de cette possible bande de cisaillement semble très discutable.

- **Éjection** : la fissure est très avancée dans le plan de cisaillement et le feston a presque son allure définitive. Durant cette phase, la fissure atteint le bord libre de la matière et un glissement rapide du feston est observé. La puissance dissipée tend vers des valeurs nulles, la température se stabilise dans le feston, la contrainte de von Mises diminue vers la valeur de la contrainte résiduelle ( $\sim 0.6 \text{ GPa}$  dans l'exemple numérique de la figure 5.23).

	$\gamma$ ( $^\circ$ )	f (mm)	Vc ( $m.min^{-1}$ )	$T_{max}$ ( $^\circ C$ )	$\dot{T}$ ( $^\circ C.\mu s^{-1}$ )	$\dot{\epsilon}$ ( $s^{-1}$ )
Test 1	15	0.25	3	350	43	2900
Test 2			15	520	109	5900
Test 3	0		3	390	62	2100
Test 4			15	600	152	6000

Tableau 5.4 – Évaluation numérique de l'ordre de grandeur de la vitesse d'évolution de la température ainsi que la température et la vitesse de déformation maximales selon les conditions opératoires

Ces trois étapes sont observées dans tous les cas de figure simulés. De plus, la description de l'évolution d'un élément qui appartient au prochain feston montre un chevauchement entre les phases. Il reflète l'aspect itératif du processus.

Les conditions de coupe ne semblent avoir d'influence que sur l'amplitude des phénomènes, mais pas sur leur nature [Harzallah 2017]. Les fortes contraintes de compression liées à l'emploi d'un angle de coupe nul, ne semblent pas perturber le trajet de fissuration. En revanche, elles affectent beaucoup l'évolution des variables thermomécaniques comme le montre le tableau 5.4 construit à partir d'un élément de matière de la zone de cisaillement primaire.

Afin de valider nos constatations numériques quant aux mécanismes d'enlèvement de la matière, des analyses complémentaires dans les copeaux ont été effectuées. Ces dernières se sont focalisées sur les zones situées entre les festons afin d'observer les éventuelles traces des trajets de fissuration.

Les figures 5.24.a et b permettent de décrire les faciès de cisaillement dans le copeau. Des cupules caractéristiques d'un endommagement ductile par cisaillement sont visibles dans ces zones. Des analyses poussées sur les zones inter-festons ont montré que le plan de cisaillement n'est pas tout à fait continu sur toute la largeur de feston. Hormis la zone affectée par la pression hydrostatique, plusieurs autres zones apparaissent comme des liens entre les festons, qui jouent le rôle de jonction entre les segments. Si les fissures, qui démarrent des deux bords libres de la pointe de l'outil (de deux côtés) vers le cœur du feston franchissent ces zones et se rejoignent, il est alors probable que la fragmentation du copeau soit favorisée. De plus, cette condition semble nécessaire mais pas suffisante pour générer des copeaux élémentaires.

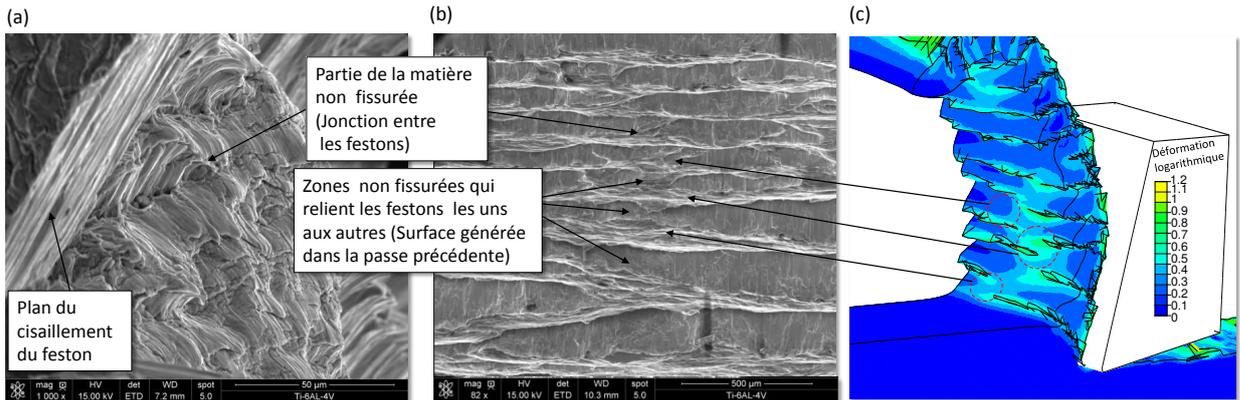


FIGURE 5.24 – *Analyses post-mortem de copeau Ti-6Al-4V (Test 2) : (a) présence des zones non fissurées entre les plans de cisaillement (jonctions ?) (b) identification des jonctions entre les festons expérimentaux (c) identification des jonctions entre les festons numériques*

En reprenant les mécanismes d'enlèvement de la matière précédemment détaillés dans la figure 5.23, on peut constater que cette liaison (jonction ?) entre les festons est une conséquence de deux phénomènes : (i) de la transition entre la zone affectée par la pression hydrostatique et celle affectée par le cisaillement (ii) de la continuité de la surface libre de la matière. De ce fait, les festons formés se trouvent reliés aux festons voisins via cette jonction. Ces constatations sont donc en accord total avec les simulations numériques effectuées comme le montre la figure 5.24.c.

Au terme de cette investigation relative aux mécanismes d'enlèvement de la matière, nous pouvons confirmer les performances prédictives de notre modélisation ainsi que sa bonne sensibilité aux phénomènes physiques régissant la formation des copeaux. Toutefois, il est intéressant de tester la capacité de ce modèle de coupe avec d'autres conditions opératoires comme celles employées à l'échelle industrielle.

### 5.4.2 Simulation numériques avec d'autres conditions de coupe

Bien que les conditions de coupe retenues dans ce travail aient permis d'étudier les phénomènes physiques dans la coupe et de lever plusieurs verrous scientifiques quant aux mécanismes d'enlèvement de la matière, il est intéressant de tester le modèle établi pour d'autres conditions opératoires. De ce fait, quatre autres conditions de coupe ont été retenues à ce sujet et comparées à des références bibliographiques qui sont mentionnées dans le tableau 5.5.

Comme le montre la figure 5.25, ce modèle se caractérise par une très bonne sensibilité aux conditions opératoires. On observe des copeaux festonnés sur toutes les conditions de coupe. Ceci est en accord avec les copeaux expérimentaux relevés par ces auteurs.

En l'absence de moyens de comparaison autres que la morphologie du copeau et l'effort de coupe dans les travaux de Calamaz [Calamaz 2008a] et Barelli [Barelli 2016], une comparaison quantitative a été menée par rapport à la moyenne des efforts. En revanche, les mesures d'efforts et de champs thermiques présentées dans les travaux de Bouchnak [Bouchnak 2010] constituent une meilleure base de données pour juger les performances

de notre modèle.

La figure 5.26 expose les résultats obtenus en termes de moyenne des efforts pour les différents tests simulés, ainsi qu'une comparaison en température maximale dans la zone de cisaillement primaire dans le cas des tests 5 et 6.

	$\gamma$ (°)	f (mm)	$V_c$ ( $m.min^{-1}$ )	Réf.
Test 5	5	0.3	50	[Bouchnak 2010]
Test 6			70	
Test 7*	20	0.15	65	[Barelli 2016]
Test 8	-4	0.2	60	[Calamaz 2008a]

Test 7 : plaquette chanfreinée (angle de chanfrein :  $15^\circ$ , largeur de chanfrein :  $0.078mm$ )

Tableau 5.5 – Nouvelles conditions opératoires retenues pour la simulation de l'usinage de l'alliage de titane Ti-6Al-4V

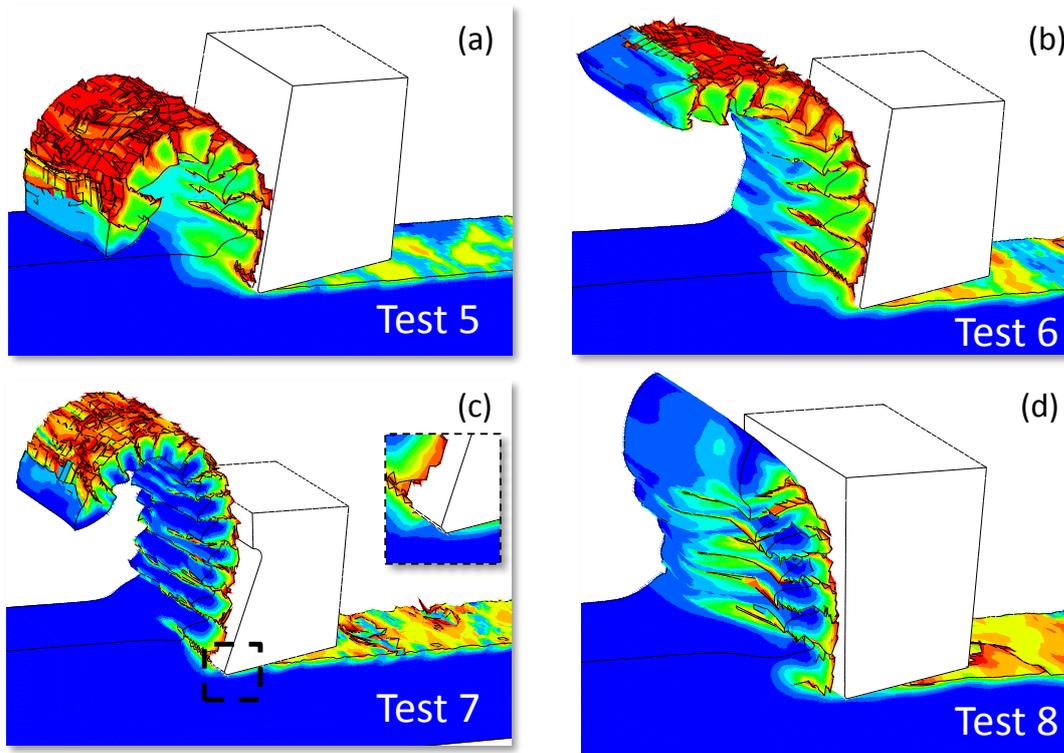


FIGURE 5.25 – Simulations numériques en coupe orthogonale de l'alliage Ti-6Al-4V suivant des conditions de coupe issues de la littérature : a-b) test 5 et test 6 [Bouchnak 2010] c) test 7 [Barelli 2016] d) test 8 [Calamaz 2008a]

Que ce soit en température ou en effort, une corrélation acceptable est observée avec les travaux de Bouchnak [Bouchnak 2010]. L'erreur est raisonnable, elle atteint à peine 10% en effort et tend à diminuer avec les résultats en température. En revanche, une erreur de 15% en effort est observée par rapport aux travaux menés par Barelli [Barelli 2016]. Numériquement, l'emploi d'une arête de coupe chanfreinée engendre une suppression très

importante d'éléments de la matière par rapport à l'utilisation d'un rayon de bec. De ce fait, un écart très important entre les pics en effort est trouvé. De plus, il semble que l'arête chanfreinée affecte considérablement les phénomènes tribologiques à l'interface outil-matière. Cet effet mérite une attention particulière lors de sa prise en compte dans les modèles numériques.

Une légère surestimation de l'effort moyen par rapport aux travaux de Calamaz [Calamaz 2008a] est observée. L'emploi d'un angle de coupe négatif affecte considérablement la morphologie du copeau.

En conclusion, il apparaît que les développements en comportement et en endommagement confèrent une bonne sensibilité du modèle aux conditions de coupe. Par conséquent, une prédiction intéressante quant aux grandeurs mécaniques et thermiques est observée.

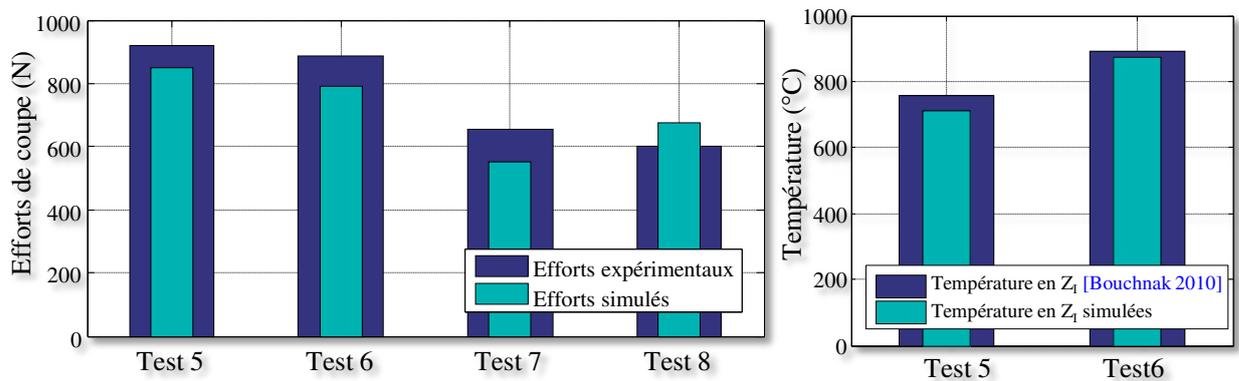


FIGURE 5.26 – Comparaison entre les efforts moyens et les températures dans la zone de cisaillement primaire pour les différents cas de figure issus de la littérature

La démarche mise en place a permis d'affiner la prise en compte de phénomènes physiques intervenant dans le procédé. Même si les apports sont visibles, les performances du modèle développé nécessitent encore des améliorations suivant les conditions de coupe simulées. De ce fait, il est intéressant de se pencher sur les modèles de contact locaux afin de mieux définir les phénomènes tribologiques qui ont lieu à l'interface outil/matière et de décrire d'une manière plus fine les phénomènes de dissipation par endommagement.

## 5.5 Synthèse

L'objectif de ce dernier chapitre était d'intégrer les apports issus des études de comportement, d'endommagement ainsi que de modèle de contact dans un modèle numérique de coupe. Nous avons pu, dans un modèle tridimensionnel en éléments finis, implémenter les lois proposées via deux routines utilisateurs dédiées VUMAT et Vfric. La méthode a été appliquée sur les mêmes conditions de coupe effectuées expérimentalement afin d'établir une confrontation expérimentale/numérique et d'évaluer la robustesse ainsi que l'aspect prédictif du modèle EF 3D.

Les lois proposées ont permis d'introduire une dimension plus physique dans notre modèle de coupe 3D EF. Grâce aux informations en termes de champs cinématique et thermique obtenues expérimentalement, une comparaison originale par rapport aux grandeurs mécaniques, thermiques et géométriques a été mise en place.

Si les efforts de coupe sont globalement bien restitués, le niveau de déformation se trouve plutôt en retrait par rapport à celui de l'expérience. Cette sous-estimation provient principalement de la méthode de suppression des éléments employée pour décrire la décohésion matérielle dans la coupe. Les champs de vitesse de déformation se manifestent, quant à eux, légèrement surestimés, surtout à  $3 \text{ m.min}^{-1}$ . En contrepartie, les champs thermiques relevés numériquement s'approchent fortement des valeurs mesurées expérimentalement et la cinétique thermique est bien restituée spatio-temporellement.

A la fin de cette étape de confrontation, une attention particulière a été accordée à l'énergie mécanique consommée par chaque zone de coupe lors de la formation du feston. Pour cela, une discrétisation spatiale a été effectuée, afin de délimiter localement chaque zone de coupe et de comparer l'énergie mécanique calculée à celle de l'expérience. Si la tendance expérimentale est bien restituée sur les différentes conditions de coupe, il convient de mentionner que les proportions des trois étapes de formation du feston expérimental semblent légèrement différentes. Une diminution progressive de l'énergie mécanique consommée est observée durant les trois phases de la genèse du feston. La zone de cisaillement tertiaire  $Z_{III}$  a montré une énergie consommée importante pendant la phase de compression. En accord avec le niveau élevé d'endommagement trouvé dans la pièce finale pendant cette phase, il apparaît clairement que la maîtrise de l'intégrité de surface passe principalement par la maîtrise de la consommation d'énergie dans la phase de compression.

Parmi les apports majeurs de ce travail, on peut noter ceux qui concernent les mécanismes d'enlèvement de la matière. En tirant profit de l'aspect prédictif du modèle EF 3D développé, les différentes étapes de formation d'un feston (compression, cisaillement et éjection) ont été révélées afin de suivre le trajet tridimensionnel de la fissuration et de décrire simultanément l'évolution des grandeurs mécaniques et thermiques lors du processus de coupe. On observe une fissuration qui se déclenche au niveau du rayon de bec de l'outil suivant un plan de cisaillement avec une bifurcation à l'intérieur du feston. Ce phénomène est constaté sur les différentes conditions de coupe simulées. Afin de consolider nos constatations, des analyses complémentaires post-mortem sur les festons ont été effectuées afin de caractériser l'évolution du plan de cisaillement dans l'épaisseur. Celles-ci ont montré : (i) la direction préférentielle de l'écoulement de la matière et la fissuration dans le plan de cisaillement, (ii) la présence d'une jonction matérielle qui assure le lien entre les festons voisins. Ces investigations tendent à confirmer les constatations numériques quant aux trajets de fissuration.

Finalement, des conditions de coupe issues de la littérature ont été simulées avec ce modèle afin d'évaluer sa robustesse par rapport aux sollicitations similaires à celles employées industriellement. Une bonne corrélation a été trouvée avec ces travaux en termes de morphologie de copeau, d'effort et de température dans la zone de cisaillement primaire.

Néanmoins, même si les apports physiques attendus de cette modélisation sont avérés, les performances du modèle nécessitent encore des améliorations au niveau des conditions de contact adoptées et aussi dans la technique de séparation de la matière. A ce stade de la modélisation, une simulation plus physique du processus de coupe ne peut être atteinte qu'en tenant compte du comportement effectif aux interfaces et avec l'utilisation de méthode poussée dans la séparation de la matière comme le déboutonnage ou le remallage.

# Conclusions et perspectives

L'objectif principal de ce travail était de mettre en place un dispositif expérimental capable d'assurer des mesures de champs cinématique et thermique aux petites échelles en usinage et d'établir un modèle de coupe en éléments finis permettant de retranscrire les phénomènes observés expérimentalement. Cette retranscription s'est portée sur deux axes de recherche. Le premier développement a concerné le comportement thermomécanique du matériau tout en mettant en avant le couplage entre la température et la vitesse de déformation. Le second volet de la modélisation s'est focalisé sur la décohésion matérielle gouvernant la formation du copeau.

## Synthèse des travaux effectués

Le premier chapitre a introduit l'étude tout en mettant en avant les limites des moyens communément utilisés dans la caractérisation des phénomènes physiques en usinage. Il a montré, par ailleurs, le manque réel de dispositifs spécifiques in-situ permettant de caractériser les phénomènes thermomécaniques dans les procédés de mise en forme.

Le deuxième chapitre a commencé, tout d'abord, par présenter le dispositif développé au cours de la thèse qui permet d'assurer des mesures couplées de champs thermique et cinématique au cours de la formation de copeau. Les résultats obtenus avec ce dispositif ont permis de décrire les différentes phases de formation d'un feston et d'observer l'évolution simultanée des grandeurs thermiques et cinématiques. Outre les distinctions possibles sur les grandeurs mesurées (effort, niveau d'élargissement, ...), l'examen des grandeurs thermiques et cinématiques a mis en évidence l'effet de la vitesse de coupe sur la localisation de la déformation. De plus, l'ordre de grandeur du terme laplacien trouvé s'avère très important pour qu'il soit négligé sous l'hypothèse d'adiabaticité. D'autre part, il semble que la contrainte obtenue via le bilan énergétique ne peut expliquer à elle seule la génération de la chaleur. D'autres phénomènes, comme la dissipation par endommagement ainsi que les processus métallurgiques voire tribologiques, pourraient aussi contribuer à l'élévation de température en  $Z_I$ .

Le troisième chapitre a débuté par l'établissement d'un état de l'art sur les modèles de comportement phénoménologiques communément utilisés dans le domaine de la mise en forme, ainsi que les dispositifs de caractérisation dynamiques. Cette partie a mis l'accent sur les limites du modèle de Johnson-Cook et la nécessité de développer une loi plus adaptée dans un procédé thermomécanique aussi complexe que l'usinage. L'étude s'est, par la suite, portée sur des essais en cisaillement (éprouvette chapeau) afin de reproduire les phénomènes observés dans la zone de cisaillement primaire. Les vitesses de sollicitation ont été testées jusqu'à  $1000 s^{-1}$  et les températures ont atteint  $900^\circ C$ . Suite aux évolutions particulières des courbes obtenues, une loi inspirée du modèle de Ludwick a été proposée. Elle permet de décrire le couplage entre la température et la vitesse de déformation pour des niveaux de déformation comparables à celui trouvé en usinage. Compte tenu des limites trouvées dans la méthode de dépouillement analytique, l'identification de la nouvelle loi s'est orientée vers une méthode inverse FEU-F. De plus, une identification de la loi de Johnson-Cook a été menée afin d'établir une comparaison avec la nouvelle loi. Les résultats obtenus suite à cette comparaison ont démontré les performances de notre modélisation.

L'étude de l'endommagement en usinage dans le quatrième chapitre s'est appuyée sur l'évaluation de huit critères largement utilisés dans le domaine de la mise en forme. Une base de données a été mise en place à travers une identification inverse sur plusieurs essais mécaniques (traction, compression, cisaillement ...), couvrant une plage importante en triaxialité et en angle de Lode. Cette comparaison a montré que le critère de Tresca était le plus performant dans la description de l'évolution de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité et de l'angle de Lode. Il assure, par ailleurs, la bonne prise en compte des phénomènes de cisaillement dans la rupture ductile sous une distinction très fine des différentes zones de triaxialité. La variation de la limite à la rupture en cisaillement de ce critère en fonction de la température et de la vitesse de déformation a rendu possible sa transposition dans les procédés thermomécaniques comme l'usinage.

Les apports issus des études de comportement et d'endommagement couplés à un modèle de contact de type *Stick-Slip* ont été enfin implémentés dans une simulation numérique EF 3D grâce à deux routines utilisateurs VUMAT et Vfric.

Le modèle de coupe EF 3D proposé a permis de simuler de manière fiable la formation des copeaux segmentés et d'avoir une description fine des mécanismes d'enlèvement de la matière. L'introduction d'une loi de contact de type *Stick-Slip* a contribué à une prise en compte plus fine des phénomènes tribologiques. Néanmoins, les grandeurs mécaniques et thermiques dans la zone de cisaillement secondaire sont légèrement surestimées. Il apparaît donc intéressant de se focaliser sur une caractérisation tribologique pour cette nuance de Ti-6Al-4V afin d'affiner les résultats dans cette zone.

D'autre part, la méthode de suppression des éléments utilisée pour modéliser la décohérence matérielle en coupe semble très limitée dans la description des mécanismes d'enlèvement de la matière. Les valeurs maximales des grandeurs calculées en  $Z_I$  semblent être occultées par cette technique. D'autre part, l'aspect stochastique du procédé, relevé expérimentalement, n'a pas été pris en compte dans notre modélisation. Ces deux derniers points ont été évoqués au cours des chapitres et représentent les premières perspectives de ce travail de thèse à court terme.

Finalement, les comparaisons effectuées avec la base de données expérimentales se sont révélées très concluantes sur l'aspect prédictif du modèle.

## Perspectives

Au terme de cette étude, il convient de mentionner que la stratégie mise en place pour lever les verrous scientifiques pilotant la formation particulière du copeau a fourni des résultats très intéressants et prometteurs. Le modèle de coupe développé apparaît performant et fiable, dans son intégralité, si l'on s'appuie sur les comparaisons menées en termes des grandeurs mécaniques, thermiques et géométriques. Néanmoins, plusieurs hypothèses adoptées dans notre travail méritent une attention particulière. Pour cela, les perspectives à ces travaux sont nombreuses et touchent les différents domaines abordés au travers des cinq chapitres. On peut donc les classer selon deux catégories : expérimentales et numériques.

- **Perspectives expérimentales**

- Les déformations sévères observées dans la zone de cisaillement secondaire laissent penser que les phénomènes tribologiques ont été très intenses et le comportement dans cette zone confinée ( $\sim 10 - 15\mu m$ ) s'avère très différent que celui de la zone

de cisaillement primaire. Il serait intéressant de reproduire ces phénomènes avec des essais élémentaires afin d'affiner la prise en compte du comportement aux interfaces (coefficient de partage de flux, distinction des zones de contact glissantes et collantes, coefficient de transfert thermique, résistance thermique de contact...).

- Des analyses EBSD et/ou MET sont nécessaires afin d'apporter une interprétation physique aux couches homogènes observées en  $Z_{II}$  (recristallisation ?).

- Des analyses complémentaires sont nécessaires afin de décrire l'évolution de l'émissivité en fonction de la température. Ceci permettrait notamment d'affiner l'identification du champ thermique. De par la nature biphasée du matériau, il est intéressant aussi de caractériser l'émissivité de chaque phase.

- Il convient aussi de travailler avec des caméras visibles et thermiques plus performantes en termes de temps d'intégration, résolution spatiale, fréquence d'acquisition afin de viser des plages de vitesses de coupe plus représentatives de l'échelle industrielle.

- Bien que l'éclairage employé offre une qualité d'images acceptable, il est intéressant de passer vers des techniques plus évoluées comme l'éclairage laser pour garantir des images nettes à des vitesses plus élevées.

- Compte tenu des chargements thermomécaniques complexes sur la face de coupe, il est intéressant de déterminer la température de l'outil et de caractériser son mode d'usure.

- Il serait intéressant de se focaliser sur toute la zone de cisaillement tertiaire afin d'observer in-situ et d'analyser les chargements thermomécaniques appliqués sur la pièce usinée.

### ● Perspectives numériques

- La première perspective numérique de ce travail concerne la méthode de séparation de la matière. Comme nous l'avons déjà mentionné, la méthode de suppression des éléments s'avère handicapante physiquement puisqu'elle ne permet pas de respecter la conservation de la masse. De plus, les valeurs maximales des grandeurs physiques sont souvent éliminées par cette méthode. Il convient donc de travailler avec d'autres méthodes plus performantes comme le déboutonnage ou le remaillage.

- Une description fine de l'interface de coupe consisterait à utiliser une approche locale permettant de retranscrire la résistance thermique de contact ainsi que le coefficient de partage de flux.

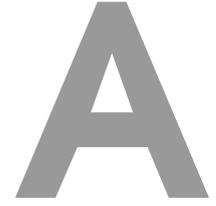
- Compte tenu de la grande disparité dans la géométrie des copeaux formés et l'aspect stochastique de la coupe, le développement de lois probabilistes pilotant les grandeurs physiques devrait être envisagé afin de décrire cette propriété du procédé.

- La loi de comportement développée mérite une attention particulière en ce qui concerne ses paramètres qui évoluent en fonction de la température et de la vitesse de déformation. Il serait pertinent d'attribuer un sens plus physique à ces derniers via leur description à l'échelle microscopique par une modélisation des grains (cellule de Voronoï), de la densité de dislocation et du mouvement des plans de glissement.

- Des questions se posent également quant au temps d'usinage simulé. Il convient d'établir une procédure itérative qui repose sur la génération d'une nouvelle pièce devant l'outil de coupe. Ceci permettrait notamment d'étudier l'effet des chargements thermomécaniques sur l'usure des outils de coupe.

- Il serait intéressant aussi de prendre en compte l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur la part du travail plastique transformé en chaleur (coefficient de Taylor et Quinney  $\beta$ ) afin de remonter plus finement aux grandeurs thermiques dans du procédé.

D'autres perspectives plus générales, peuvent enfin être évoquées. Il serait par exemple intéressant de poursuivre les efforts menés sur les parties expérimentale et numérique pour étudier la coupe oblique. L'approche utilisée ici pourrait également être appliquée à d'autres matériaux. Mais aussi, il serait particulièrement intéressant de se focaliser sur l'intégrité de surface de la pièce finale.



# Calibration métrique et distorsion

## Sommaire

---

<b>A.1</b>	<b>Choix du modèle</b>	<b>207</b>
<b>A.2</b>	<b>Résultats obtenus</b>	<b>207</b>
<b>A.3</b>	<b>Analyse de l'effet de mouvement hors plan sur les résultats cinématiques</b>	<b>209</b>

---

## A.1 Choix du modèle

En pratique, la mise en place d'un dispositif optique requiert un alignement parfait de l'ensemble des éléments optiques. Cependant, réaliser une telle tâche s'avère très délicat. En conséquence, il est légitime de s'interroger sur les erreurs d'alignement, d'autant plus que celles-ci conduisent à une distorsion géométrique de l'image obtenue. En effet, l'utilisation de DIC sur des images déformées conduit à une mauvaise évaluation des champs de déplacement [Pan 2013, Pierré 2016].

Afin de répondre à cette interrogation, la procédure choisie consiste à évaluer les distorsions optiques par une approche de déplacement de corps rigide. Il s'agit de déplacer un mouchetis non déformé dans l'image et de corrélérer les images obtenues avant et après déplacement. En l'absence de distorsion, le champ de déplacement obtenu est constant (translation) et toute déviation autour de cette constante constitue une distorsion  $\Delta = \left( \tilde{\delta}_x(\mathbf{X}) \ \tilde{\delta}_x(\mathbf{Y}) \right)$  telle que :

$$\begin{cases} \delta_x(\mathbf{X}) = u_x^{mesuré}(\mathbf{X}) - u_x^{imposé} \\ \delta_y(\mathbf{X}) = u_y^{mesuré}(\mathbf{X}) - u_y^{imposé} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

## A.2 Résultats obtenus

Les figures A.1.b.e montrent l'allure des champs de déplacement mesurés pour une translation suivant l'axe horizontal ( $x$ ) et l'axe vertical ( $y$ ). Afin d'implémenter une correction de ces distorsions sur les champs de déplacement mesurés lors des essais de coupe, un modèle est utilisé. Ce modèle cherche à approximer les mesures de distorsion effectuées en corrigeant trois types de distorsions géométriques : radiale, prismatique et de décentrage [Weng 1992]. Le formalisme proposé par Garcia [Garcia 2001] conduit à écrire ce

modèle comme suit :

$$\begin{cases} \tilde{\delta}_x(\mathbf{X}) = x (r_1\rho^2 + r_2\rho^4 + r_3\rho^6) + 2d_1xy + d_2 (3x^2 + y^2) + p_1\rho \\ \tilde{\delta}_y(\mathbf{X}) = y (r_1\rho^2 + r_2\rho^4 + r_3\rho^6) + 2d_2xy + d_1 (x^2 + 3y^2) + p_2\rho \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Où  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ , les  $r_i$ ,  $p_i$  et  $d_i$  sont des paramètres identifiés par ajustement de moindre-carré. L'allure des champs de distorsion approximatés est représentée sur les figures A.1.c.f.

Par ailleurs, l'évaluation des grandeurs métriques en coupe (déplacements, vitesses) nécessite la connaissance de la taille métrique du pixel dans le plan objet. Bien que le grandissement total du système ne résulte que de l'objectif réflectif (donc  $\times 15$ ), l'imperfection des éléments optiques du dispositif VISIR (miroirs, lentilles...) et leur alignement peut conduire à modifier légèrement cette valeur. Il est donc préférable de vérifier expérimentalement le grandissement exact obtenu. Des images d'une mire calibrée (à 50 et 31.25 lignes par millimètre) sont donc réalisées sur les deux lignes optiques (Figure A.1.a et d) permettent d'obtenir par transformée de Fourier une taille de pixel de  $1.133\mu\text{m}/\text{pix}$  (grandissement de 15.00) pour la ligne visible et de  $1.981\mu\text{m}/\text{pix}$  (grandissement de 15.14) pour la ligne IR.

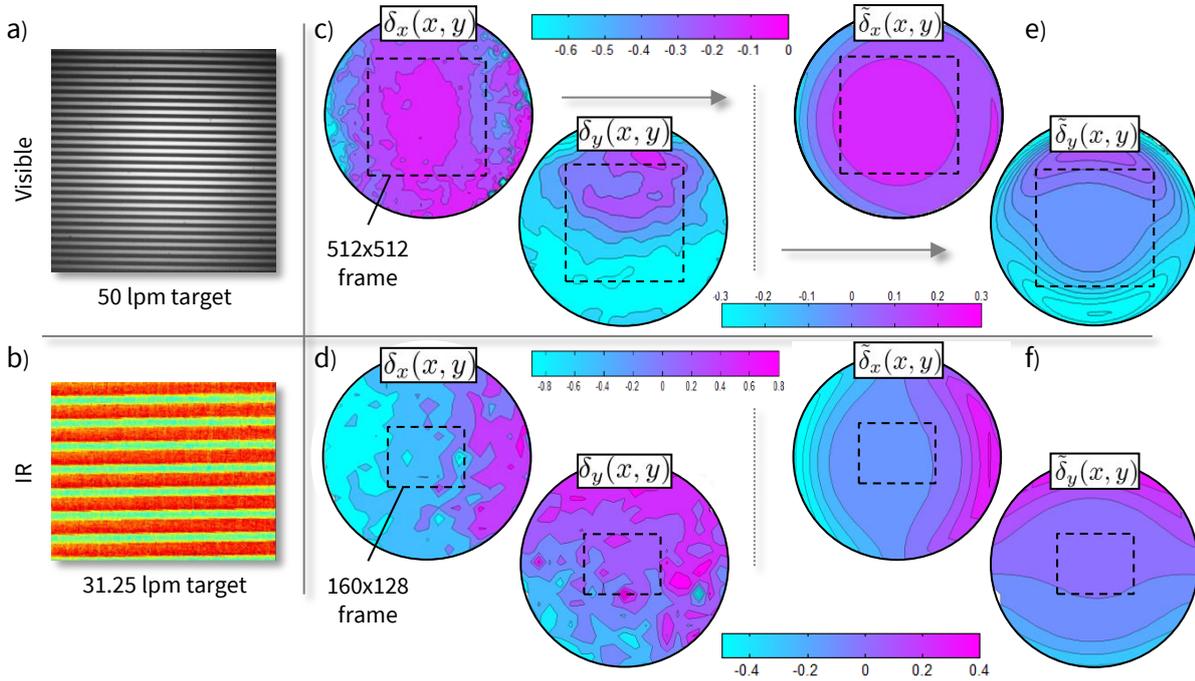


FIGURE A.1 – (a,d) image avec les deux lignes visible et infrarouge de la mire graduée (b,e) hétérogénéité du champ du déplacement résiduel avant l'application de la correction des distorsions (c,f) Homogénéisation du champ de distorsion par l'application du modèle identifié (équations A.2)

### A.3 Analyse de l'effet de mouvement hors plan sur les résultats cinématiques

Les micrographies des copeaux ainsi que les analyses numériques effectuées ont montré que le mouvement hors plan de matière lors de la coupe s'avère non négligeable. Par conséquent, il serait judicieux de quantifier l'erreur liée à ce phénomène. Comme présenté dans la figure 5.11, le déplacement hors plan maximal ne dépasse pas les  $100 \mu m$ .

Afin de quantifier cette erreur, la pièce à usiner a été positionnée devant l'objectif de VISIR et elle a été déplacée suivant l'axe optique du système comme le montre la figure A.2.a. A chaque fois, le déplacement de la pièce a été incrémenté de  $10 \mu m$  par rapport à la distance de travail de référence et des mesures en déformation par corrélation d'images ont été effectuées.

La figure A.2.b montre que l'erreur en déformation s'avère négligeable (Erreur maximale de 0.2%) par rapport aux ordres de grandeur des déformations logarithmiques trouvés ( $H_{eq} \sim 1.6$ ) dans la zone de coupe. De ce fait, aucune correction à ce propos n'a été effectuée dans nos analyses.

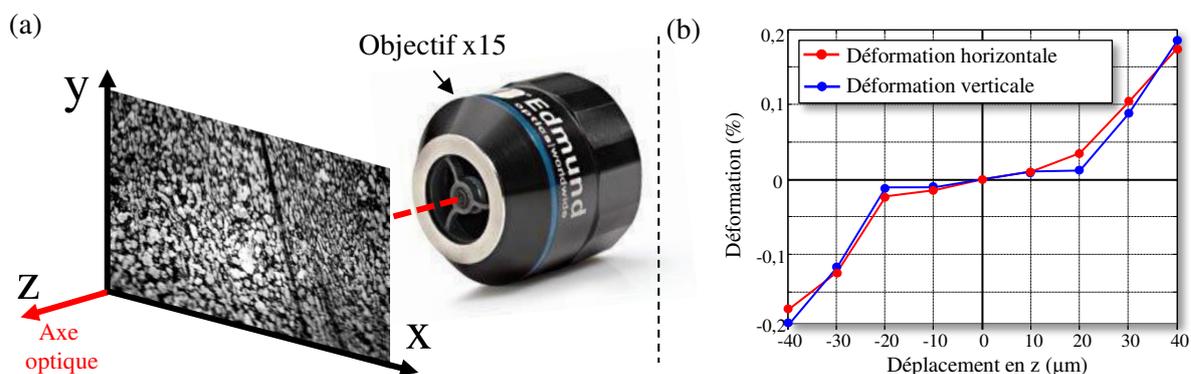


FIGURE A.2 – (a) Schéma de principe de la quantification de l'erreur liée au mouvement hors plan de la matière (b) Estimation de l'erreur hors plan en déformation

Il est intéressant de mentionner que le phénomène de hors plan peut être minimisé par l'utilisation d'un objectif télécentrique [Sutton 2009, Pan 2013].



# B

## Corrélation d'images (DIC) et choix de la taille du motif

### Sommaire

---

<b>B.1</b> Corrélation d'images (DIC) . . . . .	<b>211</b>
<b>B.2</b> Image et qualité de texturation . . . . .	<b>212</b>

---

### B.1 Corrélation d'images (DIC)

Largement développée en France, la technique de corrélation d'images a connu un essor important ces dernières décennies. Sa simplicité d'utilisation, couplée à sa précision dans la détermination des déformations locales en surface, ont fortement encouragé son emploi dans plusieurs domaines allant de la mécanique des matériaux (DIC) jusqu'à la mécanique des fluides.

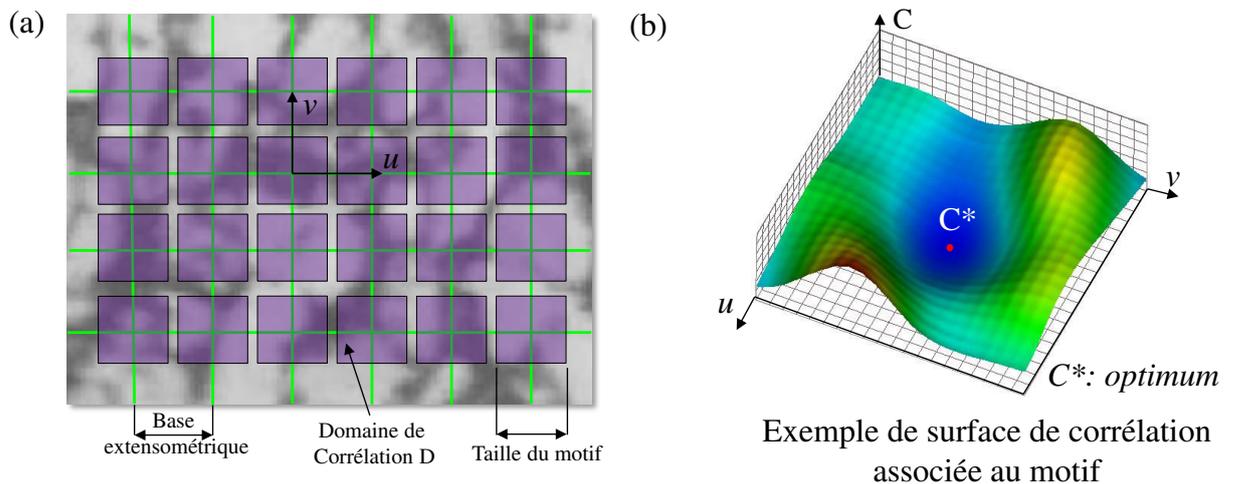


FIGURE B.1 – (a) Image à niveau de gris aléatoire avec la base extensométrique et le domaine de corrélation (b) Surface de corrélation évaluée avec le résidu calculé pour chaque pixel du motif

Quelle que soit l'approche utilisée (globale ou locale), la démarche générique reste identique : elle repose principalement sur la détermination d'un champ de déplacement

d'un même objet, à partir d'une image déformée  $I_n$ , minimisant l'écart de niveaux de gris par rapport à l'image de référence  $I$ . Cet écart de niveau de gris est l'indicateur principal de performance de la corrélation (Figure B.1.b). Appelé aussi coefficient de corrélation  $C$ , il dépend principalement de la taille du motif employé et de la qualité d'image. Toutefois, il peut être exprimé sous forme d'une variation relative de niveau de gris sur l'ensemble de la zone d'étude appelée ROI (*region of interest*).

Plusieurs types de formulations de résidus sont implémentés dans les codes de corrélation. Les travaux menés dans cette étude reposent principalement sur une formulation de type *zero-mean normalized cross correlation*. Cette dernière impose un calcul de résidu  $C$  de la manière suivante :

$$C = 1 - \frac{\sum_{i \in \mathcal{D}} (f(X_i) - \tilde{f}) \times (g(x_i) - \tilde{g})}{\sqrt{\sum_{i \in \mathcal{D}} (f(X_i) - \tilde{f})^2 \times \sum_{i \in \mathcal{D}} (g(x_i) - \tilde{g})^2}}. \quad (\text{B.1})$$

Pour chaque pixel  $i$  de la zone d'étude  $D$ , les deux fonctions  $f$  et  $g$  retournent respectivement le niveau de gris du pixel de coordonnées  $X_i$  et  $x_i$  dans l'image de référence  $I$  et l'image déformée  $I_n$ .  $\tilde{f}$  et  $\tilde{g}$  représentent les moyennes des niveaux de gris sur le motif initial et déformé. Ainsi, la valeur de  $C$  n'est pas affectée par une variation homogène de luminosité entre deux images. Pour des motifs très similaires cette variable tend vers zero. Toutefois, son calcul repose sur l'estimation des niveaux de gris dans l'image déformée avec un déplacement sub-pixels donc une étape d'interpolation. De plus, un algorithme de type gradient afin de minimiser ce paramètre.

Avec cette approche locale, les motifs sont autorisés à se chevaucher ce qui n'est pas le cas pour une corrélation globale. Pour ce dernier type de corrélation, qui est indiscutablement plus performant, la ROI est postulée comme un ensemble continu et la minimisation se fait sur tout le domaine [Hild 2006, Bornert 2009].

## B.2 Image et qualité de texturation

Plusieurs approches ont été développées afin de quantifier la qualité du mouchetis et son incidence sur les mesures cinématiques. Dans cette étude, deux approches de mesure d'incertitude ont été retenues afin de déterminer la taille d'imagette à utiliser pendant la corrélation.

La première méthode appelée MIG (*Mean Intensity Gradient*). Proposée par Pan *et al.* [Pan 2010], elle repose entre autre sur l'estimation de l'incertitude de capture d'une scène immobile (écart type en niveau de gris  $\sigma$ ). Avec cette approche, l'évaluation de l'écart type sur le déplacement est donnée en fonction de l'écart type du bruit  $\sigma$ , du gradient moyen des niveaux de gris  $\delta_f$  et de la taille d'imagette choisie  $n$ .

$$std(u) \approx \frac{\sqrt{2}\sigma}{n * \delta_f} \quad (\text{B.2})$$

La deuxième approche repose sur le mouvement d'un corps rigide afin d'estimer le déplacement résiduel entre la consigne et le résultat obtenu par corrélation d'images,

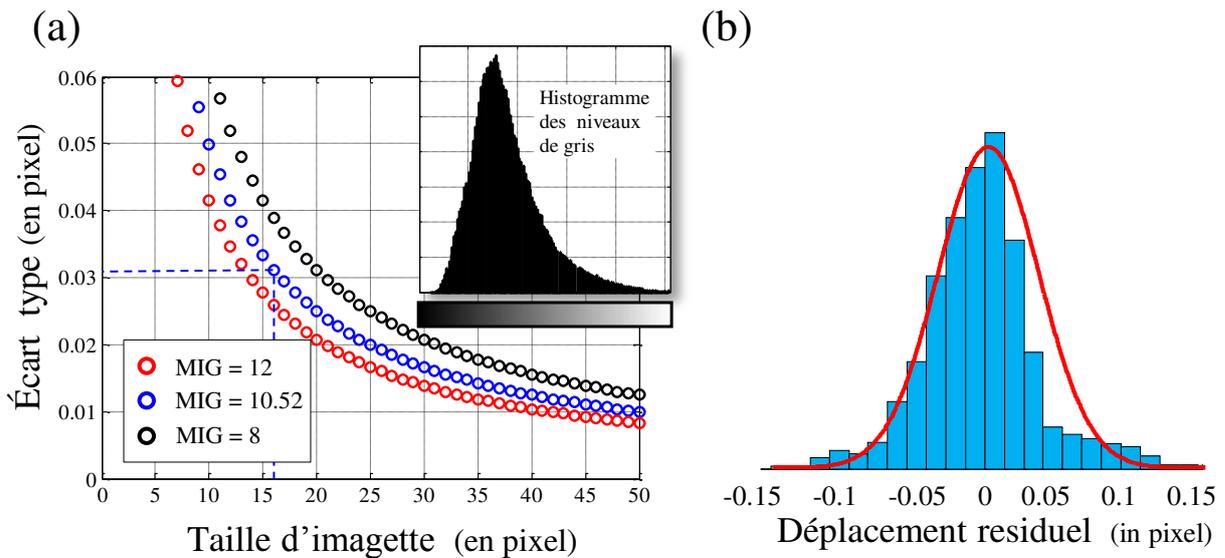


FIGURE B.2 – Évaluation de deux méthodes d'incertitude employées : (a) Méthode MIG : Mean Intensity Gradient (b) déplacement de corps rigide : Motif ( $16 \times 16$  pixels)

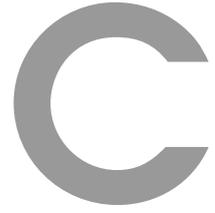
comme présenté dans l'Annexe A. Elle permet d'évaluer l'erreur aléatoire. Le lecteur pourra se reporter à cette référence [Triconnet 2009, Pottier 2014a] pour d'avantage de détails sur cette technique.

La figure B.2 expose les résultats obtenus par les deux approches. A partir des résultats obtenus, il convient de mentionner que le même ordre d'erreur est obtenu pour une taille de motif de ( $16 \times 16$  *pix*). Cette taille de motif engendre une erreur aléatoire qui ne dépasse pas 0.035 pixels avec la méthode du corps rigide alors qu'un MIG de 10.52 assure une erreur de 0.03 pixel (équation B.2).

En utilisant cette taille d'imagette, une erreur cumulative sur 50 images engendre un écart maximal de 1.5 *pix*, ce qui ramène à une erreur maximale inférieure à 10 % avec cette base extensométrique.

En conclusion, on peut affirmer que le polissage de l'éprouvette semble un moyen très pratique et performant dans l'application de la technique de corrélation d'image. En revanche, les grandes déformations de la microstructure lors de la formation de copeau ainsi que la décohésion matérielle obtenue durant cette phase, empêchent le suivi du motif de l'image initiale à l'image finale. Ceci oblige à s'orienter vers la technique de corrélation d'images incrémentale, où l'évaluation du déplacement ne se fait qu'entre deux images successives. Bien que cette méthode ait été appliquée avec succès dans la coupe [Pottier 2014a], il convient de mentionner qu'elle pose plusieurs problèmes lors du calcul des déformations cumulées en un point matériel.





# Résolution de l'équation de la chaleur sous la variation des paramètres physiques en fonction de la température

## Sommaire

---

<b>C.1</b>	<b>Introduction du Problème</b>	<b>215</b>
<b>C.2</b>	<b>Transformée de Kirshoff</b>	<b>216</b>
<b>C.3</b>	<b>Intégration dans l'épaisseur</b>	<b>216</b>
<b>C.4</b>	<b>Évaluation des termes de l'équation de la chaleur</b>	<b>218</b>

---

## C.1 Introduction du Problème

La variation des paramètres physiques en fonction de la température s'avère inévitable pour garantir une bonne interprétation des phénomènes mis en jeu. Les travaux de [Boivineau 2006] sur les paramètres physiques de l'alliage de titane Ti-6Al-4V ont permis de ressortir une évolution linéaire de la conductivité thermique  $\mathbf{k}$ , la densité  $\rho$  ainsi que la chaleur spécifique  $\mathbf{C}_p$  en fonction de la température (équations C.1).

$$\begin{cases} \mathbf{k} = k(\theta) = k_1\theta(\mathbf{x}, t) + k_0 \\ \rho = \rho(\theta) = \rho_1\theta(\mathbf{x}, t) + \rho_0 \\ \mathbf{C}_p = C_p(\theta) = C_1\theta(\mathbf{x}, t) + C_0 \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

$k_1$  est le premier terme de la régression linéaire présentée dans le Tableau C.1 et  $k_0$  est la conductivité thermique à  $20^\circ\text{C}$  (idem pour  $\rho_i$  et  $C_i$ ).  $\theta = T(\mathbf{x}, t) - T_0(\mathbf{x})$  c'est l'écart à l'ambient.

Basé sur les considérations précédentes, on peut écrire l'équation de la chaleur sous la forme suivante :

$$\rho\mathbf{C}_p \frac{d\theta}{dt} - \vec{\nabla} \cdot (\mathbf{k}\vec{\nabla}\theta) = w'_{ch} \quad (\text{C.2})$$

Le paramètre  $w'_{ch}$  présente la puissance calorifique spécifique (i.e. La source interne de la chaleur). Comme mentionné dans le chapitre 1 paragraphe 2.4, le couplage thermoélastique se trouve négligeable par rapport aux grandes déformations trouvées dans le procédé et de ce fait, il n'a pas été pris en considération. Le lecteur pourra s'adresser aux références suivantes pour plus de détails sur ce paramètre [Chrysochoos 1985, Rittel 1999].

	$\rho$	$C_p$	$k$
	$kg \cdot m^{-3}$	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$20^\circ C$	4450	560	6.7
$500^\circ C$	4392	750	9.7

Tableau C.1 – Évolution des paramètres physiques de l’alliage de titane Ti-6Al-4V en fonction de la température [Boivineau 2006].

La seconde hypothèse vise plutôt les sources externes de chaleur. Ce paramètre est supposé indépendant de la température ce qui le fait disparaître en écrivant l’équation de la chaleur dans la configuration de référence  $r_\epsilon(T) = r_\epsilon(T_0)$ .

## C.2 Transformée de Kirshoff

L’emploi de la transformée de Kirshoff dans notre formulation, nous a permis d’exprimer la conductivité thermique à partir d’un potentiel d’énergie libre  $\Psi(T)$ .

$$\begin{cases} \Psi(T) = \int_0^\theta k(\theta') d\theta' \\ \frac{d\Psi}{dt} = \mathbf{k} \frac{d\theta}{dt} \quad \text{et} \quad \vec{\nabla} \Psi = \mathbf{k} \vec{\nabla} \theta \end{cases} \quad (C.3)$$

Par conséquent, l’équation de la chaleur décrite en (C.2) prend la suivante :

$$\underbrace{\frac{\rho C_p}{\mathbf{k}} \frac{d\Psi}{dt}}_{\mathcal{I}(\Psi)} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \Psi)}_{\mathcal{D}(\Psi)} = w'_{ch} \quad (C.4)$$

Avec  $\mathcal{I}(\Psi)$ ,  $\mathcal{D}(\Psi)$  sont respectivement l’inertiel et le diffusive termes.

## C.3 Intégration dans l’épaisseur

Bien que les caméras utilisées fournissent des informations précises en termes de champ thermique et cinématique, il faut rester conscient qu’il s’agit que de l’information bi-dimensionnelle malgré la bonne profondeur de champ.

Par conséquent, l’hypothèse d’uniformité de champs dans l’épaisseur sera inévitablement employée dans notre cas. Dès lors, une intégration dans l’épaisseur de l’éprouvette  $e$  moyennée de l’équation (C.4) a été mise en place afin de s’affranchir de la troisième dimension.

$$\bar{\bullet} = \frac{1}{e} \int_0^e \bullet dz \quad (C.5)$$

Cette hypothèse reflète deux considérations :

- i) La puissance calorifique  $w'_{ch}$  est constante dans l’épaisseur  $\bar{w}'_{ch} = w'_{ch}$
- ii) Le phénomène de conduction est plus important que les pertes radiatives et convectives sur les deux faces latérales de la pièce. Dès lors, il est possible de confondre la température mesurée en surface avec la température dans l’épaisseur.  $\bar{\theta} \approx \theta(z = 0) \approx \theta(z = e)$ .

Dès lors, l'intégration du terme diffusive devient

$$\begin{aligned}
\bar{\mathcal{D}} &= \frac{1}{e} \int_0^e \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) dz \\
&= \frac{1}{e} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^e \Psi dz + \frac{1}{e} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^e \Psi dz + \frac{1}{e} \left[ \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right]_0^e \\
&= \left[ \frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{e} \left[ \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]_0^e \\
&= \Delta_2 \bar{\Psi} + \frac{1}{e} \left[ \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]_0^e
\end{aligned} \tag{C.6}$$

avec  $\Delta_2$  et  $\nabla$  représentant respectivement le laplacien et l'opérateur gradient bidimensionnel.

$$\begin{aligned}
\Delta_2 \bar{\Psi} &= \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \bar{\Psi}) \\
&= \vec{\nabla} \cdot (k(\bar{\theta}) \vec{\nabla} \bar{\theta}) \\
&= \vec{\nabla} \cdot (k_1 \bar{\theta} \vec{\nabla} \bar{\theta} + k_0 \vec{\nabla} \bar{\theta}) \\
&= k_1 \vec{\nabla} \cdot \bar{\theta} \vec{\nabla} \bar{\theta} + k_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \\
&= k_1 (\vec{\nabla} \bar{\theta} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \times \bar{\theta}) + k_0 \Delta_2 \bar{\theta} \\
&= k_1 (\vec{\nabla} \bar{\theta}^2 + \Delta \bar{\theta} \times \bar{\theta}) + k_0 \Delta_2 \bar{\theta} \\
&= k_1 (\vec{\nabla} \bar{\theta})^2 + \mathbf{k} \Delta_2 \bar{\theta}
\end{aligned} \tag{C.7}$$

L'intégration du terme inertiel  $\bar{\mathcal{I}}$  est décrite à travers une dérivée partielle du potentiel d'énergie libre  $\Psi$  et en fonction de la règle de Liebniz.

$$\begin{aligned}
\bar{\mathcal{I}} &= \frac{1}{e} \int_0^e \frac{\rho \mathbf{C}_p}{\mathbf{k}} \frac{d\Psi}{dt} dz \\
&= \frac{\rho \mathbf{C}_p}{\mathbf{k} e} \frac{d}{dt} \int_0^e \Psi dz \\
&= \frac{\rho \mathbf{C}_p}{\mathbf{k}} \frac{d\bar{\Psi}}{dt} \\
&= \rho \mathbf{C}_p \frac{d\bar{\theta}}{dt} \\
&= \rho \mathbf{C}_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)
\end{aligned} \tag{C.8}$$

où  $\vec{v} = \vec{v}(\mathbf{x}, t)$  est le champ de vitesse bidimensionnel. Toutefois, il est important de mentionner que les termes de droite de l'équation (C.6) représentent les conditions aux limites des faces latérales de l'éprouvette. Pour cela, les conditions radiatives et convectives dans les faces latérales et à l'ambient  $T_r$  permettent d'écrire

$$- \left[ \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]_0^e = 2h\bar{\theta} + 2\sigma\epsilon(\bar{T}^4 - T_r^4) \tag{C.9}$$

Finalement, on se ramène à une formulation du problème à l'instant  $t$  à la forme suivante :

$$\rho C_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \right) - k_1 \left( \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)^2 - \mathbf{k} \Delta_2 \bar{\theta} + \frac{2h\theta}{e} + \frac{2\sigma\epsilon}{e} (\bar{T}^4 - T_r^4) = w'_{ch} \quad (C.10)$$

**Remarque :** Sous ce formalisme, l'utilisation de la constante de Stefan-Boltzmann condition impose de travailler avec des températures  $T$  en kelvin (K).

## C.4 Évaluation des termes de l'équation de la chaleur

L'analyse proposée dans notre cas, passe essentiellement par l'évaluation de l'ordre de grandeurs des termes calculés, ensuite, par la description de l'évolution des grandeurs thermiques et cinématiques au cours de la formation de feston.

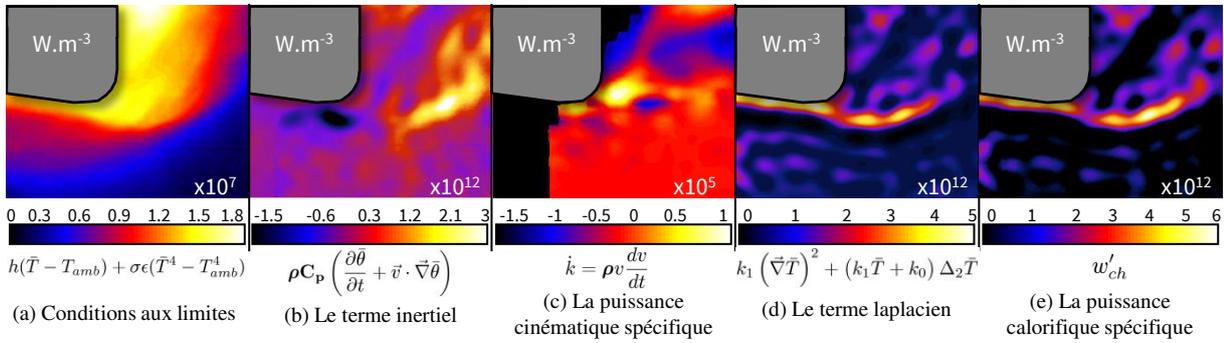


FIGURE C.1 – Les ordres de grandeur trouvés pour chaque terme de l'équation de la chaleur ( $V_c : 15 \text{ m.min}^{-1}$ ,  $\gamma : 0^\circ$ ,  $f : 0.25 \text{ mm}$ )

La figure C.1 permet d'appréhender l'ordre de grandeurs de différents termes d'équation de la chaleur. Malgré les faibles vitesses de coupe employées, il s'avère que les échanges radiatifs et convectifs sont très faibles par rapport au terme inertiel. En revanche, les faibles échanges avec le milieu extérieur ne reflètent dans aucun cas le caractère adiabatique de processus. Au contraire, le terme laplacien se manifeste avec un ordre de grandeur qui dépasse le  $5 \cdot 10^{12} \text{ W.m}^{-3}$  malgré la faible conductivité thermique des alliages de titane. Ceci, remet en question l'hypothèse d'adiabaticité largement employée dans les simulations numériques. De plus, sa valeur se trouve aussi importante que le terme inertiel. Quant aux conditions aux limites, la puissance cinématique spécifique demeure très faible et de ce fait elle a été négligée dans les prochaines analyses.

Le dernier paragraphe a mis en évidence les différents termes de l'équation de la chaleur mais surtout l'importante de la prise en compte du terme laplacien dans les analyses. Suite à cette évaluation, l'équation de la chaleur peut se ramener, dans notre cas, à la formulation suivante :

$$\rho C_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} \right) - k_1 \left( \vec{\nabla} \bar{\theta} \right)^2 - \mathbf{k} \Delta_2 \bar{\theta} = w'_{ch} = \beta \cdot (\sigma : \dot{\epsilon}_p) \quad (C.11)$$

# Bibliographie

- [Abaqus 2013] Simulia Abaqus. *Abaqus documentation*. On line, 2013.
- [Adolfsson 1995] C. Adolfsson et J-E. Ståhl. *Cutting force model for multi-toothed cutting processes and force measuring equipment for face milling*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 35, no. 12, pages 1715 – 1728, 1995.
- [Albrecht 2005] Andreas Albrecht, Simon S. Park, Yusuf Altintas et Günter Pritschow. *High frequency bandwidth cutting force measurement in milling using capacitance displacement sensors*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 45, no. 9, pages 993 – 1008, 2005.
- [Arrazola 2008] P. J. Arrazola, I. Arriola, M. A. Davies, A. L. Cooke et B. S. Dutterer. *The effect of machinability on thermal fields in orthogonal cutting of AISI 4140 steel*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 57, no. 1, pages 65–68, 2008.
- [Arrazola 2015] Pedro-J. Arrazola, Patxi Arstimuno, Daniel Soler et Tom Childs. *Metal cutting experiments and modelling for improved determination of chip/tool contact temperature by infrared thermography*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 64, no. 1, pages 57 – 60, 2015.
- [Arriola 2011] I. Arriola, E. Whitenton, J. Heigel et P.J. Arrazola. *Relationship between machinability index and in-process parameters during orthogonal cutting of steels*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 60, no. 1, pages 93 – 96, 2011.
- [Artozoul 2014] Julien Artozoul, Christophe Lescalier, Olivier Bomont et Daniel Dudzinski. *Extended infrared thermography applied to orthogonal cutting : Mechanical and thermal aspects*. Applied Thermal Engineering, vol. 64, no. 1, pages 441 – 452, 2014.
- [Atlati 2011] S. Atlati, B. Haddag, M. Nouari et M. Zenasni. *Analysis of a new Segmentation Intensity Ratio “SIR” to characterize the chip segmentation process in machining ductile metals*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 51, no. 9, pages 687 – 700, 2011.
- [Atlati 2013] S. Atlati, B. Haddag, M. Nouari et M. Zenasni. *Thermomechanical modelling of the tool–workmaterial interface in machining and its implementation using the ABAQUS VUINTER subroutine*. International Journal of Mechanical Sciences, 2013.
- [Aurich 2006] J.C. Aurich et H. Bil. *3D Finite Element Modelling of Segmented Chip Formation*. Institute for Manufacturing Engineering and Production Management University of Kaiserslautern, Germany, Annals of the CIRP, 2006.
- [Avril 2004] Stéphane Avril, Emmanuel Ferrier, Alain Vautrin, Patrice Hamelin et Yves Surrel. *A full-field optical method for the experimental analysis of reinforced concrete beams repaired with composites*. Composites Part A : Applied Science and Manufacturing, vol. 35, no. 7, pages 873 – 884, 2004.
- [Avril 2008] Stéphane Avril, Marc Bonnet, Anne-Sophie Bretelle, Michel Grédiac, François Hild, Patrick Ienny, Félix Latourte, Didier Lemosse, Stéphane Pagano, Emmanuel Pagnacco et Fabrice Pierron. *Overview of Identification Methods of Mechanical Parameters Based on Full-field Measurements*. Experimental Mechanics, 2008.

- 
- [Ayed 2013] Yessine Ayed. *Approches expérimentales et numériques de l'usinage assisté jet d'eau haute pression : étude des mécanismes d'usure et contribution à la modélisation multi-physiques de la coupe*. PhD thesis, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2013.
- [Ayed 2014] Y. Ayed, G. Germain, W. Ben Salem et H. Hamdi. *Experimental and numerical study of laser-assisted machining of Ti6Al4V titanium alloy*. Finite Elements in Analysis and Design, vol. 92, pages 72–79, 2014.
- [Ayed 2017] Y. Ayed, G. Germain, A. Ammar et B. Furet. *Thermo-mechanical characterization of the Ti17 titanium alloy under extreme loading conditions*. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 90, no. 5-8, pages 1593–1603, 2017.
- [Bahi 2010] Slim Bahi. *Modélisation Hybride du frottement local a l'interface outil copeau en usinage des alliages de métalliques*. PhD thesis, Ecole Nationale supérieure des Arts et Métiers, 2010.
- [Bai 1992] Y. Bai et B. Dodd. *Adiabatic Shear Localisation : Occurrence, Theories and Applications*. Pergamon Press, 1992.
- [Bai 2008] Yuanli Bai et Tomasz Wierzbicki. *A new model of metal plasticity and fracture with pressure and Lode dependence*. International Journal of Plasticity, vol. 24, no. 6, pages 1071–1096, 2008.
- [Bai 2010] Yuanli Bai et Tomasz Wierzbicki. *Application of extended Mohr-Coulomb criterion to ductile fracture*. International Journal of Fracture, vol. 161, no. 1, pages 1–20, 2010.
- [Baizeau 2017] T. Baizeau, S. Campocasso, G. Fromentin et R. Besnard. *Kinematic Field Measurements During Orthogonal Cutting Tests via DIC with Double-frame Camera and Pulsed Laser Lighting*. Experimental Mechanics, vol. 57, no. 4, pages 581–591, Apr 2017.
- [Bäker 2006] M. Bäker. *Finite element simulation of high-speed cutting forces*. Journal of Materials Processing Technology, 2006.
- [Bao 2004a] Yingbin Bao et Tomasz Wierzbicki. *A Comparative Study on Various Ductile Crack Formation Criteria*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 126, no. 3, pages 314–324, jun 2004.
- [Bao 2004b] Yingbin Bao et Tomasz Wierzbicki. *On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 46, no. 1, pages 81–98, 2004.
- [Bao 2005] Yingbin Bao. *Dependence of ductile crack formation in tensile tests on stress triaxiality, stress and strain ratios*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 72, no. 4, pages 505 – 522, 2005.
- [Barelli 2016] Floran Barelli. *Développement d'une méthodologie d'optimisation des conditions d'usinage : application au fraisage de l'alliage de titane TA6V*. PhD thesis, 2016. Thèse de doctorat dirigée par Dessein, Gilles et Cahuc, Olivier Génie Mécanique, Mécanique des Matériaux Toulouse, INPT 2016.
- [Barge 2005] Matthieu Barge. *Étude expérimentale et numérique des mécanismes de coupe par abrasion*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2005.
-

- [Barry 2001] J. Barry, G. Byrne et D. Lennon. *Observations on chip formation and acoustic emission in machining ti-6Al-4V alloy*. International Journal of Machine Tools and Manufacture,, 2001.
- [Basak 2003] D. Basak, R.A. Overfelt et D. Wang. *Measurement of Specific Heat Capacity and Electrical Resistivity of Industrial Alloys Using Pulse Heating Techniques*. International Journal of Thermophysics, Vol. 24, No. 6, November 2003, vol. 24, no. 6, pages 1721–1733, 2003.
- [Battaglia 2001] J.-L. Battaglia, O. Cois, L. Puigsegur et A. Oustaloup. *Solving an inverse heat conduction problem using a non-integer identified model*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 44, no. 14, pages 2671 – 2680, 2001.
- [Bayoumi 1995] A.E Bayoumi et Xie. *Some metallurgical aspects of chip formation in cutting Ti-6wt.%Al-4wt.%V alloy*. Materials Science and Engineering, 1995.
- [Bil 2004] Halil Bil, S.Engin Kılıç et A.Erman Tekkaya. *A comparison of orthogonal cutting data from experiments with three different finite element models*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 44, no. 9, pages 933 – 944, 2004.
- [Blanchet 2015] Florent Blanchet. *Etude de la coupe en perçage par le biais d’essais élémentaires en coupe orthogonale : application aux composites carbone-époxy*. PhD thesis, 2015. Thèse de doctorat dirigée par Landon, Yann et Piquet, Robert Génie mécanique, mécanique des matériaux Toulouse 3 2015.
- [Bodelot 2009] Laurence Bodelot, Laurent Sabatier, Eric Charkaluk et Philippe Dufrénoy. *Experimental setup for fully coupled kinematic and thermal measurements at the microstructure scale of an AISI 316L steel*. Materials Science and Engineering : A, vol. 501, no. 1, pages 52 – 60, 2009.
- [Boivineau 2006] M. Boivineau, C. Cagran, D. Doytier, V. Eyraud, M.H. Nadal, B. Wilthan et G. Pottlacher. *Thermophysical Properties of Solid and Liquid Ti-6Al-4V (TA6V) Alloy*. International Journal of Thermophysics, vol. 27, no. 2, pages 507–529, Mar 2006.
- [Bonnet 2010] Cédric Bonnet. *Compréhension des mécanismes de coupe lors du perçage à sec de l’empilage Ti6Al4V/Composite fibre de carbone*. PhD thesis, Arts et Métiers ParisTech - Centre de Cluny Laboratoire Bourguignon des Matériaux et Procédés, 2010.
- [Boothroyd 1961] G Boothroyd. *Photographic technique for the determination of metal cutting temperatures*. British Journal of Applied Physics, vol. 12, no. 5, page 238, 1961.
- [Bornert 2009] M. Bornert, F. Brémand, P. Doumalin, J.-C. Dupré, M. Fazzini, M. Grédiac, F. Hild, S. Mistou, J. Molimard, J.-J. Orteu, L. Robert, Y. Surrel, P. Vacher et B. Wattrisse. *Assessment of Digital Image Correlation Measurement Errors : Methodology and Results*. Experimental Mechanics, vol. 49, no. 3, pages 353–370, Jun 2009.
- [Bouchnak 2010] Tarek Braham Bouchnak. *Etude du comportement en sollicitations extrêmes et de l’usinabilité d’un nouvel alliage de titane aeronautique :le ti555-3*. PhD thesis, l’École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2010.

- 
- [Bourgeon 2009] Ludovic Bourgeon. *Experimental and numerical study of damage mechanisms during cold forging processes*. Theses, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009.
- [Bouzid 1993] Wassila Bouzid. *Etude expérimentale et numérique de la coupe orthogonale*. PhD thesis, 1993. Thèse de doctorat dirigée par BAPTISTE, DIDIER Sciences appliquées Paris, ENSAM 1993.
- [Bowden 1951] F. P. Bowden et D. Tabor. *The friction and lubrication of solids*. Oxford University Press, 1951.
- [Bridgman 1952] PW Bridgman. New York, McGraw-Hill, 1952.
- [Brozzo 1972] P Brozzo. Proc. 7th biennial Conf., 1972.
- [Cai 2015] S.L. Cai, Y. Chen, G.G. Ye, M.Q. Jiang, H.Y. Wang et L.H. Dai. *Characterization of the deformation field in large-strain extrusion machining*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 216, pages 48 – 58, 2015.
- [Calamaz 2008a] Madalina Calamaz. *Approches expérimentale et numérique de l'usinage à sec de l'alliage aéronautique TA6V*. PhD thesis, Université de bordeaux 1, 2008.
- [Calamaz 2008b] Madalina Calamaz, Dominique Coupard et Franck Girot. *A new material model for 2D numerical simulation of serrated chip formation when machining titanium alloy Ti-6Al-4V*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2008.
- [Calamaz 2011] M. Calamaz, D. Coupard, M. Nouari et F. Girot. *Numerical analysis of chip formation and shear localisation processes in machining the Ti-6Al-4V titanium alloy*. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 52, no. 9, pages 887–895, Feb 2011.
- [Casto 1989] S. Lo Casto, E. Lo Valvo et F. Micari. *Measurement of temperature distribution within tool in metal cutting. Experimental tests and numerical analysis*. Journal of Mechanical Working Technology, vol. 20, pages 35 – 46, 1989.
- [Castro 2006] Luis Ricardo Castro, Pascal Viéville et Paul Lipinski. *Correction of dynamic effects on force measurements made with piezoelectric dynamometers*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 46, no. 14, pages 1707 – 1715, 2006.
- [Chaboche 1981] Jean-Louis Chaboche. *Continuous damage mechanics — A tool to describe phenomena before crack initiation*. Nuclear Engineering and Design, vol. 64, no. 2, pages 233 – 247, 1981.
- [Chae 2007] J. Chae et S.S. Park. *High frequency bandwidth measurements of micro cutting forces*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 47, no. 9, pages 1433 – 1441, 2007. Selected papers from the 2nd International Conference on High Performance Cutting.
- [Changeux 2001] Benoît Changeux. *Loi de comportement pour l'usinage. Localisation de la déformation et aspects microstructuraux*. Thèse de doctorat, ENSAM Paris, 2001.
- [Chern 2005] Gwo-Lianq Chern. *Development of a new and simple quick-stop device for the study on chip formation*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2005.
-

- [Childs 1971] T.H.C. Childs. *A new visio-plasticity technique and a study of curly chip formation*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 13, no. 4, pages 373 – 387, 1971.
- [Chinchanikar 2014] Satish Chinchanikar et S.K. Choudhury. *Evaluation of Chip-tool Interface Temperature : Effect of Tool Coating and Cutting Parameters during Turning Hardened AISI 4340 Steel*. Procedia Materials Science, vol. 6, pages 996 – 1005, 2014. 3rd International Conference on Materials Processing and Characterisation (ICMPC 2014).
- [Christiansen 2015] Peter Christiansen, Jesper Hattel, Niels Bay et Paulo Martins. *Numerical Modelling of Damage Evolution in Ingot Forging*. In Material Forming ESAFORM 2015, volume 651 of *Key Engineering Materials*, pages 237–242. Trans Tech Publications, 8 2015.
- [Chrysochoos 1985] A Chrysochoos. *Bilan énergétique en élastoplasticité grandes déformations, Energy balance for elastic plastic deformation at finite strain*. Journal de Mécanique théorique et appliquée, 1985.
- [Chrysochoos 2000] André Chrysochoos et Hervé Louche. *An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation*. International Journal of Engineering Science, vol. 38, no. 16, pages 1759 – 1788, 2000.
- [Chrysochoos 2008] A Chrysochoos, B Berthel, F Latourte, A Galtier, S Pagano et B Watrisse. *Local energy analysis of high-cycle fatigue using digital image correlation and infrared thermography*. The Journal of Strain Analysis for Engineering Design, vol. 43, no. 6, pages 411–422, 2008.
- [Cockcroft 1968] M G Cockcroft et D J Latham. *Ductility and the workability of metals*. J Inst Metals, vol. 96, no. 1, pages 33–39, 1968.
- [Cotterell 2008] M. Cotterell et G. Byrne. *Dynamics of chip formation during orthogonal cutting of titanium alloy ti-6Al-4V*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, 2008.
- [Coulomb 1776] C Coulomb. *Essai sur une application des regles des maximis et minimis a quelques problemes de statique relatifs a l'architecture*. Mem Acad Roy des Sci, pages 192–235, 1776.
- [Courbon 2012] Cédric Courbon. *Vers une modélisation physique de la coupe des aciers spéciaux : intégration du comportement métallurgique et des phénomènes tribologiques et thermiques aux interfaces*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2012.
- [Courbon 2013] C. Courbon, F. Pusavec, F. Dumont, J. Rech et J. Kopac. *Tribological behaviour of Ti6Al4V and Inconel 718 under dry and cryogenic conditions — Application to the context of machining with carbide tools*. TribologyInternational, 2013.
- [Courbon 2014] C. Courbon, T. Mabrouki, J. Rech, D. Mazuyer, F. Perrard et E. D'Eramo. *Further insight into the chip formation of ferritic-pearlitic steels : Microstructural evolutions and associated thermo-mechanical loadings*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 77, pages 34 – 46, 2014.
- [Davies 2005] M.A. Davies, A.L. Cooke et E.R. Larsen. *High Bandwidth Thermal Microscopy of Machining AISI 1045 Steel*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 54, no. 1, pages 63 – 66, 2005.

- 
- [Delpueyo 2011] D. Delpueyo, X. Balandraud et M. Grédiac. *Applying infrared thermography to analyse martensitic microstructures in a Cu-Al-Be shape-memory alloy subjected to a cyclic loading*. Materials Science and Engineering : A, vol. 528, no. 28, pages 8249 – 8258, 2011.
- [Dewhurst 1978] P. Dewhurst. *On the non-uniqueness of the machining proces*. P, roc. of Roy.So.london, 1978.
- [Dinc 2008] C. Dinc, I. Lazoglu et A. Serpenguzel. *Analysis of thermal fields in orthogonal machining with infrared imaging*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 198, no. 1, pages 147 – 154, 2008.
- [Djavanroodi 2013] F. Djavanroodi et M. Janbakhsh. *Formability Characterization of Titanium Alloy Sheets*. In Jan Sieniawski et Waldemar Ziaja, éditeurs, Titanium Alloys - Advances in Properties Control, chapitre 05. InTech, Rijeka, 2013.
- [Donyo 2002] Y.B Donyo. *Contribution à l'analyse des modes de formation du copeau en usinage grande vitesse du TA6V*. PhD thesis, École Centrale de Nantes et Université de Nantes, 2002.
- [Ducobu 2014] F. Ducobu, E. Rivière-Lorphèvre et E. Filippi. *Numerical contribution to the comprehension of saw-toothed Ti6Al4V chip formation in orthogonal cutting*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 81, pages 77–87, 2014.
- [Ebenezer 2009] P. Ebenezer, Seongyeul Lee, John P Sullivan et Srinivasan Chandrasekar. *Direct measurement of large-strain deformation fields by particle tracking*. Measurement Science and Technology, vol. 20, no. 9, page 095710, 2009.
- [Ernst 1938] H. Ernst. *Physics of metal cutting, Machining of Metals*. American Society for Metals, 1938.
- [Ezugwu 1997] E. O. Ezugwu et Z. M. Wang. *Titanium alloys and their machinability-a review*. Journal of Materials Processing Technology, 1997.
- [Follansbee 1984] P. S. Follansbee, G. Regazzoni et G. Kocks. *The transition to drag-controlled deformation in copper at high strain rates*. Mechanical Properties at High Rates of Strain (Bristol : Institute of Physics), 1984.
- [Fossum 2006] A. F. Fossum et R. M. Brannon. *On a viscoplastic model for rocks with mechanism-dependent characteristic times*. Acta Geotechnica, vol. 1, no. 2, pages 89–106, 2006.
- [Freudenthal 1950] A.M Freudenthal. *The inelastic behaviour of engineering materials and structures Wiley, New York*. 1950.
- [Ganser 2000] H.-P. Ganser, A G Atkins, O Kolednik, F D Fischer et O Richard. *Upsetting of Cylinders : A Comparison of Two Different Damage Indicators*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 123, no. 1, pages 94–99, feb 2000.
- [Gao 2006] Xiaosheng Gao et Jinkook Kim. *Modeling of ductile fracture : Significance of void coalescence*. International Journal of Solids and Structures, vol. 43, no. 20, pages 6277 – 6293, 2006.
- [Garcia 2001] Dorian Garcia. *Measurement of 3-D Shapes or 3-D Displacement Fields Using a Stereo-correlation Based Method*. Theses, Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2001.
-

- [Gary 1994] G. Gary et W.Nawacki. *Essai de cisaillement plan appliquée à des tôles minces*. Journal de physique, 1994.
- [Gaussorgues 1994] G. Gaussorgues. Infrared thermography, volume 5. 1994.
- [Germain 2013] Guenael Germain. *Conditions thermomécaniques de la formation de copeaux en usinage Role des assistances*. Mémoire d’Habilitation à Diriger des Recherches, no. EA 1427, 2013.
- [Ghadbeigi 2008] H. Ghadbeigi, S. R. Bradbury, C. Pinna et J. R. Yates. *Determination of micro-scale plastic strain caused by orthogonal cutting*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 48, no. 2, pages 228–235, 2008.
- [Gilormini 1982] P. Gilormini. *Contribution à la modélisation de la formation du copeau en usinage des métaux*. PhD thesis, ENSM Paris, 1982.
- [González-Fernández 2012] L. González-Fernández, E. Risueño, R.B. Pérez-Sáez et M.J. Tello. *Infrared normal spectral emissivity of Ti-6Al-4V alloy in the 500–1150K temperature range*. Journal of Alloys and Compounds, vol. 541, no. Supplement C, pages 144 – 149, 2012.
- [Gosai 2016] Mehul Gosai et Sanket N. Bhavsar. *Experimental Study on Temperature Measurement in Turning Operation of Hardened Steel (EN36)*. Procedia Technology, vol. 23, pages 311 – 318, 2016. 3rd International Conference on Innovations in Automation and Mechatronics Engineering 2016, ICIAME 2016 05-06 February, 2016.
- [Grédiac 2004] Michel Grédiac. *The use of full-field measurement methods in composite material characterization : Interest and limitations*. Composites Part A : Applied Science and Manufacturing, vol. 35, no. 7-8, pages 751–761, 2004.
- [Grediac 2012] Michel Grediac et Francois Hild. *Full-Field Measurements and Identification in Solid Mechanics*. Wiley-ISTE, 2012.
- [Griffith 1921] A. A. Griffith. *The Phenomena of Rupture and Flow in Solids*, 1921.
- [Guo 2000] Y.B. Guo et D.A Dornfeld. *Finite Element Modeling of Burr Formation Process in Drilling 304 Stainless Steel*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, 2000.
- [Guo 2012] Y. Guo, M. Efe, W. Moscoso, D. Sagapuram, K.P. Trumble et S. Chandrasekar. *Deformation field in large-strain extrusion machining and implications for deformation processing*. Scripta Materialia, vol. 66, no. 5, pages 235 – 238, 2012.
- [Gurson 1977] A L Gurson. *Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth : Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 99, no. 1, pages 2–15, jan 1977.
- [Habak 2006] Malek Habak. *Etude de l’influence de la microstructure et des paramètres de coupe sur le comportement en tournage dur de l’acier à roulement 100Cr6*. PhD thesis, l’École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2006.
- [Hartung 1982] P.D. Hartung, B.M. Kramer et B.F. von Turkovich. *Tool Wear in Titanium Machining*. CIRP Annals, vol. 31, no. 1, pages 75 – 80, 1982.

- 
- [Harzallah 2016] M. Harzallah, T. Pottier, J. Senatore, M. Mousseigne, G. Germain et Y. Landon. *A new behavior model for better understanding of titanium alloys Ti-6Al-4V chip formation in orthogonal cutting*. In AIP Conference Proceedings, volume 1769, 2016.
- [Harzallah 2017] Mahmoud Harzallah, Thomas Pottier, Johanna Senatore, Michel Mousseigne, Guénaél Germain et Yann Landon. *Numerical and experimental investigations of Ti-6Al-4V chip generation and thermo-mechanical couplings in orthogonal cutting*. International Journal of Mechanical Sciences, 2017.
- [Heigel 2017] J.C. Heigel, E. Whitenton, B. Lane, M.A. Donmez, V. Madhavan et W. Moscoso-Kingsley. *Infrared measurement of the temperature at the tool-chip interface while machining Ti-6Al-4V*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 243, pages 123 – 130, 2017.
- [Hijazi 2008] a Hijazi et V Madhavan. *A novel ultra-high speed camera for digital image processing applications*. Measurement Science and Technology, vol. 19, no. 8, page 085503, 2008.
- [Hild 2006] François Hild et Stéphane Roux. *Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties—a review*. Strain, vol. 42, no. 2, pages 69–80, 2006.
- [Hokka 2014] M. Hokka, A. Gomon D.and Shrot, T. Leemet, M. Bäker et V.T. Kuokkala. *Dynamic Behavior and High Speed Machining of Ti-6246 and Alloy 625 Superalloys : Experimental and Modeling Approaches*. Experimental Mechanics, 2014.
- [Holmquist 1991] T.J. Holmquist et G.R. Johnson. *Determination of constants and comparison of results for various constitutive models*. Journal de Physique, 1991.
- [Hor 2011] Anis Hor. *Simulation physique des conditions thermomécaniques de forgeage et d’usinage. Caractérisation et modélisation de la rhéologie et de l’endommagement*. PhD thesis, l’École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2011.
- [Hoyne 2015] Alexander C Hoyne, Chandra Nath et Shiv G Kapoor. *On Cutting Temperature Measurement During Titanium Machining With an Atomization-Based Cutting Fluid Spray System*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, vol. 137, no. 2, pages 24502–24506, apr 2015.
- [Hua 2004] Jiang Hua et Rajiv Shivpuri. *Prediction of chip morphology and segmentation during the machining of titanium alloys*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 150, no. 1, pages 124–133, 2004.
- [Jaspers 1998] S. P. F. C. Jaspers, J. H. Dautzenberg et D. A. Taminiau. *Advanced manufacturing Technoloog Temperature Measurement in Orthogonai Metal Cutting*. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 14, pages 7–12, 1998.
- [Jaspers 2002] S.P.F.C Jaspers et J.H Dautzenberg. *Material behaviour in metal cutting : strains, strain rates and temperatures in chip formation*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 121, no. 1, pages 123 – 135, 2002.
- [Johnson 1983] G.R. Johnson et W.H. Cook. *A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures*. In Proc. 7th Int. Symp. on ballistics, The Hague, Netherlands, 1983.
-

- [Johnson 1985] Gordon R. Johnson et William H. Cook. *Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 21, no. 1, pages 31–48, jan 1985.
- [Johnson 1989] GR Johnson et TJ Holmquist. *Test data and computational strengthen and fracture model constants for 23 materials subjected to large strain, high-strain rates, and high temperatures*. Los Alamos National laboratory, LA-11463-MS, 1989.
- [Julien 2017] Renaud Julien. *Comportement thermomécanique et évolution microstructurale d'un alliage Ti-6Al-4V forgé alpha-Beta, durant la trempe : expérimentations, analyses et modélisation*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat en mécanique des matériaux Ecole nationale des Mines d'Albi-Carmaux 2017.
- [Kachanov 1958] LM Kachanov. *Introduction*. In Introduction to continuum damage mechanics, pages 1–10. Springer, 1958.
- [Kaipio 2007] J. Kaipio et E. Somersalo. *Statistical inverse problems : Discretization, model reduction and inverse crimes*. Journal of Computational and Applied Mathematics, vol. 198, no. 2, pages 493–504, 2007.
- [Kalthoff 1977] J F Kalthoff. *Instability of cracks under impulse loads*. Journal of applied physics, 1977.
- [Kalthoff 2004] Jörg F. Kalthoff et Andreas Bürgel. *Influence of loading rate on shear fracture toughness for failure mode transition*. International Journal of Impact Engineering, 2004.
- [Kang 2000] W. J. Kang et H. Huh. *Crash analysis of auto-body structures considering the strainrate hardening effect*. International Journal of Automotive Technology, 2000.
- [Karp 2013] B. Karp, A. Dorogoy et D. Rittel. *A Shear Compression Disk Specimen with Controlled Stress Triaxiality Under Dynamic Loading*. Experimental Mechanics, 2013.
- [Karpat 2011] Yigit Karpat. *Temperature dependent flow softening of titanium alloy Ti6Al4V : An investigation using finite element simulation of machining*. Journal of Materials Processing Technology, 2011.
- [Kay 2002] G. Kay. *Failure Modeling of Titanium-61-4V and 2024-T3 Aluminum with the Johnson-Cook Material Model*. U.S. Department of Energy, 2002.
- [Kazban 2008] R. V. Kazban, K. M. Vernaza Peña et J. J. Mason. *Measurements of Forces and Temperature Fields in High-Speed Machining of 6061-T6 Aluminum Alloy*. Experimental Mechanics, vol. 48, no. 3, pages 307–317, Jun 2008.
- [Khan 1999] A. Khan et S. Liang. *Behaviors of three BCC metal over a wide range of strain rates and temperatures : experiments and modeling*. International Journal of Plasticity, 1999.
- [Khan 2004] Akhtar S. Khan, Yeong Sung Suh et Rehan Kazmi. *Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys*. International Journal of Plasticity, vol. 20, no. 12, pages 2233 – 2248, 2004.
- [Kim 2007] Jinkook Kim, Guihua Zhang et Xiaosheng Gao. *Modeling of ductile fracture : Application of the mechanism-based concepts*. International Journal of Solids and Structures, vol. 44, no. 6, pages 1844 – 1862, 2007. Physics and Mechanics of Advanced Materials.

- [Klepaczko 1994] J. R. Klepaczko. *An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates. The case of a mild steel*. International Journal Impact Engineering, vol. 15, no. 1, pages 25–39, 1994.
- [Klepaczko 2009] J. R. Klepaczko, A. Rusinek, J. A. Rodríguez-Martínez, R. B. Pecherski et A. Arias. *Modelling of thermo-viscoplastic behaviour of DH-36 and Weldox 460-E structural steels at wide ranges of strain rates and temperatures, comparison of constitutive relations for impact problems*. Mechanics of Materials, vol. 41, no. 5, pages 599–621, 2009.
- [Ko 2007] Y. K. Ko, J. S. Lee, H. Huh, H. K. Kim et S. H. Park. *Prediction of fracture in hub-hole expanding process using a new ductile fracture criterion*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 187-188, pages 358–362, 2007.
- [Komanduri 1981] R. Komanduri et B. V. Turkovich. *New observations on the mechanism of chip formation when machining titanium alloys*. Wear, 1981.
- [Komanduri 2001] R Komanduri et Z.B Hou. *A review of the experimental techniques for the measurement of heat and temperatures generated in some manufacturing processes and tribology*. Tribology International, vol. 34, no. 10, pages 653 – 682, 2001.
- [Korkmaz 2015] Emrullah Korkmaz, B. Arda Gozen, Bekir Bediz et O. Burak Ozdoganlar. *High-frequency Compensation of Dynamic Distortions in Micromachining Force Measurements*. Procedia Manufacturing, vol. 1, pages 534 – 545, 2015. 43rd North American Manufacturing Research Conference, NAMRC 43, 8-12 June 2015, UNC Charlotte, North Carolina, United States.
- [Kouadri 2013] S. Kouadri, K. Necib, S. Atlati, B. Haddag et M. Nouari. *Quantification of the chip segmentation in metal machining : Application to machining the aeronautical aluminium alloy AA2024-T351 with cemented carbide tools WC-Co*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2013.
- [Kudo 1967] K. Kudo H.and Aoi. *Effect of compression test conditions upon fracturing of medium carbon steel*. Journal of Japanese Society of Technology and Plasticity, vol. 18, pages 17 – 27, 1967.
- [kuhn 1977] H.A. kuhn et G.E. Dieter. *Workability in bulk forming processes*. In Fracture ICF4, Waterloo, canada., 1977.
- [Kusiak 2004] Andrzej Kusiak. *Caractérisation thermique des outils revêtus en usinage du bois*. PhD thesis, 2004. These de doctorat dirigée par Battaglia, Jean-Luc Sciences physiques et de l'ingénieur. Sciences du bois Bordeaux 1 2004.
- [Le Calvez 1995] C. Le Calvez. *Etude des aspects thermiques et métallurgiques de la coupe orthogonale d'un acier au carbone*. PhD thesis, Thèse de doctorat, ENSAM-Paris, 1995.
- [Lee 1969] E H Lee. *Elastic-Plastic Deformation at Finite Strains*. Journal of Applied Mechanics, vol. 36, no. 1, pages 1–6, mar 1969.
- [Lee 1998a] Woei-Shyan Lee et Lin Chi-Feng. *High-temperature deformation behaviour of Ti6Al4V alloy evaluated by high strain-rate compression tests*. Journal of Materials Processing Technology, 1998.

- [Lee 1998b] Woei-Shyan Lee et Chi-Feng Lin. *Plastic deformation and fracture behaviour of Ti-6Al-4V alloy loaded with high strain rate under various temperatures*. Materials Science and Engineering : A, vol. 241, no. 1–2, pages 48 – 59, 1998.
- [Lee 2005] W S Lee et S Z Huang. *Deformation and failure behaviour of Ti-6Al-4V alloy under high rate shear loading*. Computational Ballistics II, vol. 40, pages 229–238, 2005.
- [Lee 2006] Seongeyl Lee, Jihong Hwang, M. Ravi Shankar, Srinivasan Chandrasekar et W. Compton. *Large strain deformation field in machining*. Metallurgical and Materials Transactions A, vol. 37, no. 5, pages 1633–1643, 2006.
- [Lemaitre 1985] Jean Lemaitre. *A Continuous Damage Mechanics Model for Ductile Fracture*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 107, no. 1, pages 83–89, jan 1985.
- [Lesuer 1999] Don Lesuer. *Experimental investigation of material models for Ti-6Al-4V and 2024-T3*. 1999.
- [Lesuer 2000] D.R. Lesuer. *Experimental Investigations of Material Models for Ti-6Al-4V Titanium and 2024-T3 Aluminum*. U.S.Department of Transportation/Federal Aviation Administration, DTFA03–97Z-90007, 2000.
- [Li 2006] L. Li et N He. *A FEA study on mechanisms of saw-tooth chip deformation in high speed cutting of Ti-6-Al-4V alloy*. Fifth International conference on High Speed Machining (HSM) Metz, France, pages 759–767, 2006.
- [Liljerehn 2009] A. Liljerehn, V. Kalthori et M. Lundblad. *EXPERIMENTAL STUDIES AND MODELING OF HEAT GENERATION IN METAL MACHINING*. Machining Science and Technology, vol. 13, no. 4, pages 488–515, 2009.
- [Lindner 2015] Dominik Lindner, Florent Mathieu, François Hild, Olivier Allix, Cuong Ha Minh et Olivier Paulien-Camy. *On the Evaluation of Stress Triaxiality Fields in a Notched Titanium Alloy Sample Via Integrated Digital Image Correlation*. Journal of Applied Mechanics, vol. 82, no. 7, page 071014, 2015.
- [List 2004] Gautier List. *Etude des mécanismes d'endommagement des outils carbure WC-Co par la caractérisation de l'interface outil copeau : application à l'usinage à sec de l'alliage d'aluminium aéronautique AA2024 T351*. PhD thesis, 2004. Thèse de doctorat dirigée par Giroto, Franck Sciences de l'ingénieur. Mécanique Paris, ENSAM 2004.
- [List 2005] G. List, M. Nouari, D. Géhina, J.P. Gomez S.and Manaudb, Y. Le Petit-corpsb et F. Girota. *Wear behaviour of cemented carbide tools in dry machining of aluminium alloy*. 15th International Conference on Wear of Materials, 2005.
- [List 2013] G. List, G. Sutter, X. F. Bi, A. Molinari et A. Bouthiche. *Strain, strain rate and velocity fields determination at very high cutting speed*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 213, no. 5, pages 693–699, 2013.
- [Liu 2013] Jian Liu, Yuanli Bai et Chengying Xu. *Evaluation of Ductile Fracture Models in Finite Element Simulation of Metal Cutting Processes*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, vol. 136, no. February 2014, page 011010, 2013.
- [Llanos 2009] I. Llanos, J. A. Villar, I. Urresti et Arrazola. *Finite element modeling of oblique machining using an Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation*. Machining. science and technology, 2009.

- [Longère 2012] Patrice Longère et André Dragon. *Description of shear failure in ductile metals via back stress concept linked to damage-microporosity softening*. Engineering Fracture Mechanics, 2012.
- [Longère 2015] Patrice Longère et Dragon André. *Dynamic vs. quasi-static shear failure of high strength metallic alloys : Experimental issues*. Mechanics of Materials, 2015.
- [Lou 2012] Yanshan Lou, Hoon Huh, Sungjun Lim et Keunhwan Pack. *New ductile fracture criterion for prediction of fracture forming limit diagrams of sheet metals*. International Journal of Solids and Structures, vol. 49, no. 25, pages 3605 – 3615, 2012. New Challenges in Mechanics amp ; Materials for Sheet Metal Forming.
- [Lou 2013] Yanshan Lou, Sung Jun Lim et Hoon Huh. *Prediction of fracture forming limit for DP780 steel sheet*. Metals and Materials International, vol. 19, no. 4, pages 697–705, 2013.
- [Lou 2014] Yanshan Lou, Jeong Whan Yoon et Hoon Huh. *Modeling of shear ductile fracture considering a changeable cut-off value for stress triaxiality*. International Journal of Plasticity, vol. 54, pages 56 – 80, 2014.
- [Louche 2012] Hervé Louche, Pauline Schlosser, Denis Favier et Laurent Orgéas. *Heat Source Processing for Localized Deformation With Non-Constant Thermal Conductivity. Application to Superelastic Tensile Tests of NiTi Shape Memory Alloys*. Experimental Mechanics, vol. 52, no. 9, pages 1313–1328, 2012.
- [Lund 2004] A.C. Lund et C.A. Schuh. *The Mohr–Coulomb criterion from unit shear processes in metallic glass*. Intermetallics, vol. 12, no. 10–11, pages 1159 – 1165, 2004. Bulk Metallic Glasses {III}.
- [Lurdos 2008] Olivier Lurdos. *Lois de comportement et recristallisation dynamique : approches empirique et physique*. PhD thesis, 2008. Thèse de doctorat dirigée par Montheillet, Frank Sciences et génie des matériaux Saint-Etienne, EMSE 2008.
- [Mabrouki 2006] T. Mabrouki et J.-F. Rigal. *A contribution to a qualitative understanding of thermo-mechanical effects during chip formation in hard turning*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 176, no. 1, pages 214 – 221, 2006.
- [Mabrouki 2008] Tarek Mabrouki, François Girardin, Muhammad Asad et Jean-François Rigal. *Numerical and experimental study of dry cutting for an aeronautic aluminium alloy (A2024-T351)*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 48, no. 11, pages 1187 – 1197, 2008.
- [Macdougall 2000] D. Macdougall. *Determination of the Plastic Work Converted to Heat Using Radiometry*. Department of Engineering Science, Oxford University, Oxford, OX1 3PJ United Kingdom., 2000.
- [Macdougall 1999] D.A.S. Macdougall et J. Harding. *A constitutive relation and failure criterion for Ti6Al4V alloy at impact rates of strain*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol. 47, no. 5, pages 1157 – 1185, 1999.
- [Machado 1990] A. R. Machado et J Wallbank. *Machining of titanium and its alloys*. Journal of Engineering Manufacture, 1990.
- [Malvern 1969] Lawrence E Malvern. *Introduction to the Mechanics of a Continuous Medium*. Numeéro Monograph. 1969.

- [Martinez 2014] J.R. Samaca Martinez, X. Balandraud, E. Toussaint, J.-B. Le Cam et D. Berghezan. *Thermomechanical analysis of the crack tip zone in stretched crystallizable natural rubber by using infrared thermography and digital image correlation*. Polymer, vol. 55, no. 24, pages 6345 – 6353, 2014.
- [Mason 1994] J.J. Mason, A.J. Rosakis et G. Ravichandran. *On the strain and strain rate dependence of the fraction of plastic work converted to heat : an experimental study using high speed infrared detectors and the Kolsky bar*. California Institute of Technology, 105-50, Pasadena, CA 911252, USA, 1994.
- [Maynadier 2012] Anne Maynadier. *Couplages thermomécaniques dans les alliages à mémoire de forme : mesure de champs cinématique et thermique et modélisation multiéchelle*. PhD thesis, 2012. Thèse de doctorat dirigée par Lavernhe-Taillard, Karine Mécanique, génie mécanique, génie civil Cachan, Ecole normale supérieure 2012.
- [McClintock 1968] F A McClintock. *A Criterion for Ductile Fracture by the Growth of Holes*. Journal of Applied Mechanics, vol. 35, no. 2, page 363, jun 1968.
- [Merchant 1945] E. Merchant. *Mechanics of the metal cutting process : I Orthogonal cutting and a type 2 chip*. Journal of Applied Physics, 1945.
- [Meyer 2001] H W Meyer et D S Kleponis. *Modeling the high strain rate behavior of titanium undergoing ballistic impact and penetration*. International Journal of Impact Engineering, vol. 26, no. 1-10, pages 509–521, 2001.
- [Meyers 1994] M.A. Meyers, G. Subhash, B.K. Kad et L. Prasad. *Evolution of microstructure and shear-band formation in Alpha-hcp titanium*. Thèse de Doctorat, Eindhoven University of Technology, Netherlands, 1994.
- [Meyers 2001] M. A. Meyers, V. F. Nesterenko, J. C Lasalvia et Q Xue. *Shear localization in dynamic deformation of materials : microstructural evolution and self organization*. Materials Science and Engineering A, 2001.
- [Meyers 2003] M. A. Meyers, Y. B. Xu, Q. Xue, M. T. Pérez-prado et T. R. Mcnelley. *Microstructural evolution in adiabatic shear localization in stainless steel*. Acta Materialia, 2003.
- [Mirone 2010] G. Mirone et D. Corallo. *A local viewpoint for evaluating the influence of stress triaxiality and Lode angle on ductile failure and hardening*. International Journal of Plasticity, vol. 26, no. 3, pages 348 – 371, 2010.
- [Mohr 1914] O Mohr. *Abhandlungen aus dem Gebiete der Technischen Mechanik*. Ernst, Berlin, pages 192–235, 1914.
- [Moulart 2015] Laurence Fouilland Mohamed El Mansori Moulart Raphael. *Développement d'une méthode de mesure de champs cinématiques pour étudier la coupe à chaud*. Congrès Français de Mécanique (CFM 2015), 2015.
- [Moussaoui 2015] K. Moussaoui, M. Mousseigne, J. Senatore et R. Chieragatti. *The effect of roughness and residual stresses on fatigue life time of an alloy of titanium*. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 78, no. 1, pages 557–563, Apr 2015.
- [MSaoubi 2002] R MSaoubi, C Le Calvez, B Changeux et J L Lebrun. *Thermal and microstructural analysis of orthogonal cutting of a low alloyed carbon steel using an*

- infrared—charge-coupled device camera technique*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B : Journal of Engineering Manufacture, vol. 216, no. 2, pages 153–165, 2002.
- [MSaoubi 2011] Rachid MSaoubi et Hariharan Chandrasekaran. *Experimental study and modelling of tool temperature distribution in orthogonal cutting of AISI 316L and AISI 3115 steels*. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 56, no. 9, pages 865–877, Oct 2011.
- [Müller-Hummel 1995] P. Müller-Hummel et M. Lahres. *Quantitative measurement of temperatures on diamond-coated tools during machining*. Diamond and Related Materials, vol. 4, no. 10, pages 1216–1221, 1995.
- [Nabhani 2001] F. Nabhani. *Machining of aerospace titanium alloys*. Robotics and Computer Integrated Manufacturing, 2001.
- [Nahshon 2008] K. Nahshon et J.W. Hutchinson. *Modification of the Gurson Model for shear failure*. European Journal of Mechanics - A/Solids, vol. 27, no. 1, pages 1 – 17, 2008.
- [Nakayama 1988] Kazuo Nakayama, Minoru Arai et Torahiko Kanda. *Machining Characteristics of Hard Materials*. CIRP Annals, vol. 37, no. 1, pages 89 – 92, 1988.
- [Nemat-Nasser 2001] Sia Nemat-Nasser, Wei Guo Guo, Vitali F. Nesterenko, S. S. Indrakanti et Ya Bei Gu. *Dynamic response of conventional and hot isostatically pressed Ti-6Al-4V alloys : Experiments and modeling*. Mechanics of Materials, vol. 33, no. 8, pages 425–439, 2001.
- [Nielsen 2010] Kim Lau Nielsen et Viggo Tvergaard. *Ductile shear failure or plug failure of spot welds modelled by modified Gurson model*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 77, no. 7, pages 1031 – 1047, 2010.
- [Nistor 2005] Ionel Nistor. *Identification expérimentale et simulation numérique de l'endommagement en dynamique rapide : application aux structures aéronautiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [Nouari 2008] Mohammed Nouari, Calamaz Madalina et Girot Franck. *Mécanismes d'usure des outils coupants en usinage à sec de l'alliage de titane aéronautique Ti-6Al-4V*. C r mécanique, 2008.
- [Orteu 2008] Jean-José Orteu, Y. Rotrou, T. Sentenac et L. Robert. *An Innovative Method for 3-D Shape, Strain and Temperature Full-Field Measurement Using a Single Type of Camera : Principle and Preliminary Results*. Experimental Mechanics, vol. 48, no. 2, pages 163–179, Avril 2008.
- [Outeiro 2004] J. Outeiro, A.M. Dias et J.L. Lebrun. *Experimental assessment of temperature distribution in three dimensional cutting process*. Machining science and technology, 2004.
- [Oyane 1980] Moriya Oyane, Teisuke Sato, Kunio Okimoto et Susumu Shima. *Criteria for ductile fracture and their applications*. Journal of Mechanical Working Technology, vol. 4, no. 1, pages 65 – 81, 1980.
- [Özel 2004] Tugrul Özel et Erol Zeren. *Determination of work material flow stress and friction for FEA of machining using orthogonal cutting tests*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 153-154, no. 1-3, pages 1019–1025, 2004.

- [Palchik 2006] V. Palchik. *Application of Mohr–Coulomb failure theory to very porous sandy shales*. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, vol. 43, no. 7, pages 1153 – 1162, 2006.
- [Pan 2008] Bing Pan, Huimin Xie, Zhaoyang Wang, Kemaq Qian et Zhiyong Wang. *Study on subset size selection in digital image correlation for speckle patterns*. Optics express, vol. 16, no. 10, pages 7037–7048, 2008.
- [Pan 2010] Bing Pan, Zixing Lu et Huimin Xie. *Mean intensity gradient : An effective global parameter for quality assessment of the speckle patterns used in digital image correlation*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 48, no. 4, pages 469 – 477, 2010.
- [Pan 2013] Bing Pan, Liping Yu, Dafang Wu et Liqun Tang. *Systematic errors in two-dimensional digital image correlation due to lens distortion*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 51, no. 2, pages 140 – 147, 2013.
- [Pantalé 1996] O. Pantalé. *Modélisation et simulation tridimensionnelles de la coupe des métaux*. PhD thesis, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 1996.
- [Pantalé 2004] O. Pantalé, J.L. Bacaria, O. Dalverny, Rakotomalala R. et S. Caperaa. *2D and 3D numerical models of metal cutting with damage effects – Computer methods in applied mechanics and engineering*. Computers Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2004.
- [Pastor 2008] M.-L. Pastor, X. Balandraud, M. Grédiac et J.-L. Robert. *Applying infrared thermography to study the heating of 2024-T3 aluminium specimens under fatigue loading*. Infrared Physics and Technologies, vol. 51, pages 505–515, 2008.
- [Pieczyska 2006] E. A. Pieczyska, S. P. Gadaj, W. K. Nowacki et H. Tobushi. *Phase-Transformation Fronts Evolution for Stress- and Strain-Controlled Tension Tests in TiNi Shape Memory Alloy*. Experimental Mechanics, vol. 46, no. 4, pages 531–542, Aug 2006.
- [Pierré 2016] J.-E. Pierré, J.-C. Passieux, J.-N. Périé, F. Bugarin et L. Robert. *Unstructured finite element-based digital image correlation with enhanced management of quadrature and lens distortions*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 77, no. Supplement C, pages 44 – 53, 2016.
- [Pomey 1970] J. Pomey. *Bulletin du Cercle d’Etude des Métaux*. 1970.
- [Pottier 2009] T. Pottier, M-P. Moutrille, J-B. Le-Cam, X. Balandraud et M. Grédiac. *Study on the use of motion compensation techniques to determine heat sources. Application to large deformations on cracked rubber specimens*. Experimental Mechanics, vol. 49, pages 561–574, 2009.
- [Pottier 2010] Thomas Pottier. *Identification paramétrique par recalage de modèles éléments finis couplée à des mesures de champs cinématiques et thermiques*. PhD thesis, Université de Savoie, 2010.
- [Pottier 2014a] T. Pottier, G. Germain, M. Calamaz, A. Morel et D. Coupard. *Sub-Millimeter Measurement of Finite Strains at Cutting Tool Tip Vicinity*. Experimental Mechanics, 2014.
- [Pottier 2014b] Thomas Pottier, Hervé Louche, Serge Samper, Hugues Favrelière, Franck Toussaint et Pierre Vacher. *Proposition of a modal filtering method to enhance heat source computation within heterogeneous thermomechanical problems*. International Journal of Engineering Science, 2014.

- 
- [Poulachon 1999] G. Poulachon. *Aspects phénoménologiques, mécaniques et métallurgiques en tournage c-BN des aciers durcis. Application : usinabilité de l'acier 100Cr6. Thèse de doctorat.* PhD thesis, Arts et Métiers Paristech, 1999.
- [Poulachon 2005] G. Poulachon, A. Albert, M. Schluraff et I.S. Jawahir. *An experimental investigation of work material microstructure effects on white layer formation in pcBN hard turning.* International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2005.
- [Puigsegur 2002] L. Puigsegur. *Caractérisation thermique d'un procédé d'usinage par tournage : Approche analytique et par identification de systèmes non entiers.* 2002. Thèse de Mécanique, Université de Bordeaux I, 2543.
- [Pujana 2008] J. Pujana, P. J. Arrazola et J. A. Villar. *In-process high-speed photography applied to orthogonal turning.* Journal of Materials Processing Technology, vol. 202, no. 1-3, pages 475–485, 2008.
- [Ranc 2005] N Ranc, V Pina, G Sutter et S Philippon. *Temperature Measurement by Visible Pyrometry : Orthogonal Cutting Application.* Journal of Heat Transfer, vol. 126, no. 6, pages 931–936, jan 2005.
- [Ranc 2008] N. Ranc, L. Taravella, V. Pina et P. Herve. *Temperature field measurement in titanium alloy during high strain rate loading—Adiabatic shear bands phenomenon.* Mechanics of Materials, vol. 40, no. 4, pages 255 – 270, 2008.
- [Rapier 1954] A C Rapier. *A theoretical investigation of the temperature distribution in the metal cutting process.* British Journal of Applied Physics, vol. 5, no. 11, page 400, 1954.
- [Rech 2002] Joël Rech. *Contribution à la compréhension des modes d'actions tribologiques et thermiques des revêtements en usinage. Application au cas du taillage de dentures à la fraise-mère à grande vitesse.* Theses, Arts et Metiers ParisTech, 2002.
- [Rech 2013] J. Rech, P.J. Arrazola, C. Claudin, C. Courbon, F. Pusavec et J. Kopac. *Characterisation of friction and heat partition coefficients at the tool-work material interface in cutting.* CIRP Annals - Manufacturing Technology, 2013.
- [Recht 1964] R.F. Recht. *Catastrophic Thermoplastic Shear.* J. Appl. Mech, 1964.
- [Rice 1969] J.R. Rice et D.M. Tracey. *On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields.* Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol. 17, no. 3, pages 201 – 217, 1969.
- [Rittel 1999] D. Rittel. *On the conversion of plastic work to heat during high strain rate deformation of glassy polymers.* Mechanics of Materials, 1999.
- [Rittel 2008] D. Rittel et Z.G. Wang. *Thermo-mechanical aspects of adiabatic shear failure of AM50 and Ti6Al4V alloys.* Mechanics of Materials, 2008.
- [Rossetto 1970] Sergio Rossetto et U. Koch. *An Investigation of Temperature Distribution on Tool Flank Surface.* Annals of the CIRP, vol. XVIV, pages 551–557, 1970.
- [Rotrou 2006] Yann Rotrou. *Thermographie courtes longueurs d'onde avec des caméras silicium : contribution à la modélisation radiométrique.* PhD thesis, 2006. Thèse de doctorat dirigée par Magnan, Pierre Optronique Toulouse, ENSAE 2006.
- [Rule 1998] W. K. Rule et S. E. Jones. *A revised form for the Johnson-Cook strength model.* International Journal of Impact Engineering, 1998.
-

- [Rusinek 2001] A. Rusinek et J.R Klepaczko. *Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress*. International Journal of Plasticity, 2001.
- [Sakagami 2008] T. Sakagami, T. Nishimura, T. Yamaguchi et N. Kubo. *A new full-field motion compensation technique for infrared stress measurement using digital image correlation*. Journal of Strain Analysis, vol. 43, pages 539–549, 2008.
- [Sartkulvanich 2004a] P. Sartkulvanich, S. Koppka et T.N. Altan. *Determination of flow stress for metal cutting simulation a progress report*. Journal of Materials Processing Technology, 2004.
- [Sartkulvanich 2004b] Partchapol Sartkulvanich, Frank Koppka et Taylan Altan. *Determination of flow stress for metal cutting simulation—a progress report*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 146, no. 1, pages 61 – 71, 2004. Containing research papers on Sheet Forming, Machining and Tube Hydroforming.
- [Schultz 1997] H Schultz. *Fraisage Grande Vitesse des matériaux métalliques et non métalliques*. Société Française d’Editions Technique SOFETEC, 1997.
- [Sentenac 2013] Thierry Sentenac et Rémi Gilblas. *Noise effect on the interpolation equation for near infrared thermography*. Metrologia, vol. 50, no. 3, page 208, 2013.
- [Seo 2005] Songwon Seo, Oakkey Min et Hyunmo Yang. *Constitutive equation for Ti-6Al-4V at high temperatures measured using the {SHPB} technique*. International Journal of Impact Engineering, vol. 31, no. 6, pages 735 – 754, 2005.
- [Shabara 1996] M A Shabara et A Kandil. *Validity Assessment of Ductile Fracture Criteria in Cold Forming*. vol. 5, no. August, pages 478–488, 1996.
- [Shivpuri 2002] R. Shivpuri, J. Hua, P. Mittal, A.K. Srivastava et G.D. Lahoti. *Microstructure-Mechanics Interactions in Modeling Chip Segmentation during Titanium Machining*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 51, no. 1, pages 71 – 74, 2002.
- [Sidoroff 1980] François Sidoroff. *Mécanique des milieux continus*. Lecture, 1980.
- [Siekman 1955] H Siekman. *How to machine titanium*. Tool Engineer, 1955.
- [Sima 2010] Mohammad Sima et Tuğrul Özel. *Modified material constitutive models for serrated chip formation simulations and experimental validation in machining of titanium alloy Ti-6Al-4V*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2010.
- [Song 2017] X. Song, L. Leotoing, D. Guines et E. Ragneau. *Characterization of forming limits at fracture with an optimized cruciform specimen : Application to DP600 steel sheets*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 126, pages 35–43, 2017.
- [Srinivasan 2010] Kiran Srinivasan. *EXPERIMENTAL DETERMINATION OF STRAIN RATE AND FLOW STRESS IN THE PRIMARY SHEAR ZONE WHILE MACHINING AISI 4340 AND Ti-6Al-4V*. PhD thesis, Wichita State University, 2010.
- [Strenkowski 2004] J.S. Strenkowski, C. C. Hsieh et A. J. Shih. *An analytical finite element technique for predicting thrust force and torque in drilling*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2004.

- [Sur 2016] Frédéric Sur, Benoît Blaysat et Michel Grédiac. *Determining displacement and strain maps immune from aliasing effect with the grid method*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 86, no. Supplement C, pages 317 – 328, 2016.
- [Sutter 2003] G. Sutter, L. Faure, A. Molinari, N. Ranc et V. Pina. *An experimental technique for the measurement of temperature fields for the orthogonal cutting in high speed machining*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 43, no. 7, pages 671 – 678, 2003.
- [Sutter 2005a] G. Sutter. *Chip geometries during high-speed machining for orthogonal cutting conditions*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, vol. 45, no. 6, pages 719 – 726, 2005.
- [Sutter 2005b] G. Sutter et A Molinari. *Analysis of the Cutting Force Components and Friction in High Speed Machining*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, 2005.
- [Sutton 2009] Jean-José Orteu Schreier A Hubert Sutton Michael. Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements, volume 53. 2009.
- [Tanga 2012] Lin Tanga, Zhiyong Chen, Congkun Zhan, Xuyue Yang, Chuming Liu et Hongnian Cai. *Microstructural evolution in adiabatic shear bands of copper at high strain rates : Electron backscatter diffraction characterization*. Materials Characterisation, 2012.
- [Taylor 1933] G.I Taylor et H Quinney. *The latent energy remaining in a metal after cold working*. Proceedings of the Royal Society of London, 1933.
- [Teng 2006] X. Teng et T. Wierzbicki. *Evaluation of six fracture models in high velocity perforation*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 73, no. 12, pages 1653 – 1678, 2006.
- [Thomason 1969] P.F. Thomason. *Tensile plastic instability and ductile fracture criteria in uniaxial compression tests*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 11, no. 2, pages 187 – 198, 1969.
- [Trajkovski 2015] Jovan Trajkovski, Robert Kunc, Vili Pepel et Ivan Prebil. *Flow and fracture behavior of high-strength armor steel PROTAC 500*. Materials and Design (1980-2015), vol. 66, pages 37 – 45, 2015.
- [Trent 2000] E. Trent et M. Wright. Metal cutting. Butterworth-Heinemann, P. K. 2000.
- [Triconnet 2009] Karen Triconnet, Katell Derrien, François Hild et Didier Baptiste. *Parameter choice for optimized digital image correlation*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 47, pages 728–737, 2009.
- [Tvergaard 1984] V. Tvergaard et A. Needleman. *Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar*. Acta Metallurgica, vol. 32, no. 1, pages 157 – 169, 1984.
- [Umbrello 2007] D. Umbrello, R. MSaoubi et J.C. Outeiro. *The influence of Johnson–Cook material constants on finite element simulation of machining of AISI 316L steel*. International Journal of Machine Tools and Manufacture, 2007.
- [Umbrello 2008] Domenico Umbrello. *Finite element simulation of conventional and high speed machining of Ti6Al4V alloy*. journal of materials processing technology, 2008.

- [Vacher 1999] P Vacher, S Dumoulin, F Morestin et S Mguil-Touchal. *Bidimensional strain measurement using digital images*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science, vol. 213, no. 8, pages 811–817, aug 1999.
- [Valiorgue 2013] Frédéric Valiorgue, Alexandre Brosse, Pierre Naisson, Joël Rech, Hédi Hamdi et Jean Michel Bergheau. *Emissivity calibration for temperatures measurement using thermography in the context of machining*. Applied Thermal Engineering, vol. 58, no. 1, pages 321 – 326, 2013.
- [Valoppi 2017] Beatrice Valoppi, Stefania Bruschi, Andrea Ghiotti et Rajiv Shivpuri. *Johnson-Cook based criterion incorporating stress triaxiality and deviatoric effect for predicting elevated temperature ductility of titanium alloy sheets*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 123, no. Supplement C, pages 94 – 105, 2017.
- [Velasquez 2007] Puerta Velasquez, B. Bolle, P. Chevrier et G. Geandier. *Metallurgical study on chips obtained by high speed machining of a Ti6Al4V alloy*. Materials Science and Engineering, 2007.
- [Venugopal 2007] K.A. Venugopal, S. Paul et A.B. Chattopadhyay. *Growth of tool wear in turning of Ti-6Al-4V alloy under cryogenic cooling*. Wear, vol. 262, no. 9, pages 1071 – 1078, 2007.
- [Vernotte 1961] P. Vernotte. *Thermocinétique générale. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air*. 1961.
- [Vigneau 1999] J. Vigneau. Usinage des matériaux aéronautiques à faible usinabilité, chapitre 7285. BM, 1999.
- [Vyas 1999] A Vyas et M C Shaw. *Mechanics of Saw-Tooth Chip Formation in Metal Cutting*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, vol. 121, no. 2, pages 163–172, may 1999.
- [Wang 2017] X.G. Wang, C.H. Liu et C. Jiang. *Simultaneous assessment of Lagrangian strain and temperature fields by improved IR-DIC strategy*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 94, pages 17 – 26, 2017.
- [Weng 1992] J. Weng, P. Cohen et M. Herniou. *Camera calibration with distortion models and accuracy evaluation*. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, vol. 14, no. 10, pages 965–980, Oct 1992.
- [Whitenton 2010] Eric P. Whitenton. *High-Speed Dual-Spectrum Imaging for the Measurement of Metal Cutting Temperatures*. pages NIST Interagency/Internal Report (NISTIR) – 7650, 2010.
- [Wierzbicki 2005a] Tomasz Wierzbicki, Yingbin Bao, Young-Woong Lee et Yuanli Bai. *Calibration and evaluation of seven fracture models*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 47, no. 4, pages 719–743, 2005.
- [Wierzbicki 2005b] Tomasz Wierzbicki, Yingbin Bao, Young-Woong Lee et Yuanli Bai. *Calibration and evaluation of seven fracture models*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 47, no. 4, pages 719–743, 2005.
- [Wulf 1979] G.L. Wulf. *High strain rate compression of titanium and some titanium alloys*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 21, no. 12, pages 713 – 718, 1979.

- [Xu 2006] Y. Xu, Y. Bia et M. A. Meyers. *Deformation, phase transformation and recrystallization in the shear bands induced by high-strain rate loading in titanium and its alloys*. Journal of Materials Sciences and Technology, 2006.
- [Yana 2013] D. P. Yana, T. H. Hilditcha, A. Kishawyb et G. Littlefaira. *On quantifying the strain rate during chip formation when machining aerospace alloy Ti-5553*. In On quantifying the strain rate during chip formation when machining aerospace alloy Ti-5553, page 123 – 128, 2013.
- [Yeo 1992] Swee-Hock Yeo, Woei-Wen Lui et Viet Phung. *A quick-stop device for orthogonal machining*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 29, no. 1, pages 41 – 46, 1992.
- [Yongbo 2008] Xu Yongbo, H.J. Yang et Marc Andre Meyers. *Dynamic recrystallization in the shear bands of Fe-Cr-Nimonocrystal : Electron backscatter diffraction characterization*. Scripta Materialia, 2008.
- [Yoon 2005] Howard W Yoon, David W Allen et Robert D Saunders. *Methods to reduce the size-of-source effect in radiometers*. Metrologia, vol. 42, no. 2, page 89, 2005.
- [Özel 1998] T. Özel et T. Altan. *Modeling of high speed machining processes for predicting tool forces, stresses and temperatures using FEM simulations*. Proceedings of the CIRP International Workshop on Modeling of Machining Operations in Atlanta (Georgia), May 1998.
- [Zener 1944] C. Zener et J. H. Hollomon. *Effect of Strain Rate Upon Plastic Flow of Steel*. Journal of Applied Physics, 1944.
- [Zhang 2011a] Yancheng Zhang. *Numerical simulation approaches and methodologies for multi-physic comprehensions of titanium alloy (Ti-6Al-4V) CUTTING*. PhD thesis, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Nélias, Daniel et Mabrouki, Tarek Mécanique Lyon, INSA 2011.
- [Zhang 2011b] Y.C. Zhang, T. Mabrouki, D. Nelias et Y.D. Gong. *Chip formation in orthogonal cutting considering interface limiting shear stress and damage evolution based on fracture energy approach*. Finite Elements in Analysis and Design, 2011.
- [Zhang 2016a] Dong Zhang, Xiao Ming Zhang et Han Ding. *A Study on the Orthogonal Cutting Mechanism Based on Experimental Determined Displacement and Temperature Fields*. Procedia CIRP, vol. 46, pages 35–38, 2016.
- [Zhang 2016b] Dong Zhang, Xiao-Ming Zhang, Wen-Jie Xu et Han Ding. *Stress field analysis in orthogonal cutting process using digital image correlation technique*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, vol. 139, no. 3, pages 031001–13, 2016.
- [Zhao 2000] J Zhao. *Applicability of Mohr-Coulomb and Hoek-Brown strength criteria to the dynamic strength of brittle rock*. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, vol. 37, no. 7, pages 1115 – 1121, 2000.
- [Zhen-Bin 1995] H. Zhen-Bin et R. Komanduri. *On a thermomechanical model of shear instability in machining*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, 1995.
- [Zhu 1991] Yongyi Zhu et Serge Cescotto. *The finite element prediction of ductile fracture initiation in dynamic metal forming processes*. Le Journal de Physique IV, vol. 01, no. C3, pages C3–751–C3–757, 1991.

[Zhu 1992] Y.Y. Zhu, S. Cescotto et A-M. Habraken. *A fully coupled elastoplastic damage modeling and fracture criteria in metal forming processes*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 32, no. 1, pages 197 – 204, 1992.

[Zorev 1966] N.N Zorev et H.S.H Massey. *Metal cutting mechanics*. Pergamon Press, 1966.

# Caractérisation in-situ et modélisation des mécanismes et couplages thermomécaniques en usinage – Application à l’alliage de titane Ti-6Al-4V

## Résumé

Ce travail s’inscrit dans une stratégie d’investigation expérimentale et numérique des mécanismes d’enlèvement de la matière lors de l’usinage de l’alliage de titane Ti-6Al-4V. Il aborde un problème complexe, fortement couplé, faisant intervenir la thermique et la mécanique aux petites échelles (micrométrique).

Le manque de moyens de mesure dédié à ces échelles de temps et de l’espace (phénomènes rapides et très locaux) ne permet pas, à ce jour, d’appréhender précisément les phénomènes thermomécaniques mis en jeu pendant la formation de copeau. De ce fait, un dispositif spécifique, appelé **VISIR**, répondant à cette problématique a été mis en place. La partie expérimentale s’est donc orientée vers une compréhension plus fine des mécanismes d’enlèvement de la matière. Elle a notamment permis de mettre en évidence l’évolution de grandeurs mécaniques et thermiques durant la formation des festons mais surtout le couplage entre la température et la vitesse de déformation.

Basée sur les constatations expérimentales, une étude du comportement thermomécanique de cet alliage a été mis en place. Des essais en cisaillement dynamique à travers des éprouvettes chapeau ont permis d’identifier par méthode inverse une nouvelle loi de comportement couplée en température et en vitesse de déformation. De plus, une étude de l’endommagement s’est appuyée sur l’identification et l’évaluation de huit critères communément utilisés dans le domaine de mise en forme a permis de proposer une nouvelle loi, inspirée du critère de Tresca, couplée au comportement.

L’intégralité de ces formulations couplée à un modèle de frottement *Stick-Slip* ont enfin été implémentés dans un modèle EF 3D. La confrontation expérimentale/numérique en termes des grandeurs mécaniques et thermique a révélé la robustesse et l’aspect prédictif du modèle EF développé. Enfin, les résultats de cette étude ont permis de développer une discussion détaillée sur les mécanismes d’enlèvement de la matière et plus particulièrement les complexes trajet des fissurations.

**Mots Clés :** Coupe orthogonale, Mesures de champs cinématique et thermique, Corrélation d’images, Identification inverse, Couplages thermomécanique, Comportement, Endommagement.

## Abstract

This work develops an experimental and numerical strategy in order to investigate material removal of titanium alloy Ti-6Al-4V during machining process. It therefore intends to tackle a complex and strongly coupled problem, involving thermal and mechanical aspects at small scales (micrometric).

The lack of measuring means dedicated to such scales in terms of time and space (rapid and strongly local phenomena) does not allow yet to precisely apprehend the thermomechanical phenomena involved during the chip formation. As a result, a specific device, called **VISIR**, that addresses this issue has been set-up. The experimental aspect of this work has therefore been oriented towards a more precise understanding of the material removal mechanisms.

It allowed to observe the evolution of mechanical and thermal quantities during the chip formation and more precisely the strong coupling between the temperature and the strain rate.

Based on these experimental insights, the thermomechanical behavior of this alloy has been studied through dynamic shear tests using hat-shaped specimens. It allowed to identify through inverse method a new constitutive equation coupled in temperature and strain rate. In addition, a study on damage is conducted. It is based on the identification and the evaluation of eight criteria commonly used in the material forming process. This leads to proposing a new damage equation, inspired from the Tresca criterion and coupled to material plastic behavior.

All of these formulations along with a *Stick-Slip* friction model have finally been implemented in a 3D FE orthogonal cutting model. Experimental/numerical comparison in terms of mechanical and thermal quantities revealed the robustness and predictive aspect of the developed FE model. Finally, the results of this study allowed to develop a detailed discussion on the material removal mechanisms and more particularly the complexe cracks paths.

**Keywords :** Orthogonal cutting, Full field measurements, Digital Image Correlation (DIC), Inverse identification, Thermomechanical couplings, Behavior, Damage.

**In-situ characterization and modelling of mechanisms and thermomechanical couplings in machining- Application to Ti-6AL-4V titanium alloy**