HAL
open science

Contribution à l'étude expérimentale et numérique à l'échelle de la microstructure de l'écaillage d'un alliage de titane

Xavier Boidin

To cite this version:

Xavier Boidin. Contribution à l'étude expérimentale et numérique à l'échelle de la microstructure de l'écaillage d'un alliage de titane. Autre. Université Paul Verlaine - Metz, 2005. Français. NNT : 2005METZ019S . tel-01752400

HAL Id: tel-01752400

https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752400v1

Submitted on 29 Mar 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.

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

LABORATOIRE DE PHYSIQUE
ET MECANIQUE DES MATERIAUX

Thèse

présentée par

Xavier BOIDIN

pour l'obtention du grade de :

Docteur de l'Université Paul Verlaine de METZ

SPECIALITE : Physique et Sciences pour l'ingénieur
OPTION : Mécanique

Contribution à l'étude expérimentale et numérique à l'échelle de la microstructure de l'écaillage d'un alliage de titane

Soutenue le 8 décembre 2005 devant le jury composé de :

Michel BOUSTIE	Chargé de recherches CNRS, ENSMA	Rapporteur
Serge CAPERAA	Professeur, ENI de Tarbes	Rapporteur
Paul LIPINSKI	Professeur, ENI de Metz	Examinateur
Arnaud SUFFIS	Docteur Ingénieur, SNECMA	Examinateur
Janusz KLEPACZKO	DR CNRS, Université de Metz	Invité
Pierre CHEVRIER	Maître de Conférences-HDR, ENI de Metz	Codirecteur de thèse
Hafid SABAR	Professeur, ENI de Metz	Directeur de thèse

LPMM U.M.R. C.N.R.S. N°7554

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au LPMM (Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux) de l'Université Paul Verlaine-Metz sous la baguette de MM. Hafid SABAR et Pierre CHEVRIER que je tiens à remercier pour ne pas m'avoir laissé trop souvent patauger et pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en me permettant de réaliser ces travaux.

Je remercie MM. Michel BOUSTIE et Serge CAPERAA pour avoir accepté la tâche souvent longue et difficile de rapporteur de ce mémoire de thèse. Merci également à Arnaud SUFFIS d'avoir accepté de faire partie du jury et à M. Janusz KLEPACZKO pour ses conseils avisés et sa disponibilité à mon égard. Je tiens à exprimer tout particulièrement ma gratitude à M. Paul LIPINSKI pour son grand soutien avant, pendant et après mon travail, et aussi pour m'avoir fait l'honneur d'être le président de mon jury.

Je remercie en général tous les thésards, enseignants, chercheurs et administratifs du LPMM et de l'ENIM (École Nationale d'Ingénieurs de Metz) pour ces trois années et trois mois de séjour très agréable. Un merci spécial aux joyeux thésards du LPMM : Christophe CZARNOTA "l'éternel insatisfait", Ayoub SOULAMI "le quid du football", Jérôme SERRI "l'aventurier pétochard", Sébastien BENEDIC "technicien Carglass à ses heures", Nicolas JACQUES "le dynamisme incarnée" ; merci d'avoir créer un environnement convivial de travail mais aussi et surtout de détente et de joie lors des multiples apéros, barbecues et soirées passées ensemble...
Je garderai aussi de très bons souvenirs des thésards passés ou présents avec qui j'ai partagé cette aventure : Pchem CHWALIK, Mike FONTAINE, Roxane ARRUFFAT, Xavier SOLDANI, Yves CHEMISKY.

Je lance à tous ceux qui ont contribué par leur présence ou leur intérêt à ce travail un grand MERCI.

Je remercie maintenant ma famille et plus particulièrement mes parents et ma petite soeur Mélanie qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de ces années. Je tiens à leur témoigner toute ma gratitude pour tous les sacrifices qu'ils ont consentis à mon égard.

Enfin, pour Marynaline qui partage ma vie depuis de nombreuses années, qui a eu la lourde tâche de me soutenir et de me supporter au quotidien, c'est bien plus qu'un merci que j'adresse...

Résumé

L'écaillage est un processus qui, sous un chargement dynamique rapide, conduit à l'endommagement voire à la ruine d'un matériau. Différents dispositifs expérimentaux, permettant de générer au sein d'un matériau des déformations ou des vitesses de déformations voulues, ont été développés afin d'étudier ce phénomène d'écaillage. Les essais de type "impact plaque/plaque" nous intéressent ici particulièrement. Lorsqu'un matériau est soumis à ce type d'essai, la propagation d'ondes de compression et de détente engendre la mise en traction d'une partie de celui-ci pouvant conduire à la rupture du matériau. Cette rupture finale résulte d'un processus progressif de création de vides qui vont sous l'action de certains facteurs s'agrandir puis coalescer et ainsi former la zone endommagée. L'alliage de titane TA6V (composition pondérale 6% d'aluminium et 4% de vanadium) est l'alliage de titane le plus couramment utilisé. Il possède un bon compromis entre résistance mécanique et ténacité en plus de son excellente résistance à la corrosion. Sa microstructure, fortement influencée par son processus d'élaboration, conditionne en tout premier lieu les propriétés mécaniques du TA6V, et est un élément essentiel dans l'analyse de l'endommagement. Le titane étudié présente une microstructure biphasée α/β de type Widmanstätten, composée de colonies de lamelles de phase α séparées par une phase β. La phase α est prépondérante, de l'ordre de 80%. Une campagne d'essais d'impact plaque/plaque sur le lanceur à gaz du LPMM a été menée sur le TA6V. L'intérêt d'utiliser un lanceur à gaz est de permettre des essais contrôlés avec une excellente reproductibilité et des vitesses d'impact pouvant atteindre 600 m/s. Le titane et ses alliages utilisent les mêmes mécanismes d'écaillage que les aciers, à savoir une phase d'amorçage, de croissance et de coalescence de vides. Du fait de la particularité de cette structure Widmanstätten, la nucléation des vides se produit à un endroit privilégié de la microstructure ; à l'interface α/β dans la lamelle α. A partir d'observations post-mortem du matériau écaillé, un modèle mésoscopique est développé permettant de déterminer la contrainte macroscopique d'écaillage en fonction du temps de chargement et du niveau d'endommagement. Afin de prendre en compte l'effet de la microstructure particulière du TA6V et par la même occasion réduire le nombre de coefficients intervenant dans ce modèle, des simulations d'essais d'impact sont effectuées, dans un code de calcul éléments finis, sur un maillage représentatif de la microstructure du matériau. Ce maillage s'inspire des observations microscopiques. Une loi de comportement micromécanique, prenant en compte les mécanismes de la plasticité cristalline, est implémentée dans ce code de calcul. Ces simulations permettent de déterminer une contrainte de nucléation en accord avec les résultats des essais expérimentaux.

Mots clés

Dynamique, écaillage, impact plaque/plaque, titane, microstructure, endommagement, amorçage, éléments finis

Table des matières

Table des matières **1**

1 Endommagement dynamique par écaillage du titane **7**

1.1 Introduction . . . 7

1.2 Le titane : propriétés physiques, comportement mécanique général, applications industrielles . . . 8

1.2.1 Introduction . . . 8

1.2.2 Métallurgie du titane . . . 8

1.2.2.1 Structure cristallographique . . . 8

1.2.2.2 Effet des éléments d'addition . . . 9

1.2.2.3 Diverses morphologies . . . 10

1.2.3 Propriétés physiques du titane et de ses alliages . . . 11

1.2.4 Principaux domaines d'utilisation du titane et de ses alliages . . . 12

1.2.5 Comportements viscoplastiques du titane . . . 12

1.2.5.1 Notions sur les mécanismes de déformation . . . 13

1.2.5.2 Limite d'élasticité . . . 14

1.2.5.3 Influence de la température . . . 14

1.2.5.4 Influence de la vitesse de déformation . . . 14

1.2.6 Influence des paramètres microstructuraux sur le comportement mécanique . 16

1.2.6.1 Influence des éléments d'addition . . . 16

1.2.6.2 Influence de la taille de grain . . . 17

1.2.7 Bilan . . . 18

1.3 Expertise du titane étudié : TA6V . . . 19

1.3.1 Présentation générale . . . 19

1.3.1.1 Gamme d'élaboration . . . 19

1.3.1.2 État chimique . . . 20

1.3.2 Analyse microstructurale . . . 20

1.3.2.1 Gamme d'élaboration . . . 21

1.3.2.2 Observations en microscopie optique . . . 21

1.3.3 Comportement mécanique macroscopique du TA6V . . . 23

1.3.3.1 Comportement en compression . . . 23

1.3.3.2 Influence de la vitesse de déformation . . . 24

1.3.3.3 Influence de la température . . . 25

1.3.4 Bilan . . . 26

1.4 Endommagement sous choc du titane
Synthèse bibliographique . . . 28
1.4.1 Introduction . . . 28
1.4.2 Application au cas particulier de l'impact plaque/plaque . . . 29
1.4.2.1 Caractéristiques générales . . . 29
1.4.2.2 Analyse de la vitesse de face arrière . . . 33
1.4.2.3 Autres moyens expérimentaux . . . 35
1.4.3 Mécanismes physiques de l'écaillage . . . 36
1.4.3.1 Nucléation des cavités . . . 37
1.4.3.2 Croissance et coalescence des cavités . . . 38
1.4.4 Résultats expérimentaux disponibles . . . 38
1.4.4.1 Étude du seuil de rupture . . . 38
1.4.4.2 Effet de la température . . . 43
1.4.5 Bilan . . . 44
1.5 Conclusions . . . 46
1.6 Synthèse . . . 46

2 Étude expérimentale sous choc du TA6V 47
2.1 Introduction . . . 47
2.2 Moyens expérimentaux . . . 48
2.2.1 Description du lanceur à gaz . . . 48
2.2.2 Synoptique d'un essai type . . . 52
2.3 Présentation des résultats expérimentaux . . . 53
2.3.1 Contrainte d'écaillage - temps de chargement . . . 53
2.3.2 Critère proposé par Klepaczko . . . 55
2.4 Observations en microscopie électronique à balayage du faciès de rupture . . . 60
2.4.1 Mécanisme de nucléation des microvides . . . 60
2.4.2 Mécanismes de croissance et de coalescence . . . 62
2.5 Conclusions . . . 66
2.6 Synthèse . . . 66

3 Approche mésoscopique : formulation et évolution 67
3.1 Introduction . . . 67
3.2 Formulation du modèle proposé par Chevrier et Klepaczko . . . 68
3.2.1 Résultats des observations microscopiques . . . 68
3.2.2 Modélisation mésoscopique de l'écaillage . . . 70
3.2.2.1 Étape d'amorçage et de propagation . . . 71
3.2.2.2 Étape de croissance et de coalescence . . . 73
3.2.2.3 Mise en équations . . . 76
3.3 Passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique . . . 78
3.3.1 Évolution de la contrainte macroscopique en fonction du temps . . . 78
3.3.2 Domaine de validation des mesures . . . 79
3.3.3 Influence des paramètres du modèle sur le temps de rupture et sur la contrainte macroscopique . . . 81

3.3.4 Hypothèse de nucléation concernant les plus grandes microfissures 82
3.4 Conclusions et perspectives 85
3.5 Synthèse 85

4 Modélisation numérique du phénomène de nucléation 87
4.1 Introduction 87
4.2 Mécanismes élémentaires de la déformation plastique 88
4.2.1 Critère de Schmid 88
4.2.2 Mécanismes de déformation de la phase α 91
4.2.2.1 Généralités sur les systèmes de glissement dans les métaux de structure hexagonale compacte 91
4.2.2.2 Systèmes activés dans le TA6V 92
4.2.2.3 Influence de la température et des éléments interstitiels 93
4.2.3 Mécanismes de déformation de la phase β 95
4.2.3.1 Géométrie du glissement dans les métaux de structure cubique centrée 95
4.2.3.2 Influence de la température sur le comportement des CC 96
4.2.3.3 Asymétrie du glissement et non respect de la loi de Schmid 97
4.2.3.4 Relation d'orientation entre les phases α et β 97
4.2.4 Bilan 98
4.3 Modélisation du comportement plastique des monocristaux et polycristaux 100
4.3.1 Lois d'écoulement 100
4.3.1.1 Écoulement plastique 100
4.3.1.2 Écoulement viscoplastique 100
4.3.2 Lois d'écrouissage 101
4.3.2.1 Origine de l'écrouissage 101
4.3.2.2 Modèles d'écrouissage en plasticité cristalline intégrant la densité de dislocations comme variable interne 103
4.4 Identification d'une loi de comportement : implantation numérique 106
4.4.1 Objectifs 106
4.4.2 Description de la loi de comportement 106
4.4.2.1 Modèle cristallin 106
4.4.2.2 Matrice d'interaction 108
4.4.3 Identification des paramètres de la loi de comportement pour les phases α et β109
4.4.3.1 Présentation du logiciel utilisé 110
4.4.3.2 Résultats de l'identification 110
4.4.3.3 Validation numérique des paramètres pour le TA6V 115
4.4.4 Bilan 119
4.5 Modélisation par éléments finis du phénomène de nucléation 120
4.5.1 Objectifs 120
4.5.2 Simulation d'un essai d'impact plaque/plaque 120
4.5.2.1 Choix du maillage 121
4.5.2.2 Présentation des résultats 122
4.5.3 Simulation d'un essai d'écaillage sur une structure Widmanstätten 125
4.5.3.1 Modélisation des phases α et β du TA6V 126

4.5.3.2 Maillage 3D de la structure 126
4.5.3.3 Conditions aux limites et conditions initiales 127
4.5.3.4 Présentation des résultats 128
4.5.4 Bilan 136
4.6 Conclusions et perspectives 137
4.7 Synthèse 137

Bibliographie **141**

Introduction

Cadre et objectifs de l'étude

L'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques suscitent depuis de nombreuses années une attention particulière dans le monde de la recherche et font toujours partie des sujets d'actualité. Différents dispositifs expérimentaux, permettant de générer au sein d'un matériau des déformations ou des vitesses de déformations voulues, ont été développés afin d'étudier la rupture dynamique. Les essais de type "impact plaque/plaque" nous intéressent ici particulièrement. Lorsqu'un matériau est soumis à ce type d'essai, la propagation des ondes de compression et de détente engendre la mise en traction d'une partie de celui-ci pouvant conduire à la rupture du matériau, appelée écaillage.
L'analyse de ce phénomène intéresse tous les domaines qui impliquent la propagation des ondes. Si l'écaillage peut être un phénomène à éviter ou à minimiser (mise en forme des matériaux, impact de particules sur des structures spatiales, compactage des poudres...), il n'en demeure pas moins qu'il constitue un objectif d'étude essentiel (test de cohésion d'interfaces, fragmentation des calculs rénaux en médecine, destruction de structures...).
De nombreux travaux ont déjà mis en évidence les mécanismes physiques qui conduisent à la rupture finale par écaillage. Ces mécanismes, aujourd'hui bien identifiés, sont l'amorçage, la propagation et la coalescence de microfissures ou de microcavités.
Cette étude se propose d'analyser les processus d'endommagement et de rupture dynamique pour un matériau particulier soumis à un impact plan : l'alliage de titane TA6V. Les objectifs de ce travail sont multiples :

- la description des mécanismes physiques conduisant à l'écaillage de notre titane d'étude ;
- l'influence de la microstructure de cet alliage ;
- la détermination de la contrainte d'écaillage pour plusieurs temps de chargement ;
- la formulation d'un critère basé sur une approche mésoscopique ;
- la modélisation du phénomène d'amorçage par la méthode des éléments finis.

Guide de lecture

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre dresse un état des lieux des connaissances expérimentales sur l'endommagement dynamique par écaillage de l'alliage de titane TA6V et permet de se familiariser avec la technique d'impact plaque/plaque. Avant de s'intéresser proprement dit au comportement sous sollicitations dynamiques, une caractérisation microstructurale et mécanique du titane en général

puis de la nuance de titane étudié s'impose. La microstructure, fortement influencée par le processus d'élaboration, conditionne en tout premier lieu les propriétés mécaniques du TA6V.

Le second chapitre concerne les résultats expérimentaux d'impact plaque/plaque obtenus. Ceux-ci sont présentés sous forme d'une courbe caractéristique donnant la contrainte seuil d'écaillage en fonction du temps de chargement critique pour différents niveaux d'endommagement. Des observations en microscopie électronique à balayage permettent d'identifier les mécanismes physiques conduisant à l'écaillage et d'analyser le rôle joué par la microstructure sur le phénomène d'amorçage. Une description détaillée du lanceur à gaz implanté au laboratoire est également effectuée.

Le troisième chapitre porte sur la formulation d'un modèle mésoscopique de rupture au sens statistique qui permet de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture. Il est basé sur des observations post-mortem du matériau écaillé et s'inspire des principaux mécanismes physiques intervenant au cours de la rupture.

Le quatrième chapitre présente une modélisation numérique du phénomène de nucléation dans l'alliage de titane TA6V lors d'un essai d'impact plaque/plaque. Une loi de comportement micromécanique prenant en compte les mécanismes de la plasticité cristalline est implémentée dans un code de calcul par éléments finis. Une simulation d'impact est effectuée sur un maillage représentatif de la microstructure particulière du TA6V afin de déterminer la contrainte de décohésion.

Chapitre 1

Endommagement dynamique par écaillage du titane

1.1 Introduction

Le présent chapitre est consacré à l'endommagement dynamique par écaillage du titane et s'attache à décrire une technique expérimentale particulière, à savoir l'impact plaque/plaque. Lorsqu'un matériau est soumis à ce type d'essai, la propagation d'ondes de compression puis de détente peut conduire à la mise en tension d'une partie de celui-ci provoquant un endommagement allant jusque sa rupture. Les objectifs de ce chapitre sont de se familiariser avec cette technique expérimentale qui sera utilisée dans le cadre de nos travaux et de décrire les mécanismes physiques qui conduisent à l'écaillage : la nucléation, la croissance et la coalescence de microdéfauts.
Avant de s'intéresser au comportement du titane sous sollicitations dynamiques, il est important de réaliser une caractérisation microstructurale et mécanique du matériau afin de disposer d'une bonne connaissance de son état de référence.
La première partie de ce chapitre permet de se familiariser avec le matériau titane. L'étude bibliographique présentée est consacrée au rappel des propriétés et caractéristiques générales du titane (propriétés physiques, métallurgie, comportement mécanique général). Ces éléments servant de référence, ils sont indispensables pour aborder par la suite l'expertise de la nuance de notre titane d'étude.
La deuxième partie de ce chapitre présente une caractérisation élémentaire de la nuance de titane étudié : le TA6V (norme américaine : Ti-6Al-4V). Son état métallurgique (composition chimique, morphologie) ainsi que son comportement mécanique dans un large domaine de sollicitations sont expertisés. La microstructure, fortement influencée par le processus d'élaboration, conditionne en tout premier lieu les propriétés mécaniques du TA6V, et est un élément essentiel dans l'analyse de l'endommagement.
La dernière partie est entièrement consacrée à l'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques du TA6V. Un intérêt particulier est porté sur le principe général d'un essai d'impact plaque/plaque, ainsi que les différents phénomènes qui apparaissent. Quelques résultats expérimentaux disponibles dans la littérature lors d'impact plaque/plaque sont enfin examinés en s'intéressant particulièrement à la tension dite d'écaillage assimilée au seuil de rupture.

1.2 Le titane : propriétés physiques, comportement mécanique général, applications industrielles

1.2.1 Introduction

Découvert en 1790, le titane (neuvième élément dans l'ordre d'abondance dans l'écorce terrestre) n'a réellement connu un essor industriel que vers les années 50. Les difficultés de sa métallurgie extractive ont retardé le développement de ses applications industrielles. La recherche de caractéristiques physiques nouvelles a contraint les métallurgistes à réétudier de manière plus approfondie les métaux qui avaient été écartés du fait des difficultés de fabrication. Les différentes propriétés du titane et de ses alliages (caractéristiques mécaniques élevées, densité faible, bonne tenue de la corrosion, amagnétisme) ont rendu leur utilisation particulièrement attrayante dans des secteurs aussi divers que l'aéronautique, la chimie et le biomédical.

Cette première partie est consacrée au rappel des propriétés et caractéristiques générales du titane (propriétés thermodynamiques, métallurgie, catégories des alliages...). Les données de base concernant ce matériau particulier sont indispensables pour aborder par la suite l'expertise de la nuance de notre titane d'étude. Le comportement viscoplastique du titane fait l'objet d'un intérêt particulier.

1.2.2 Métallurgie du titane

Avant de rentrer dans le détail des propriétés et des caractéristiques du titane et de ses alliages, il convient de présenter quelques éléments de métallurgie physique qui conditionnent les diverses familles auxquelles appartiennent les alliages.

1.2.2.1 Structure cristallographique

A température ambiante, le titane présente une structure hexagonale compacte, appelée phase α de paramètres $a_\alpha = 0.295$ nm et $c_\alpha = 0.468$ nm. Ces valeurs conduisent à un rapport $\frac{c\alpha}{a\alpha}$ (égal à 1.587) inférieur à la valeur théorique de 1.633 relative à la structure hexagonale compacte classique. En comparaison aux autres métaux hexagonaux tels que le magnésium ($\frac{c}{a}$=1.624) ou le zinc ($\frac{c}{a}$=1.86), les plans prismatiques ou pyramidaux (selon les éléments d'alliages) deviennent les plans atomiques de plus grande densité, au dépend du plan basal, favorisant ainsi le glissement (figure 1.1). La multiplicité des plans de glissement qui en résulte explique la ductilité importante du titane.

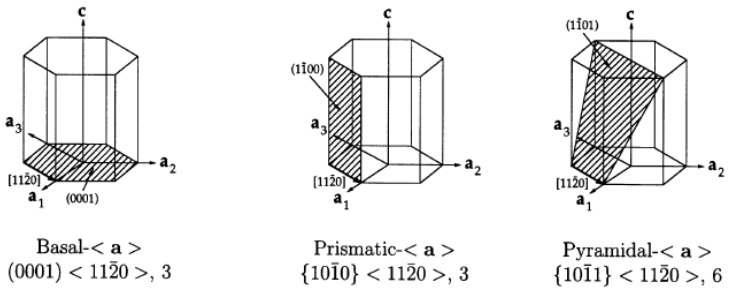


FIG. 1.1: Plans caractéristiques de la maille hexagonale, [Balasubramanian et Anand, 2002]

La phase α reste stable jusqu'à la température de transformation (882°C pour le titane pur) à laquelle la structure cristalline devient de type cubique centrée (figure 1.2). La phase ainsi formée, appelée phase β de paramètre a_β=0.332 nm, reste stable jusqu'à la température de fusion (1670°C).

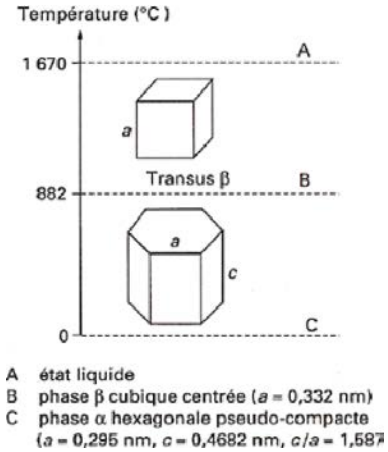


FIG. 1.2: Cristallographie du titane

La température de transition $\alpha \rightarrow \beta$ est plus communément appelée transus β (T_β). Pour les alliages, cette température est fonction des éléments d'addition.

1.2.2.2 Effet des éléments d'addition

Le titane est souvent utilisé sous forme d'alliages. Les éléments d'addition jouent un rôle sur le domaine de stabilité des phases α et β en diminuant ou en augmentant la température de transformation (figure 1.3). Ces éléments d'alliages (ainsi que les traitements thermomécaniques) confèrent donc aux alliages de titane des propriétés extrêmement modulables liées à la quantité ainsi qu'à la morphologie respective des phases α et β. On distingue trois catégories d'éléments suivant leur tendance à augmenter la stabilité de l'une des phases et par conséquent à favoriser un certain type de microstructure :

- les alphagènes, qui stabilisent la phase α en augmentant T_β ;
- les bétagènes, qui accroissent le domaine de stabilité de la phase β et diminuent T_β. On distingue les éléments bétagènes isomorphes, conduisant à une solution solide continue des éléments bétagènes eutectoïdes qui favorisent la précipitation de composés intermétalliques ;
- les neutres, qui modifient très peu la température T_β mais permettent de varier les caractéristiques des alliages (augmentation de la résistance au fluage par addition de zirconium).

Il est alors possible de classer les différents alliages de titane en trois grandes familles selon leur proportion de phases α et β retenues à température ambiante, en supposant les effets des éléments alphagènes et betagènes additifs :

- les alliages α constitués exclusivement de phase α ;
- les alliages β constitués de phase β uniquement ;
- les alliages $\alpha+\beta$. La classe de ces alliages étant extrêmement large, il est possible de distinguer trois sous-classes selon la proportion de phase β à l'équilibre :
  - quasi-α : proches des alliages α, ils possèdent de la phase β à une teneur inférieure à 5% ;

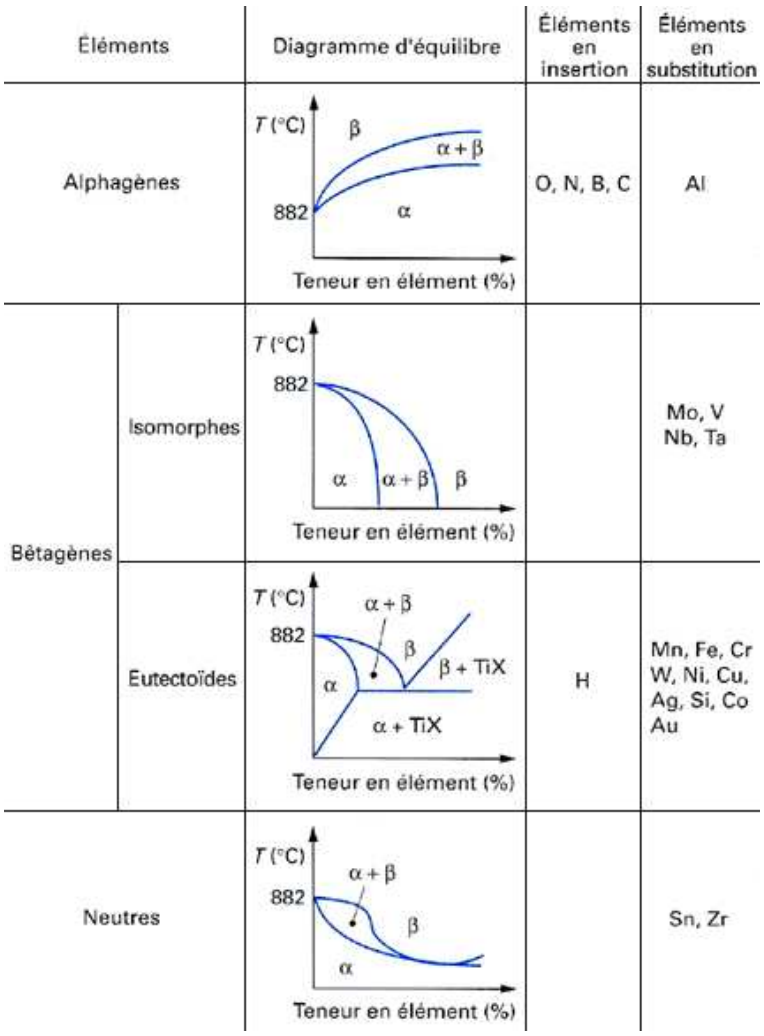


FIG. 1.3: Classification des éléments d'addition des alliages de titane

- $\alpha + \beta$: alliages dont la teneur en phase β est comprise entre 5 et 20% ;
- quasi-β : alliages possédant peu de phase α.

La figure 1.4 schématise les structures d'équilibre typiques de ces différentes familles ainsi que leurs effets sur les principales propriétés d'emploi des alliages de titane.

1.2.2.3 Diverses morphologies

Pour les alliages de titane, la cinétique de refroidissement de la transformation $\beta \rightarrow \alpha$ modifie la microstructure en agissant directement sur sa finesse et sa morphologie.
Pour les alliages de type α ou $\alpha+\beta$, un refroidissement rapide de la phase β conduit à une structure aiguillée fine. En diminuant la vitesse de refroidissement, les aiguilles augmentent de diamètre et se transforment alors en lamelles d'épaisseur de plus en plus importante (morphologie α lamellaire en figure 1.5). Par traitement thermomécanique, il est possible de briser ces lamelles α et de les faire recristalliser en nodules sphériques (morphologie α équiaxe en figure 1.5).

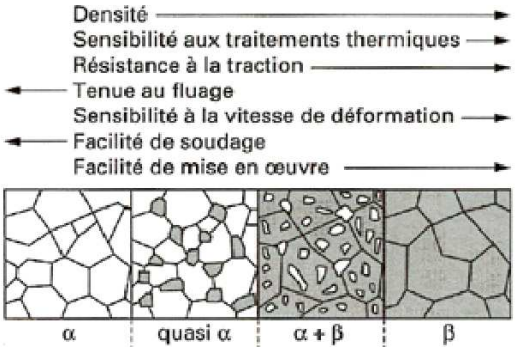


FIG. 1.4: Représentation schématique des structures micrographiques d'équilibre des alliages de titane (en grisé : phase β)

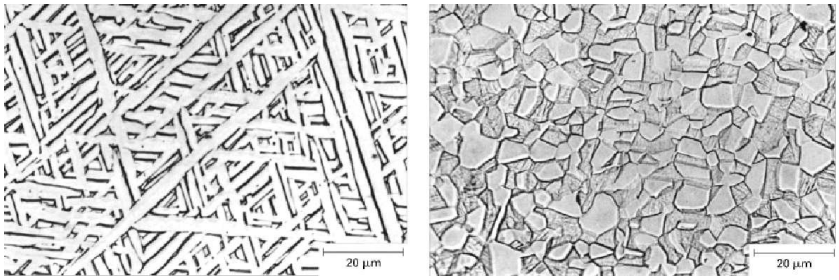


FIG. 1.5: Exemples de morphologie de TA6V : figure de gauche, structure lamellaire ; figure de droite, structure équiaxe, [Combres, 1999]

Aussi est-il possible d'obtenir une quasi-infinité de structures pour les alliages de titane par addition d'éléments et traitements thermomécanique en faisant varier :

- la morphologie de la phase α ;
- le pourcentage de phase α ;
- la taille des particules de phase α.

Il n'en demeure pas moins qu'il existe des propriétés génériques.

1.2.3 Propriétés physiques du titane et de ses alliages

Le titane, comme ses alliages, présente des caractéristiques cristallographiques et thermiques nettement supérieures à celles d'autres métaux fréquemment utilisés. Les principales caractéristiques remarquables du titane et de ses alliages sont :

- leur faible masse volumique (4.5 g/cm^3), soit environ 60% de celle de l'acier ;
- leur faible module d'Young ;
- leur excellente résistance à la corrosion dans de nombreux milieux tels que l'organisme humain ;
- leur coefficient de dilatation, légèrement inférieur à celui de l'acier, et moitié de celui de l'aluminium ;
- leurs caractéristiques mécaniques élevées jusqu'à une température d'environ 600°C ;
- leur amagnétisme ;
- leur faible conductibilité thermique.

Le tableau 1.1 résume ses caractéristiques physiques.

TAB. 1.1: Caractéristiques physiques du titane

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique	-	22	-
Masse atomique	M	47.9	g
Masse volumique	ρ	4.507	$g.cm^{-3}$
Température de transformation	T_β	882	$^\circ$C
Température de fusion	T_f	1670	$^\circ$C
Température d'ébullition	T_e	3535	$^\circ$C
Capacité thermique massique	C_p	522.5	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Conductivité thermique	σ_{th}	16.7	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Coefficient de dilatation linéaire à 25°C	α	8.5	10^{-5} K^{-1}
Module d'élasticité	E	110000	MPa
Coefficient de Poisson	ν	0.33	-

1.2.4 Principaux domaines d'utilisation du titane et de ses alliages

Ce sont leurs caractéristiques mécaniques élevées (limite d'élasticité, charge à la rupture), associées à leur masse volumique faible, qui ont rendu l'utilisation des alliages de titane particulièrement attrayante dans de nombreux secteurs tels que :

- l'énergie, la chimie, la pétrochimie (environ 48%) : l'off-shore, les vannes, les pompes, les échangeurs de chaleur... ;
- l'aéronautique civil (environ 37%) et militaire (environ 7%) : les turbines d'hélicoptères, les éléments de train d'atterrissage, les pièces moteurs.

Le domaine médical (environ 1,5%) a été attiré par leur biocompatibilité : prothèses de hanches, articulaires, buccales et dentaires.

Depuis quelques années, les alliages ont fait leur apparition dans des domaines grand public :

- les sports et loisirs (environ 5,5%) : équipements de golf, raquettes de tennis, pièces de cycle ;
- autres secteurs (environ 2%) : la lunetterie, l'horlogerie, les pièces de voiture (soupape, bielle, axe de transmission), instruments de musique.

1.2.5 Comportements viscoplastiques du titane

Les parties suivantes décrivent le comportement mécanique du titane en s'intéressant tout d'abord aux notions élémentaires de la déformation plastique des métaux pour ensuite étudier l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement général du titane. Suivant les domaines de vitesse de déformation et de température dans lesquels est sollicité un matériau, les phénomènes régissant l'écoulement plastique diffèrent.

1.2.5.1 Notions sur les mécanismes de déformation[1]

Pour les matériaux cristallins et les métaux en général, la déformation est la conséquence macroscopique de déplacements à l'échelle microscopique de dislocations. Le passage dans le domaine plastique se traduit alors par la création, l'interaction, l'annihilation ou encore le blocage sur des obstacles de ces dislocations dans des plans cristallins. Pendant leur déplacement, les dislocations réagissent entre elles et franchissent des obstacles de courte distance (noeuds de dislocations) et de longue distance (précipités, atomes interstitiels, joints de grain). En fonction de ces deux types d'obstacles mais aussi des conditions de vitesse de déformation et de température imposées, les mécanismes de déformation varient [François et al., 1995]. De nombreux processus de franchissement de ces obstacles sont décrits dans la littérature. Ils sont généralement répertoriés en quatre différents types de mécanismes. Leurs domaines d'activation en température et vitesse de déformation sont représentés sur la figure 1.6.

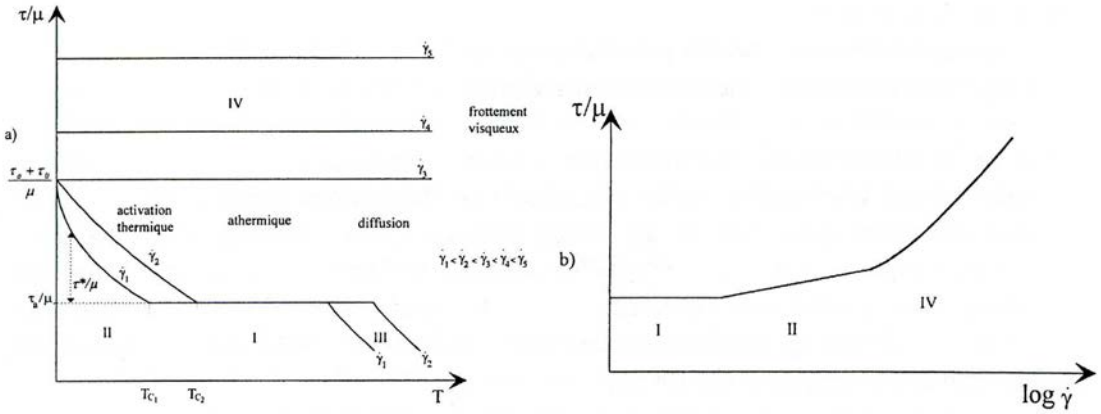


FIG. 1.6: Domaine d'activation des mécanismes de déformation en fonction a) de la température à vitesse de déformation donnée, b) de la vitesse de déformation à température donnée

Les mécanismes athermiques (Zone I)
La contrainte d'écoulement est indépendante de la vitesse de déformation et de la température (à la décroissance du mode de cisaillement en fonction de la température près). Les dislocations disposent de suffisamment d'énergie pour vaincre les obstacles à longue distance sans apport supplémentaire d'énergie.
Les mécanismes contrôlés par l'activation thermique (Zone II)
La contrainte d'écoulement varie sensiblement et de façon linéaire avec le logarithme népérien de la vitesse de déformation. Elle est constituée de la composante athermique décrite précédemment et d'une composante effective thermiquement activée. Ces fluctuations thermiques sont nécessaires pour permettre le franchissement des obstacles à courte distance.
Les mécanismes de diffusion (Zone III)
La contrainte d'écoulement chute rapidement avec l'augmentation de la température. Les dislocations franchissent des défauts de type interstitiel par agitation thermique.

[1] Le lecteur intéressé pourra d'ailleurs obtenir un descriptif plus détaillé de ces mécanismes dans [Buy, 1996, Roy, 2003].

Les mécanismes de frottement visqueux (Zone IV)
La sollicitation est telle que l'activation thermique ne contrôle plus la cinétique des dislocations. Celles-ci accélèrent rapidement jusqu'à une valeur limite, équilibrée par le frottement, et franchissent tous les obstacles à leur mouvement. Ces mécanismes interviennent aux très grandes vitesses de déformation et s'accompagnent d'une forte augmentation de la contrainte d'écoulement proportionnelle à la vitesse de déformation.

1.2.5.2 Limite d'élasticité

Il est difficile de parler de limite d'élasticité du titane. Du fait de l'influence de sa composition chimique, de sa texture et de son mode d'élaboration, les valeurs de limite d'élasticité disponibles dans la littérature sont très dispersées, pouvant varier du simple au double pour un même couple vitesse de déformation - température.
Le tableau 1.2 présente, pour trois compositions de titane, quelques valeurs caractéristiques obtenues à partir d'un essai de traction à vitesse quasi-statique et température ambiante.

TAB. 1.2: Caractéristiques de traction pour différents alliages

Nuance de titane	Résistance à la rupture [MPa]	Limite d'élasticité à 0.2% [MPa]	Allongement [%]
alliage de type α (T40)	483	352	28
$\alpha + \beta$ (TA6V)	1000	910	18
quasi-β (β-CEZ)	1250	1150	11
β (β-CEZ 100%)	927	723	9

1.2.5.3 Influence de la température

De manière générale, la résistance d'un matériau à l'écoulement plastique diminue lorsque la température d'essai augmente (figure 1.6-a). L'influence de la température sur la contrainte d'écoulement d'un titane pur (99,99%) en compression a été évaluée expérimentalement par Nemat-Nasser et al. [Nemat-Nasser et al., 1999]. La figure 1.7 illustre ces résultats pour une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1}.

Dans cette gamme de sollicitations, on notera la présence d'un domaine d'activation thermique et du palier athermique atteint à environ 550 K.

1.2.5.4 Influence de la vitesse de déformation

La vitesse de déformation a un effet contraire à celui de la température dans le domaine des phénomènes thermiquement activés (Zone II de la figure 1.6). La contrainte d'écoulement s'élève très rapidement avec la vitesse de déformation, de l'ordre de 200% quand $\dot{\varepsilon}$ passe de 10^{-4} à 10^{5} s^{-1}, [Meyers et al., 1994]. Chichili et al. [Chichili et al., 1998] donnent, à partir d'essais de compression effectués de 10^{-5} à 10^{5} s^{-1}, l'évolution de la contrainte d'écoulement d'un alliage de titane de type α pour une déformation de 6% (figure 1.8). Ces résultats sont cohérents avec ceux de Meyers et al. [Meyers et al., 1994] et Harding [Harding, 1975] pour le même matériau.

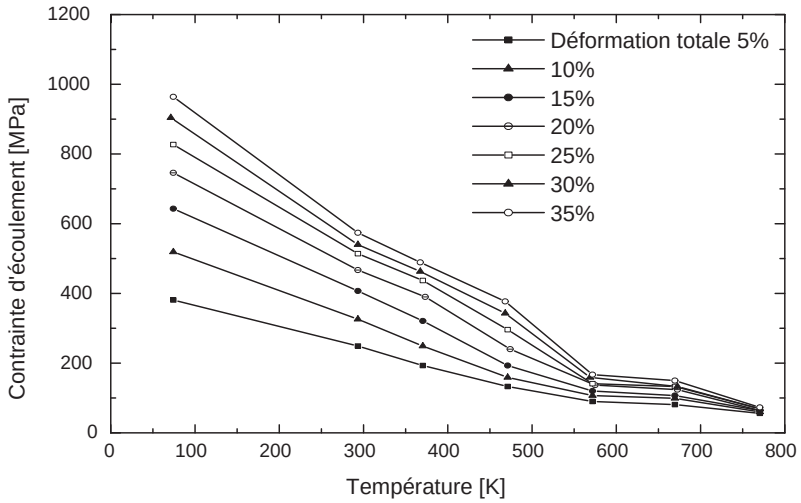


FIG. 1.7: Influence de la température sur la contrainte d'écoulement en compression d'un titane pur, [Nemat-Nasser et al., 1999]

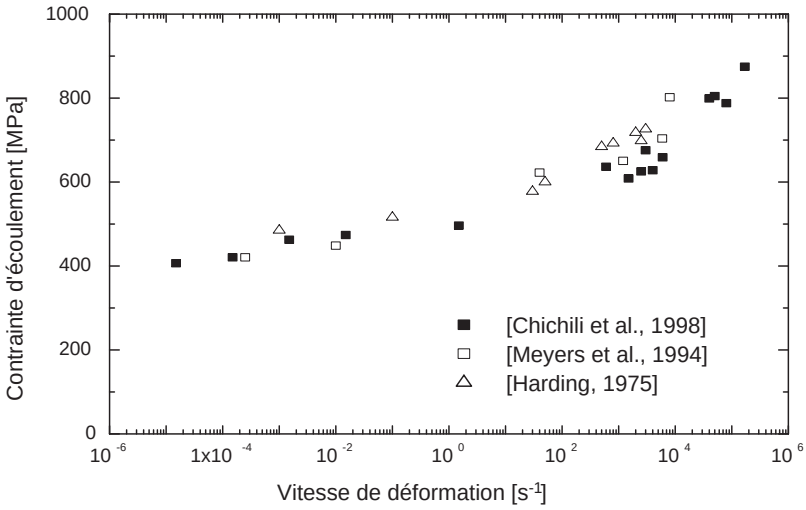


FIG. 1.8: Influence de la vitesse de déformation sur le contrainte d'écoulement d'un alliage de titane de type α pour une déformation de 6%, [Chichili et al., 1998, Meyers et al., 1994, Harding, 1975]

La sensibilité à la vitesse de déformation est usuellement définie par le coefficient $m = \left.\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}}\right|_{\varepsilon,T}$ traduisant une loi du type $\sigma = k\dot{\varepsilon}^m$. On notera l'utilisation d'un autre coefficient $\lambda = \frac{\partial \sigma}{\partial \log(\dot{\varepsilon})}$ représentatif d'une loi du type $\sigma = \sigma_y + \lambda \log(\dot{\varepsilon})$.
Cette sensibilité a tendance à décroître au cours de la déformation. En traction à 10^{-4} s^{-1}, Zhou et Chew [Zhou et Chew, 2002] ont montré que, pour un alliage $\alpha + \beta$ (TA6V), m décroît de 0,016 à 0,004 pour ε^p variant de 0,02 à 0,1 respectivement.

1.2.6 Influence des paramètres microstructuraux sur le comportement mécanique

La tenue mécanique du titane est fortement influencée par la présence d'impuretés et d'éléments d'alliage. L'addition d'oxygène, d'azote ou de carbone joue un rôle essentiel sur la dureté et la contrainte d'écoulement du titane. Les parties suivantes donnent quelques informations sur l'effet de paramètres microstructuraux tels que les éléments d'addition ou encore la taille des grains sur le comportement mécanique.

1.2.6.1 Influence des éléments d'addition

Il faut distinguer les éléments interstitiels des éléments de substitution.

Les éléments en insertion sont des atomes de petite taille (hydrogène, oxygène, carbone et azote) qui vont occuper les lacunes cristallines (sites vides dans les cristaux). De façon générale, leur addition augmente la dureté et la contrainte d'écoulement au détriment de la ductibilité. Ouchi et al. [Ouchi et al., 1998] se sont intéressés à l'influence de l'oxygène sur la consolidation d'un titane pur (figure 1.9).

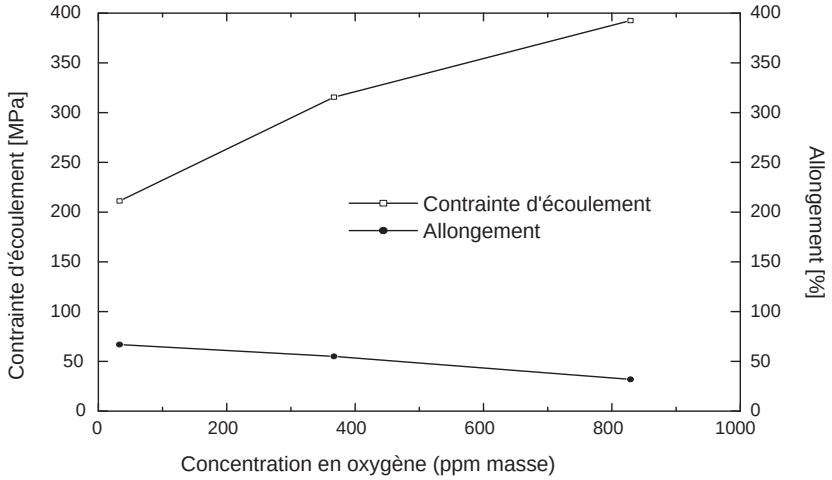


FIG. 1.9: Effet de la concentration en oxygène sur la contrainte d'écoulement et l'allongement, [Ouchi et al., 1998]

La contrainte d'écoulement augmente notablement avec la concentration en oxygène : 200 MPa quand la concentration passe de 36 à 830 ppm. L'addition d'oxygène, élément alphagène (section 1.2.2.2) influe également sur la température de transition $\alpha \rightarrow \beta$. T_β varie de 1155 K à 1177 K pour une concentration passant de 36 ppm à 830 ppm, [Ouchi et al., 1998].

Hardie et Ouyang [Hardie et Ouyang, 1999] ont étudié l'influence d'un élément bétagène (l'hydrogène) sur la contrainte d'écoulement d'un alliage $\alpha + \beta$ (le TA6V) pour deux vitesses de déformation (figure 1.10).

Les résultats observés sont identiques à ceux de l'oxygène. La contrainte d'écoulement augmente avec la concentration en hydrogène (de 100 MPa pour une déformation de 5% quand la concentration passe de 30 à 1800 wppm).

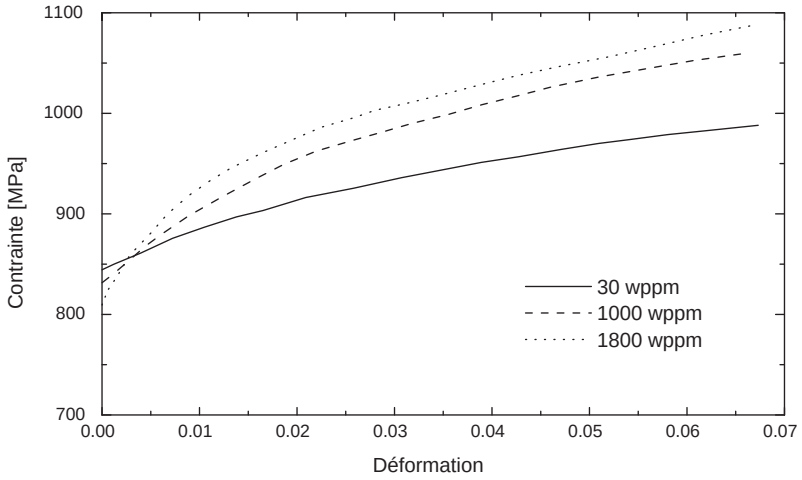


FIG. 1.10: Influence de la concentration en hydrogène dans le TA6V sur la contrainte d'écoulement pour une vitesse de déformation de $2.5.10^{-6}$ s^{-1}, [Hardie et Ouyang, 1999]

Les éléments de substitution (vanadium, aluminium)
L'ajout de ces éléments confère aux alliages de titane des propriétés très modulables. Takahashi et al. [Takahashi et al., 1997] ont étudié l'influence du vanadium sur la contrainte d'écoulement en compression d'un alliage titane-aluminium (Ti-Al). Les résultats obtenus à une vitesse de déformation de 2.10^{-4} s^{-1}, à 10% de déformation plastique et à température ambiante sont donnés dans le tableau 1.3.

TAB. 1.3: Influence de la concentration en vanadium sur la contrainte d'écoulement en compression d'un Ti-Al à ε=10%, T=298 K et $\dot{\varepsilon} = 2.10^{-4}\, s^{-1}$

Ti-Al	V [%]	0	5	10	15	20
	σ [MPa]	650	940	1060	1200	1410

L'addition de vanadium dans un Ti-Al augmente la contrainte d'écoulement de près de 200% quand la concentration passe de 0 à 15%. Paton et al. [Paton et al., 1973] ont montré l'accroissement de la contrainte de cisaillement d'un Ti-Al en fonction de la concentration en aluminium. Pour une température de 300 K, τ augmente de 160 à 260 MPa pour une concentration en aluminium variant respectivement de 4 à 10%.

1.2.6.2 Influence de la taille de grain

La finesse ainsi que la morphologie des microstructures conditionnent en tout premier lieu les propriétés mécaniques du matériau. De manière générale, la limite d'élasticité d'un polycristal est d'autant plus élevée que la taille moyenne des grains est petite. Sergueeva et al. [Sergueeva et al., 2001] ont observé cette augmentation de la contrainte d'écoulement en traction avec la diminution de la taille des grains. Les résultats présentés en figure 1.11 sont obtenus pour un titane pur à température ambiante, à une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1} et pour trois tailles de grain.

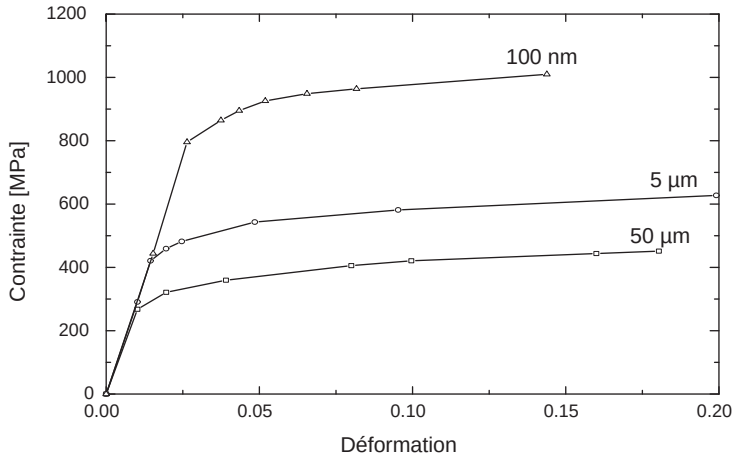


FIG. 1.11: Effet de la taille de grain sur la contrainte d'écoulement en traction d'un titane pur

La loi de Hall-Petch exprime cette dépendance de la contrainte par rapport à la taille de grain. Elle relie la limite élastique macroscopique σ_0 au diamètre moyen des grains d dans le domaine de température suivant : $T \in \left[293\,K,\ \frac{1}{2}T_f\right]$.

$$\sigma_{Ly} = \sigma_0(T) + \frac{k_y(T)}{\sqrt{d}} \tag{1.1}$$

Tang et al. [Tang et al., 2002] se sont intéressés à la détermination de ces paramètres à température ambiante pour différentes compositions d'un titane-aluminium. Le tableau 1.4 liste les différentes valeurs de σ_0 et k_y.

TAB. 1.4: Paramètres de la loi de Hall-Petch pour différentes compositions de Ti-Al

Composition [% at.]	σ_0 [MPa]	k_y [MPa.m$^{-\frac{1}{2}}$]
Ti-47Al	221	1.18
Ti-47Al-2.1Cr	222	1.28
Ti-47Al-1.1C	261	2.22
Ti-47Al-0.4B	265	2.44

1.2.7 Bilan

Le titane et ses alliages présentent une variété importante de morphologie et une proportion de phases en présence très différente. L'addition d'éléments d'alliage ou encore les traitements thermomécaniques conduisent à une quasi-infinité de structures et confèrent aux alliages de titane des propriétés extrêmement modulables. Les propriétés d'emploi du titane y sont fortement liées. L'état microstructural du matériau (taille de grain, éléments en insertion) ainsi que les conditions de chargement thermomécanique jouent un rôle important sur la contrainte d'écoulement. Les phénomènes régissant l'écoulement plastique dépendent de la vitesse de déformation et de la température dans lesquels le matériau est sollicité.

1.3 Expertise du titane étudié : TA6V

1.3.1 Présentation générale

L'alliage de titane TA6V (norme française) ou Ti-6Al-4V (norme américaine) est l'alliage le plus couramment utilisé. Il représente à lui seul environ 50% du marché. De composition pondérale, 6% d'aluminium et 4% de vanadium, le TA6V est un alliage biphasé à température ambiante. Il présente un bon compromis entre résistance mécanique et ténacité en plus de son excellente résistance à la corrosion.

1.3.1.1 Gamme d'élaboration

Le titane étudié est fourni par l'armée américaine sous la forme de cibles d'un diamètre de 57 mm et d'épaisseurs diverses.
Sous l'impulsion de son industrie de Défense, l'armée américaine a mené depuis une dizaine d'années des travaux visant à baisser le prix du titane. Ces approches se sont attachées à réduire les coûts de production pour arriver à des nuances de titane que l'on qualifie de "titane bas coût".
La voie explorée a été celle des techniques de fusion qui permettent d'utiliser massivement les déchets de titane comme matière première. Ces développements ont abouti aux technologies de fusion par faisceau d'électrons (Electron Beam-EB). Une représentation du procédé EB est donnée dans la figure 1.12.

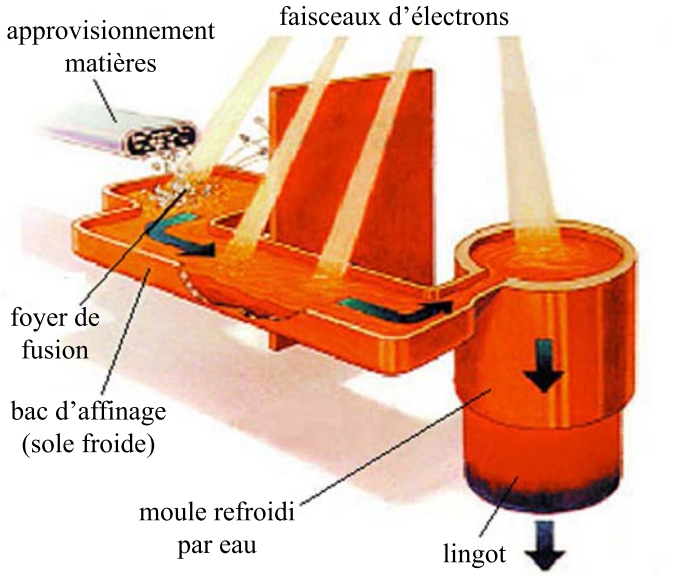


Fig. 1.12: Principe du procédé de fusion par faisceau d'électrons EB

Ce principe de fusion permet l'utilisation de grande quantité de déchets de titane en raison du mode d'introduction de la matière première qui se fait par le biais d'un large canal dans lequel la matière est déversée. Cette technique apparaît extrêmement attractive pour la fabrication de lingots exempts d'inclusion dangereuse car soit ces dernières coulent au fond de la sole froide et

sont piégées par la partie solide, soit elles flottent et sont un point de focalisation du faisceau qui les détruit.
Un inconvénient de cette technique est la complexité des réglages de teneur en éléments d'addition du fait du faisceau d'énergie qui favorise l'évaporation des métaux à faible tension de vapeur. Le problème est crucial pour l'aluminium. Par ailleurs, cette méthode énergétique est complexe et coûteuse en entretien.

Le lingot ainsi obtenu passe ensuite par différents procédés thermomécaniques de mise en forme. Voici les différentes étapes d'élaboration de notre titane :

- laminage à chaud 1150°C du lingot pour former un bloc de 210 mm d'épaisseur, de 1030 mm de largeur et de 3810 mm de longueur ;
- découpe de trois sections, réchauffées à 940°C puis laminées pour obtenir trois plaques de 25, 38 et 64 mm d'épaisseur ;
- deux recuits successifs des plaques ; l'un à 940°C pendant deux heures, l'autre à 760°C pendant une heure ;
- finition par rectification et découpe de cibles d'un diamètre de 57 mm et d'épaisseurs recensées dans le tableau 1.5

TAB. 1.5: Épaisseur et quantité des cibles de TA6V fournies par l'armée américaine

Épaisseur [mm]	3	4	6	8	10	16	20
Quantité	2	2	5	4	3	3	3

1.3.1.2 État chimique

Les mesures quantitatives présentées dans ce paragraphe ont été obtenues à l'aide d'un microscope électronique à balayage équipé d'un système de microanalyse EDS (Energy Dispersive Spectrometer) permettant de déterminer la composition chimique du TA6V par microanalyse élémentaire de l'émission du rayonnement X. Les résultats obtenus sur un échantillon "brut de réception" sont reportés dans le tableau 1.6.

TAB. 1.6: Composition chimique du titane d'étude (% massique)

Élément	Ti	Al	V	O	Fe	C	Mo	Ni
Concentration	89.15	6.28	4.16	0.176	0.151	0.025	0.026	0.033

1.3.2 Analyse microstructurale

Le titane et ses alliages sont très sensibles à leur processus d'élaboration. La microstructure, fortement influencée par des paramètres comme le traitement thermomécanique ou la vitesse de refroidissement, conditionne en tout premier lieu les propriétés mécaniques du titane. Il apparaît donc important de connaître l'état métallurgique de notre titane.

1.3.2.1 Gamme d'élaboration

Pour toute observation au microscope de la surface d'un échantillon, que ce soit optique ou électronique, la préparation de la surface en question est très importante.
Le mode opératoire décrit ci-dessous doit être entrepris avec le plus grand soin et adapté, si besoin, selon l'état thermomécanique des échantillons. L'adaptation éventuelle concerne les temps de polissage et d'attaque et non la nature des produits et leurs proportions. Cette procédure a donné de très bons résultats pour notre TA6V :

- tronçonnage sous eau de l'éprouvette à l'aide d'une micro-tronçonneuse ;
- polissage mécanique sous eau et sur papier abrasif de granulométrie décroissante jusqu'au grade 1200 ;
- polissage diamant sur un tissu en nylon avec une pâte diamantée (9, 6 et 3 microns) jusqu'au poli miroir ou disparition totale des rayures visibles à l'oeil nu ;
- polissage de finition réalisé à l'OPS (granulométrie 0,5 μm) sur un drap en feutre ;
- attaque chimique pour révéler la microstructure. Deux réactifs ont été employés :
  Composition chimique 1 (temps d'attaque de 3 min) : HF : 4 ml, HNO_3 : 8 ml, H_2O : 500 ml.
  Composition chimique 2 (temps d'attaque de 40 s) : HF : 2 ml, HNO_3 : 4 ml, H_2O : 94 ml.
  Ces deux réactifs d'attaque permettent d'obtenir un bon contraste entre les différentes phases, à la fois en microscopie optique et en microscopie électronique à balayage.

1.3.2.2 Observations en microscopie optique

Comme expliqué précédemment, les échantillons de titane ont été fournis par l'armée américaine sous la forme de cibles de 57 mm de diamètre et d'épaisseurs diverses.
La figure 1.13 présente l'état microstructural d'un échantillon de TA6V dans trois directions orthogonales. L'échelle est identique sur les trois photographies.

FIG. 1.13: Micrographies optiques de la structure de la cible dans trois directions orthogonales

Les micrographies révèlent une microstructure biphasée lamellaire composée de colonies de lamelles d'orientations différentes. On peut remarquer l'influence du laminage sur les micrographies 2 et 3 : l'épaisseur des lamelles est réduite. Cette structure particulière est dite de type Widmanstätten avec

des colonies de lamelles de phase α (en blanc) séparées par une phase β (en noir). La figure 1.14 schématise la formation de cette structure Widmanstätten dans le TA6V. C'est un refroidissement lent dans la région biphasée $(\alpha + \beta)$ qui a permis la nucléation de la phase α à partir des joints de grains de la phase β et sa croissance sous forme de lamelles.

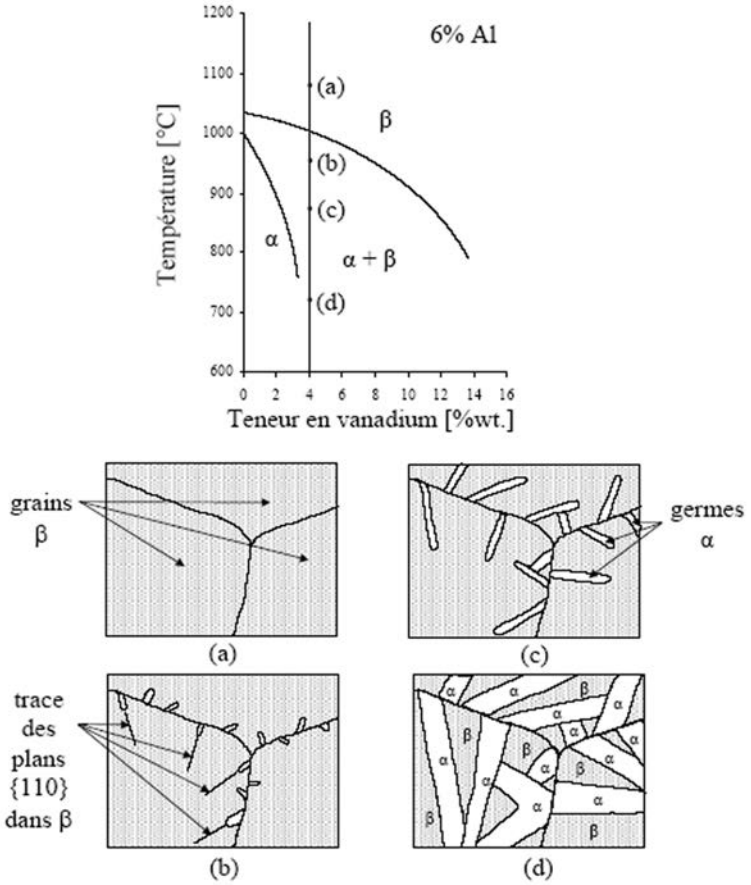


FIG. 1.14: Illustration de la formation de la structure Widmanstätten dans l'alliage TA6V

On retrouve typiquement les résultats schématisés sur la figure 1.14 d'un grain β à l'intérieur duquel des colonies de lamelles α se sont formées (figure 1.15).

Les grandeurs caractéristiques (pourcentage des phases α et β, taille de grain) des deux phases sont les suivantes : 83% de phase α, 17% de phase β, longueur de lamelle α : 10-30 μm, épaisseur α : $\sim$ 6 μm et épaisseur β : $\sim$ 1 μm. Les proportions des deux phases ont été déterminées par une technique d'analyse d'image. Cette analyse est faite à l'aide d'un microscope électronique à balayage couplé à une caméra qui transmet les images numérisées à un ordinateur. L'image de la microstructure est alors traitée pour améliorer le contraste entre les phases. On calcule ensuite le pourcentage de phase présente en fonction des nuances de couleurs. A noter que ces observations en métallographie optique du matériau n'ont pas mis en évidence la présence de ségrégations ou d'inclusions dans la microstructure.

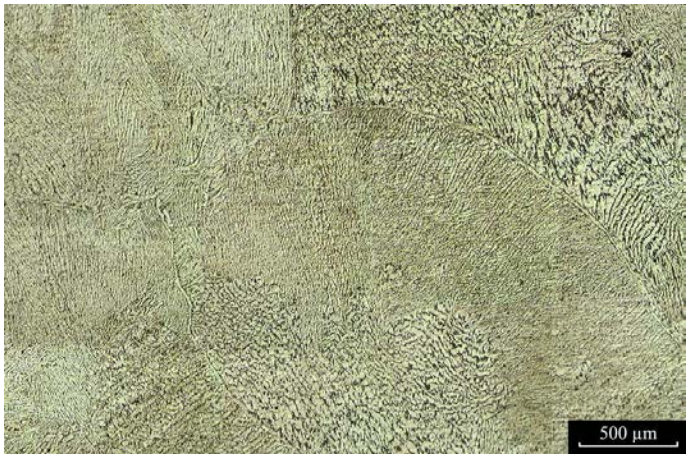


FIG. 1.15: Micrographie d'un grain β à l'intérieur duquel des colonies de lamelles α se sont formées

1.3.3 Comportement mécanique macroscopique du TA6V

L'objectif de cette partie est de caractériser le comportement mécanique du TA6V dans un large domaine de sollicitations. Nous noterons simplement ici que, dans le cadre d'expérience d'impact conduisant à l'écaillage, phénomène qui nous intéressera par la suite, le matériau subit à l'échelle macroscopique un cycle compression - traction à très grande vitesse de déformation (typiquement supérieure à 10^5 s^{-1}). Avant de décrire le comportement du matériau pour de telles sollicitations (section 1.4), nous nous intéressons tout d'abord à l'influence de la vitesse de déformation (dans un domaine de 10^{-5} à 10^5 s^{-1}) et de la température (comprise entre 0 et 1400 K) sur le comportement en compression du TA6V à partir d'essais uniaxiaux recensés dans la littérature.

1.3.3.1 Comportement en compression

Le titane nous a été fourni sous forme de cibles numérotées et répertoriées pour un nombre précis d'essais d'impact. Il nous était donc impossible de caractériser expérimentalement notre titane par des essais de traction ou compression à différentes vitesses de déformation et différentes températures.

Nous présentons ici des résultats répertoriés dans la littérature sur le comportement en compression d'autres alliages de TA6V. Xue et al. [Xue et al., 2002], Khan et al.[Khan et al., 2004], Nemat-Nasser et al. [Nemat-Nasser et al., 2001], entre autres, se sont intéressés à cette caractérisation du TA6V en compression. Les courbes contrainte - déformation obtenues par différents auteurs à température ambiante et pour deux gammes de vitesse de déformation, l'une à 10^{-3} s^{-1}et l'autre entre 2.10^3 et 6.10^3 s^{-1}, sont tracées en figure 1.16.

Du fait de l'influence plus ou moins importante des paramètres microstructuraux, due entre autre aux différents modes d'élaboration des TA6V ainsi que leurs différents procédés thermomécaniques de mise en forme, les valeurs des limites d'élasticité observées sur la figure 1.16 sont très dispersées, variant de 300 MPa dans une même gamme de vitesse de déformation (10^3 s^{-1}). On note une saturation de la contrainte qui apparaît très rapidement. Le rapport contrainte de saturation sur limite d'élasticité est faible en comparaison d'autres matériaux, notamment ceux à structure cubique à faces centrées.

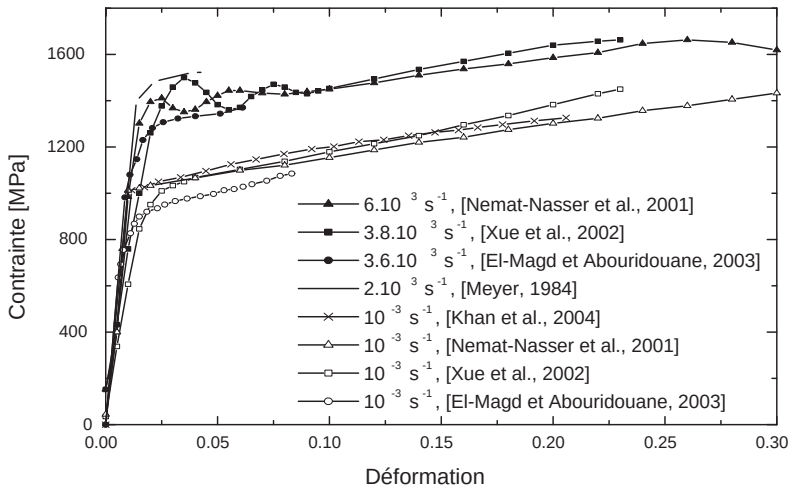


FIG. 1.16: Courbes de consolidation du TA6V en compression à température ambiante pour deux gammes de vitesses de déformation : 10^{-3} et 10^{3} s^{-1}, [Khan et al., 2004, Xue et al., 2002, Nemat-Nasser et al., 2001, Meyer, 1984, El-Magd et Abouridouane, 2003]

1.3.3.2 Influence de la vitesse de déformation

L'influence de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité du TA6V en compression a été évaluée expérimentalement par de nombreux auteurs. Citons en plus des travaux effectués par les auteurs de la section précédente ceux publiés dans [Follansbee et Gray, 1989, Wulf, 1979]. La figure 1.17 illustre ces résultats obtenus dans la gamme de vitesse de déformation 10^{-4} - 2.10^{4} s^{-1} et pour une déformation plastique de 0.04, à l'exception de Wulf qui a déterminé cette sensibilité pour une déformation plastique de 0.1.

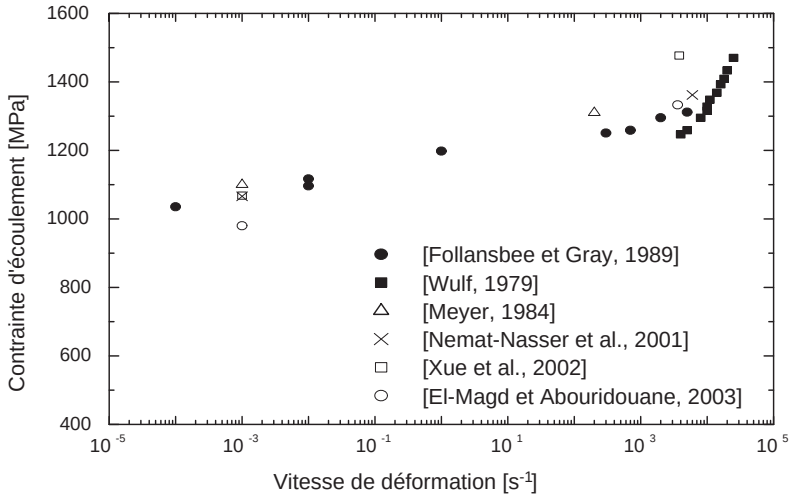


FIG. 1.17: Influence de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité du TA6V, [Wulf, 1979, Follansbee et Gray, 1989, Nemat-Nasser et al., 2001, Meyer, 1984, Xue et al., 2002]

La limite d'élasticité s'élève rapidement avec la vitesse de déformation, de 250 MPa quand $\dot{\varepsilon}$ passe de 10^{-4} à 5.10^3 s^{-1}. La sensibilité moyenne de la contrainte à la vitesse d'écoulement calculée dans cette gamme de vitesse est d'environ +40 MPa/décade. Cette augmentation est attribuée au désancrage thermiquement activé des dislocations. Si nous reprenons l'expression du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation défini dans la section 1.2.5.4, nous obtenons, pour cette gamme de vitesse, une valeur de m égale à 0.014 pour 4% de déformation en compression. L'allure de la courbe indique ensuite une transition de cette sensibilité : la vitesse de déformation a une influence plus marquée sur la limite d'élasticité. La sensibilité moyenne passe alors à +340 MPa/décade et m vaut 0.09. La vitesse de déformation critique pour cette transition hypothétique des mécanismes de déformation vers le traînage visqueux (Zone IV de la section 1.2.5.1) est située au-delà de 5.10^3 s^{-1}. Cette valeur est en accord avec les résultats publiés dans [Lee et Lin, 1998] ($>10^3$ s^{-1}).

Le TA6V est donc très sensible à la vitesse de déformation mais cette sensibilité a tendance à décroître au cours de la déformation. Zhou et Chew [Zhou et Chew, 2002] publient des courbes donnant l'évolution de la sensibilité à la vitesse de déformation en fonction de la déformation pour quatre gammes de vitesse différentes (figure 1.18).

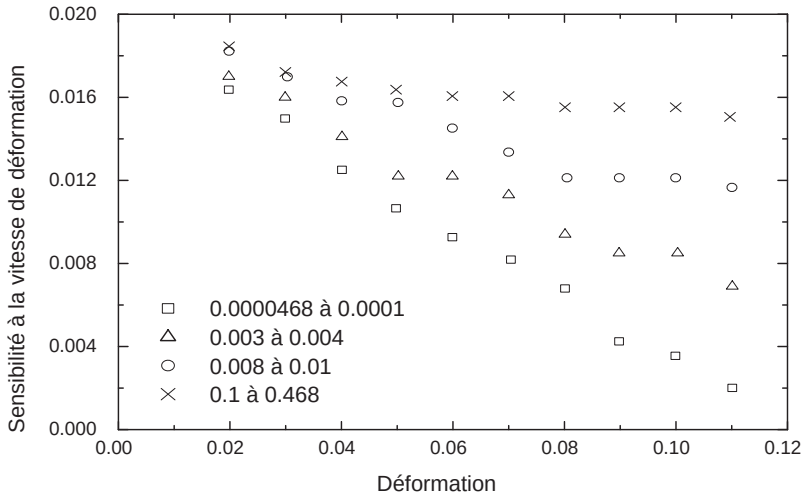


FIG. 1.18: Influence de la déformation sur le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation $m = \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}}$ pour quatre gammes de vitesse, [Zhou et Chew, 2002]

Nous observons une chute de la sensibilité à la vitesse de déformation de 0.016 à 0.004 quand ε passe de 0.02 à 0.1 pour une gamme de vitesse de l'ordre de 10^{-4} s^{-1}. Cette tendance s'atténue avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

1.3.3.3 Influence de la température

Avant de décrire l'influence thermique sur la contrainte d'écoulement du TA6V, nous nous intéressons tout d'abord à l'évolution du module de cisaillement G en fonction de la température T.

Des mesures ultrasonores effectuées par Wisniewski et al. [Wisniewski et al., 2004] sur un TA6V donnent un module de cisaillement G décroissant de 42 à 33 GPa lorsque la température passe de

373 à 737 K (figure 1.19). Dans cette gamme de température, le module d'Young E varie entre 112 et 88 GPa pour un coefficient de Poisson oscillant autour de 0.33.

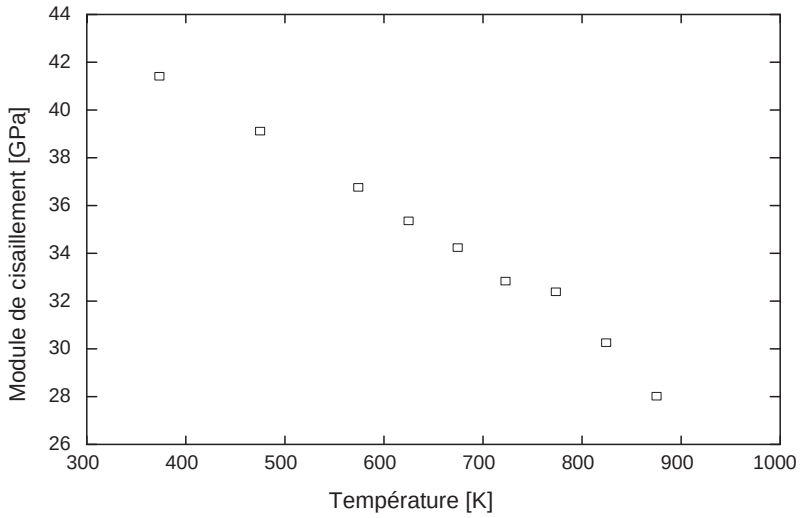


FIG. 1.19: Influence de la température sur le module de cisaillement du TA6V, [Wisniewski et al., 2004]

Lorsque la température augmente, le module de cisaillement tend à décroître linéairement. Il est alors possible de calculer un coefficient de décroissance linéaire de ce module correspondant à $\frac{\partial G}{\partial T} = 2.25\,\mathrm{MPa.K^{-1}}$.

De nombreux auteurs comme Majorell et al. [Majorell et al., 2002], Lee et Lin [Lee et Lin, 1998] ou encore Meester et al. [Meester et al., 1975] se sont intéressés à l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement du TA6V. La figure 1.20 illustre leurs résultats pour une déformation plastique inférieure à 5% et pour deux vitesses de déformation différentes : l'une à 10^{-3} s^{-1} et l'autre à 2.10^3 s^{-1}. Une comparaison avec les travaux de Meyers et al. [Meyers et al., 1994] et Harding [Harding, 1975] sur un titane pur est réalisée.
La température joue un rôle important sur la contrainte d'écoulement. Sa limite d'élasticité, élevée à faible température, diminue lorsque l'activation thermique prend de l'importance. Pour $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}$ s^{-1}, un plateau athermique (Zone I de la section 1.2.5.1) est observé entre 650 et 800 K. Il est néanmoins possible de calculer une sensibilité moyenne de la contrainte à la température pour ces deux gammes de vitesses de déformation. A $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}$ s^{-1} et 2.10^3 s^{-1}, elle est respectivement d'environ -1.1 MPa/K et -0.875 MPa/K pour une déformation plastique inférieure à 5%.

1.3.4 Bilan

Le titane étudié (TA6V) présente une microstructure biphasée particulière dite de type Widmanstätten. Cette structure est composée de colonies de lamelles de phase α séparées par une phase β. Les moyens d'observation employés (microscope optique, MEB) n'ont pas révélé d'hétérogénéités telles que des inclusions d'oxydes ou de carbures dans le matériau. Les sites potentiels de nucléation des défauts sont donc restreints aux joints de grains ou aux hétérogénéités d'une taille sub-micronique sans localisation particulière.

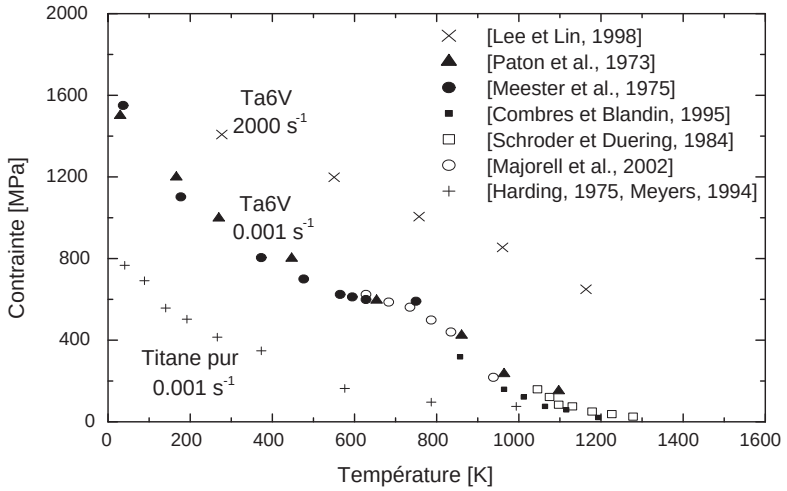


FIG. 1.20: Influence de la température sur la limite d'élasticité du TA6V pour deux vitesses de déformation : 10^{-3} s^{-1} à 2.10^{3} s^{-1}, [Lee et Lin, 1998, Majorell et al., 2002, Paton et al., 1973, Combres et Blandin, 1995, Meester et al., 1975, Schroder et Duering, 1984]. Comparaison avec un titane pur, [Harding, 1975, Meyers et al., 1994]

Dans le cadre d'expérience d'impact conduisant à l'écaillage, le matériau subit un cycle de compression - traction à très grandes vitesses de déformation (au delà de 10^5 s^{-1}). L'étude de l'influence de la vitesse de déformation à partir d'essais uniaxiaux recensés dans la littérature a établi une limite d'élasticité de 1350 MPa, à 10^4 s^{-1} et 293 K, et une sensibilité à la vitesse de déformation de l'ordre de +340 MPa/décade.

1.4 Endommagement sous choc du titane Synthèse bibliographique

1.4.1 Introduction

L'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques de matériaux tels que le titane ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Différents dispositifs expérimentaux ont été créés permettant de générer au sein du matériau des déformations ou des vitesses de déformations voulues. La figure 1.21 (donnée notamment dans [Curran et al., 1987]) définit les domaines de contraintes, déformations et vitesses de déformation atteints pour les différents dispositifs recensés dans la littérature.

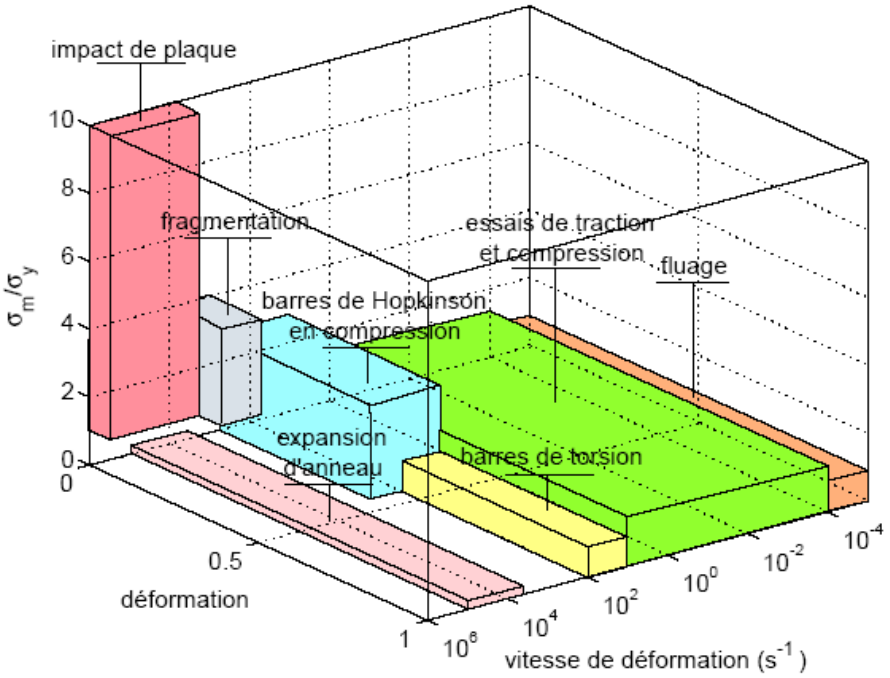


FIG. 1.21: Domaine de contrainte, déformation et vitesse de déformation atteint par les différents dispositifs expérimentaux, [Curran et al., 1987]

Les essais de type "impact de plaque" nous intéressent ici avec des vitesses de déformation de l'ordre de 10^5 s^{-1} et des contraintes pouvant atteindre plusieurs fois la limite élastique. Lorsqu'un matériau est soumis à ce type d'essai, la propagation d'ondes de compression puis de détente peut conduire à la mise en traction d'une partie de celui-ci. Pour des caractéristiques de chargement particulières (amplitude, durée de l'onde, géométrie), un endommagement allant jusqu'à la rupture du matériau, appelé écaillage, peut apparaître.

La suite de cette section décrit dans un premier temps la méthodologie des essais d'impact plaque/plaque. Les mécanismes physiques qui conduisent à l'écaillage à savoir la nucléation, la croissance et la coalescence de microfissures sont ensuite décrits. Nous aborderons enfin une analyse des résultats expérimentaux d'écaillage disponibles dans la littérature. L'effet de la température ainsi que le seuil de rupture sont examinés.

1.4.2 Application au cas particulier de l'impact plaque/plaque

Les parties suivantes décrivent le principe général d'un essai d'impact plaque/plaque ainsi que les différents phénomènes qui apparaissent. L'analyse d'un résultat expérimental classique pour ce type d'essai, à savoir le profil de vitesse de face arrière, est présentée. D'autres techniques expérimentales, comme l'utilisation d'une charge explosive ou d'un faisceau laser de haute énergie engendrant l'endommagement et la rupture par écaillage, sont également présentées brièvement.

1.4.2.1 Caractéristiques générales

L'essai d'impact plaque/plaque consiste à projeter (à une vitesse donnée V_{impact}) une plaque mince d'épaisseur L_i, appelée impacteur, sur une plaque immobile plus épaisse appelée cible, d'épaisseur L_c et de diamètre égal à celui de l'impacteur (figure 1.22).

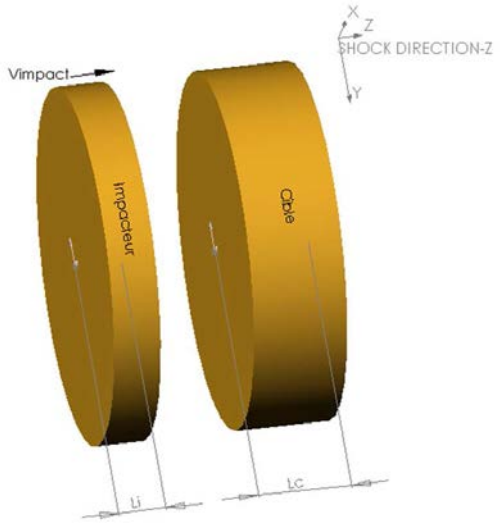


FIG. 1.22: Schéma de principe d'un impact plaque/plaque

De manière générale, la cible et l'impacteur sont du même matériau, leur épaisseur est choisie de telle sorte que

$$L_i = \frac{L_c}{2} \tag{1.2}$$

Lors d'un impact, une onde plane de compression est générée dans l'impacteur et la cible. Ces ondes se réfléchissent en onde de traction sur les surfaces libres des plaques et se propagent l'une vers l'autre. A leur croisement, une zone de la cible est mise en traction et si le niveau de contrainte et le temps d'application des ondes sont suffisants, il y a endommagement, voire rupture de la cible. La figure 1.23 montre une coupe selon le diamètre de cibles en alliage d'aluminium 7020-T6 récupérées après essais d'impact pour différents niveaux d'écaillage [Chevrier, 1998].

Afin de comprendre davantage les différents phénomènes qui conduisent à l'écaillage, les cas d'un matériau parfaitement élastique, élastique avec rupture et plastique avec rupture, sont étudiés successivement. Cette analyse va permettre d'introduire les principales notions et grandeurs relatives

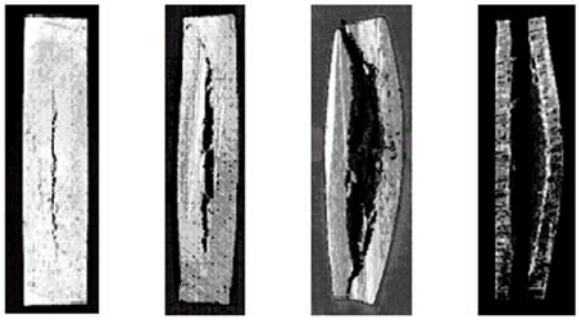


FIG. 1.23: Cibles en alliage d'aluminium 7020-T6 récupérées après des essais d'impact à différents niveaux d'écaillage : de gauche à droite $V_{impact} = 150$ m.s^{-1}, $L_c = 10$ mm ; $V_{impact} = 256$ m.s^{-1}, $L_c = 10$ mm ; $V_{impact} = 270$ m.s^{-1}, $L_c = 10$ mm ; $V_{impact} = 294$ m.s^{-1}, $L_c = 6$ mm, [Chevrier, 1998]

aux essais d'impact plaque/plaque. Dans un souci de compréhension, l'hypothèse d'un impact de plaques semi-infinies est faite afin de s'abstenir de prendre en compte les effets de bords. Le problème est alors réduit à un problème uni-dimensionnel de propagation d'ondes. Afin de décrire l'évolution des deux structures entrant en contact, nous utiliserons le diagramme de Lagrange qui décrit dans le plan (x,t) la propagation des ondes et leur influence en matière de vitesse matérielle (vitesse de la face arrière de la cible).[2]

Pour les trois diagrammes que nous présentons, les flèches noires correspondent à l'onde de choc qui suit l'impact, les flèches rouges à des ondes de compression et les bleues à des ondes de détente. La vitesse de ces ondes est égale à la célérité longitudinale des ondes élastiques dans une plaque et est donnée par

$$c_L = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \tag{1.3}$$

Intéressons-nous tout d'abord au cas simple d'un **matériau parfaitement élastique** ne subissant donc aucun endommagement et aucune rupture. Lors de l'impact à $t = 0$, une onde de choc se propage de part et d'autre de la surface d'impact et fait passer progressivement toute l'épaisseur de la cible et de l'impacteur d'un état initial au repos (état 0 et $0^{'}$ respectivement) à l'état d'équilibre sous choc 1 (compression à la pression p_{choc}) (figure 1.24). Chaque onde de choc se réfléchit sur les surfaces libres des plaques en un faisceau d'ondes de détente assimilé ici à une onde unique (à t_1 pour l'impacteur et à t_2 pour la cible) ramenant ainsi progressivement la cible à une pression nulle (état 0 et $0^{'}$). En supposant le cas d'un impact symétrique, c'est-à-dire vérifiant l'équation 1.2, les deux faisceaux d'ondes de détente se croisent au centre de la cible (à t_3) et cumulent leurs influences respectives. Le matériau passe alors localement d'un état comprimé (pression p_{choc}) à un état en tension (pression $-p_{choc}$) (état 2). Cette zone en tension s'étend ensuite à l'ensemble de l'épaisseur de la cible avant d'être relaxée par les faisceaux d'ondes de compression issues de nouvelles réflexions sur les surfaces libres... et ainsi de suite.

Le diagramme de droite de la figure 1.24 donne l'évolution de la vitesse matérielle en surface libre durant l'essai d'impact. Cette vitesse de face arrière est une fonction créneau d'amplitude V_{impact}

[2] L'évolution de la vitesse de face arrière de la cible est détaillée dans la section 1.4.2.2.

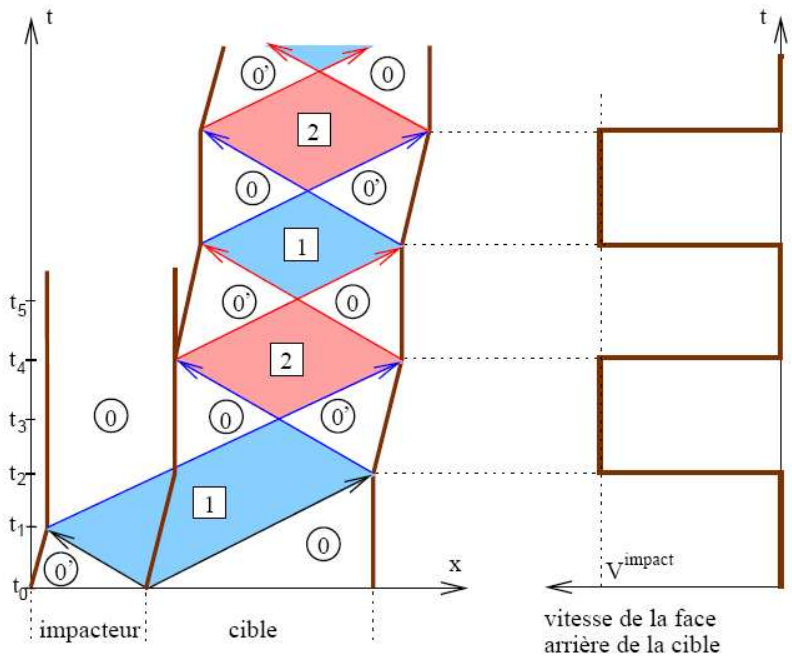


FIG. 1.24: Représentation simplifiée d'un impact plaque/plaque dans le cas d'un matériau parfaitement élastique. Projection dans le diagramme de Lagrange (x,t) et profil de vitesse de face arrière, [Roy, 2003, Suffis, 2004]

et de période $\frac{2L_c}{c_l}$ correspondant au temps mis par l'onde élastique pour faire un aller-retour dans la cible.

La représentation du diagramme de Lagrange sur la figure 1.24 nous permet de définir deux paramètres caractéristiques de la sollicitation :

- la durée de sollicitation sous choc Δt_{choc}, encore appelée temps de chargement, noté t_c, qui correspond au temps mis par l'onde pour effectuer un aller-retour dans l'impacteur. Elle est directement liée à l'épaisseur L_i de l'impacteur par la relation
$$t_c = \frac{2L_i}{c_L} \tag{1.4}$$
- la pression de choc p_{choc} qui, de la même manière, est directement liée à la vitesse d'impact V_{impact} par
$$p_{choc} = \frac{1}{2}\rho c_L V_{impact} \tag{1.5}$$

Intéressons-nous maintenant au cas d'un **matériau élastique avec rupture** ne pouvant supporter en tension une pression supérieure à la pression d'écaillage $p_{ecaillage}$. Le trajet des ondes reste identique jusqu'au croisement des ondes de détente au centre de la cible (à t_3) (figure 1.25). La pression est cette fois limitée à la pression d'écaillage (état 2*). La rupture par écaillage n'est cependant pas immédiate dès le passage en tension mais demande un "certain" temps pour se produire (jusqu'à $t_{4'}$). Nous retrouvons ensuite des croisements successifs d'ondes de compression et de détente dans les deux parties de la cible ainsi formées.

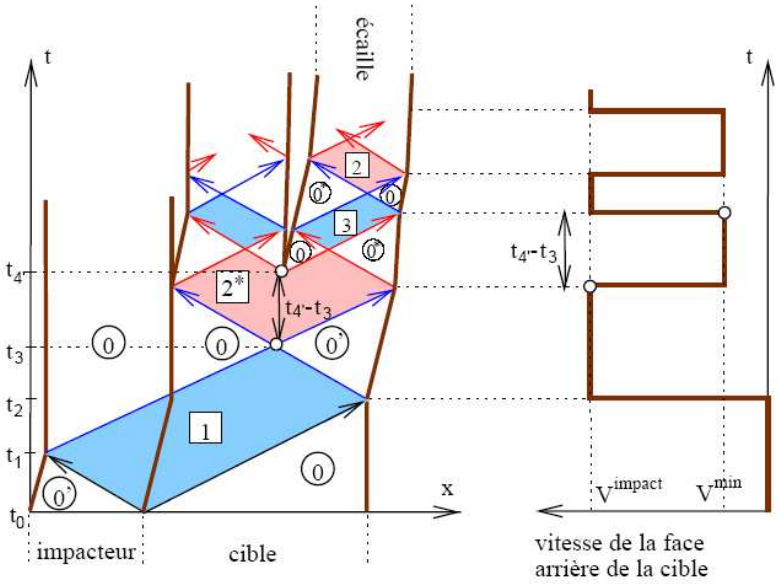


FIG. 1.25: Représentation simplifiée d'un impact plaque/plaque dans le cas d'un matériau élastique avec rupture : diagramme de Lagrange et profil de vitesse de face arrière, [Roy, 2003, Suffis, 2004]

Concernant l'évolution de la vitesse matérielle en surface libre, son profil est à nouveau une fonction créneau mais cette fois d'amplitude variant entre V_{min} et V_{impact}, et de période $\frac{L_c}{c_L}$ correspondant au temps mis par l'onde élastique pour faire un aller-retour dans l'écaille formée.
Dans ce cas simplifié d'interaction d'ondes élastiques, nous introduisons la notion de contrainte d'écaillage σ_{ec} qui correspond à la contrainte pour laquelle une surface libre apparaît dans le matériau et la notion de temps de chargement.

- σ_{ec} s'obtient en utilisant la formulation dite de Taylor [Speight et Taylor, 1986] à partir de la vitesse de face arrière

$$\sigma_{ec} = \frac{1}{2}\rho c_L \left|V_{impact} - V_{min}\right| \tag{1.6}$$

  Cette formule n'est justifiée en première approximation que lorsque la contrainte d'écaillage et la limite d'élasticité sous choc (limite élastique d'Hugoniot, notée σ_{LEH}) sont du même ordre de grandeur.
- le temps de chargement correspond au temps entre le début de la première mise en tension (à t_3) et le moment de l'apparition de l'écaille (à $t_{4'}$) est au plus égal à $\frac{L_c}{c_L}$.

Intéressons-nous enfin au cas d'un **matériau plastique avec rupture**. L'onde générée par l'impact se décompose en une onde élastique (trait pointillé sur le diagramme de Lagrange de la figure 1.26) et un faisceau d'ondes plastiques plus lentes (trait continu). Cette différence de vitesse engendre un précurseur élastique noté P sur la figure 1.26 égal à la limite élastique d'Hugoniot.
Le centre de la cible se met alors sous tension au fur et à mesure que les ondes plastiques, qui n'évoluent pas toutes à la même vitesse, se croisent et le phénomène d'écaillage apparaît.

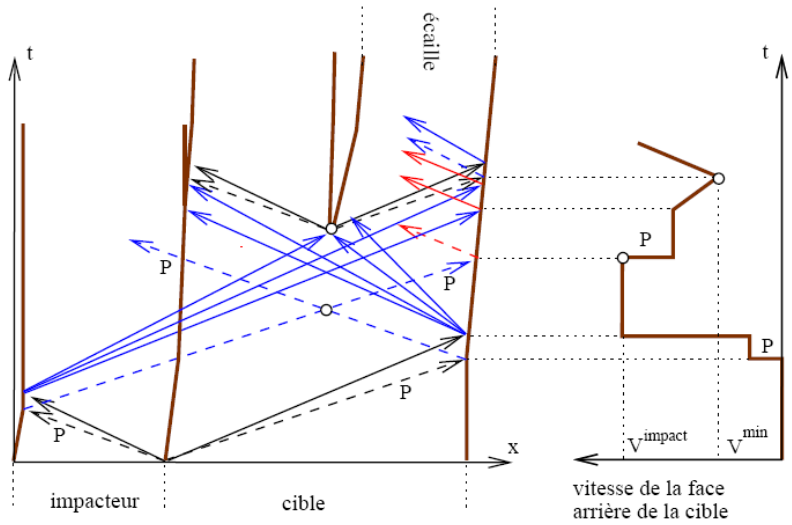


FIG. 1.26: Représentation simplifiée d'un impact plaque/plaque dans le cas d'un matériau plastique avec rupture : diagramme de Lagrange et profil de vitesse de face arrière, [Roy, 2003, Suffis, 2004]

Le profil de la face arrière dans ce cas d'interactions d'ondes élasto-plastiques est détaillé dans la section suivante sur un exemple de vitesse de face arrière expérimentale obtenue pour un alliage TA6V.

1.4.2.2 Analyse de la vitesse de face arrière

Lors de l'impact, les ondes générées dans l'impacteur et la cible arrivent sur la surface libre provoquant un mouvement de vitesse $v(t)$ de la matière. Barker et Hollenbach [Barker et Hollenbach, 1972] ont mis en place une technique de mesure de la vitesse de surface libre par interférométrie laser. La figure 1.27 représente schématiquement ce système VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector).
Un exemple de profil de vitesse de surface libre d'une cible endommagée, fourni par l'armée américaine, est donné sur la figure 1.28. Le premier petit plateau observé sur la courbe correspond à la limite élastique d'Hugoniot. Nous observons ensuite un pic de vitesse, suivi d'une chute due à la réflexion de l'onde qui va accélérer de nouveau la face arrière de la cible, d'où le second pic de vitesse observé.

Nous retrouvons sur la figure 1.28 certaines notions que nous avons évoquées précédemment : $t_c \simeq t_c^{exp}$ et $V_{impact} \simeq V_{max}$. De ces mesures, Romanchenko et Stepanov [Romanchenko et Stepanov, 1980] proposent une formule permettant de retrouver la contrainte d'écaillage

$$\sigma_{ec}^0 = \rho(\frac{c_L V}{c_L + V})(V_{max} - V_{min}) \tag{1.7}$$

en supposant que toutes les ondes du faisceau de tension arrivant en surface libre se propagent en moyenne à la vitesse V. Afin de prendre en compte la portion du faisceau de détente ayant atteint le plan d'écaillage mais rattrapé, car plus lent, avant la surface libre par la recompression créée par

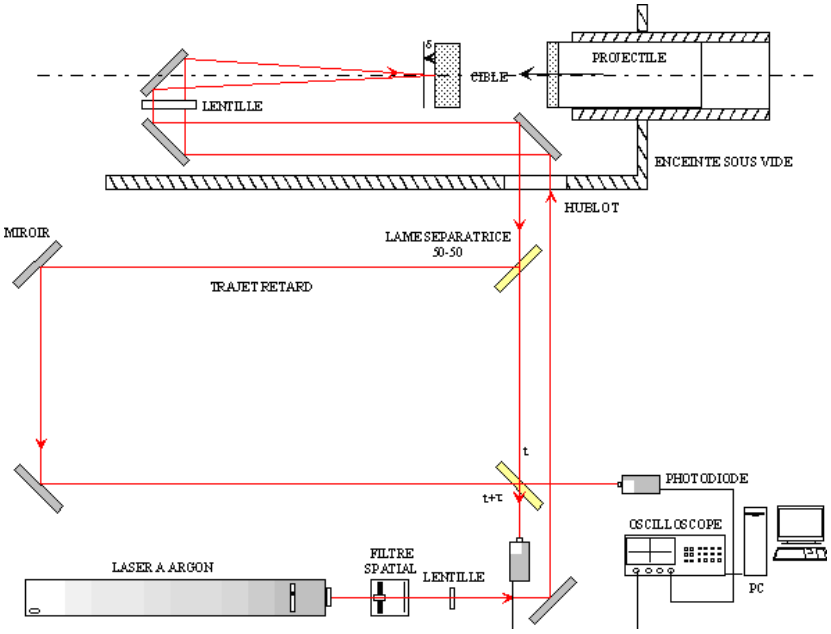


FIG. 1.27: Représentation schématique du banc d'interférométrie laser

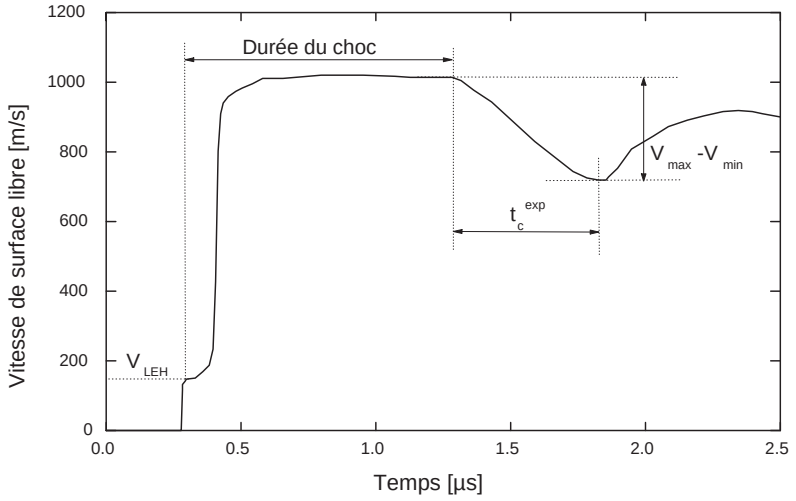


FIG. 1.28: Exemple typique d'évolution de vitesse de face arrière en présence d'écaillage obtenu dans le cas du titane TA6V

la rupture au plan d'écaillage, un terme correctif est ajouté à l'équation 1.7 pour obtenir

$$\sigma_{ec} = \sigma_{ec}^{0}(1 + \frac{\delta}{t_c^{exp}}(\frac{1}{V} - \frac{1}{c_L})) \tag{1.8}$$

où δ correspond à l'épaisseur de l'écaille, directement accessible par l'expérience. Dans le cas d'un impact symétrique vérifiant l'équation 1.2, δ est égal à $\frac{L_c}{2}$.

1.4.2.3 Autres moyens expérimentaux

Pour étudier l'endommagement et la rupture par écaillage, différentes techniques expérimentales sont employées :

- l'impact plaque/plaque, décrit dans la section 1.4.2.1, qui permet d'atteindre des pressions de choc de quelques GPa à quelques 100 GPa pour des durées de choc de l'ordre de 0.1 μs à quelques micro-secondes selon le type de lanceur (à gaz comprimé, à poudre, à deux étages...) ;
- la technique de chargement par explosif qui utilise une détonation de charge explosive en contact avec la cible pour propager une onde de compression. Le niveau de choc est similaire à la technique d'impact plaque/plaque mais pour des durées de choc de l'ordre de quelques 10 μs pouvant ainsi générer de multiples plans d'écaillage dans la cible (figure 1.29) ;

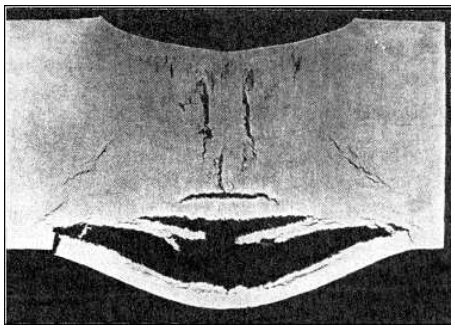


FIG. 1.29: Cible multi-écaillée par chargement par explosif, [Rinehart, 1952]

- l'impact d'un spot laser ou d'un faisceau d'électrons de haute énergie sur une zone localisée de la cible, qui permet d'atteindre des niveaux de contraintes tout aussi élevés que les techniques précédentes mais pour des durées de sollicitations ne dépassant pas quelques 0.1 μs. L'énergie focalisée sur la cible sublime une infime épaisseur de celle-ci, ce qui engendre l'expansion d'un plasma. La détente de ce plasma dans la direction de la cible crée une poussée qui génère un choc pouvant provoquer l'écaillage (figure 1.30).

FIG. 1.30: Cible écaillée par impact laser, [Boustie, 1991]

1.4.3 Mécanismes physiques de l'écaillage

L'étude des mécanismes conduisant à la ruine macroscopique d'un matériau par écaillage a fait l'objet de nombreux travaux, comme ceux de Montheillet et Moussy [Montheillet et Moussy, 1986] ou Curran et al. [Curran et al., 1987]. En fonction du matériau et du type de sollicitations, les mécanismes d'endommagement et de rupture classiquement rencontrés dans la littérature sont la rupture fragile par clivage et la rupture ductile résultant d'une intense déformation plastique locale.

La rupture **fragile** est caractérisée par l'absence de déformation au voisinage de la fracture. Ce mode d'endommagement résulte de l'amorçage, la croissance et la coalescence de microfissures accompagnés d'une faible déformation plastique principalement localisée en tête de fissure. La figure 1.31 de gauche présente ce type d'endommagement par microfissuration dans le fer Armco.

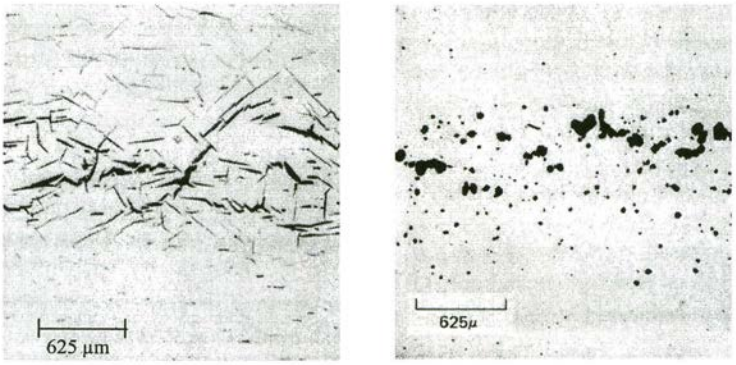


FIG. 1.31: Faciès d'endommagement sous choc : figure de gauche, microfissuration fragile dans le fer Armco ; figure de droite, endommagement ductile sous forme de microvides observé dans l'aluminium 1145, [Curran et al., 1987]

La rupture **ductile** est caractérisée par une propagation dynamique de vides ou de trous provoquée par de très grandes déformations locales. Ce processus de rupture est similaire à celui des matériaux dits "fragiles" décrit précédemment, à savoir l'amorçage des cavités, la croissance puis la coalescence pour former la surface de rupture illustrée en figure 1.31 à droite.

Il est important de noter que selon le type de sollicitations thermomécaniques, l'endommagement d'un matériau peut résulter de ces deux types de processus. On parle alors d'un mode **mixte** ductile-fragile. C'est le cas notamment du fer Armco qui, sous des conditions quasi-statiques, possède un mode d'endommagement ductile par croissance de vides, et sous chargement dynamique un mode d'endommagement fragile sous forme de microfissures. La température joue également un rôle important sur cette transition ductile-fragile. A partir de 573 K, le mode de ruine sous choc du fer Armco repasse d'un état fragile à un état ductile. Klepaczko [Klepaczko, 1990] a étudié le rôle de la température et de la vitesse de déformation sur cette transition et a établi des domaines de prépondérance de tel ou tel mode d'endommagement (figure 1.32).
Dans le cas de notre alliage de TA6V, le mode d'endommagement sous sollicitations dynamiques est de type ductile, avec formation de micro-cavités. Dans les sections suivantes, nous décrirons donc brièvement les mécanismes physiques d'une rupture ductile conduisant à l'écaillage, à savoir la nucléation des cavités, la croissance et la coalescence par bandes de cisaillement.

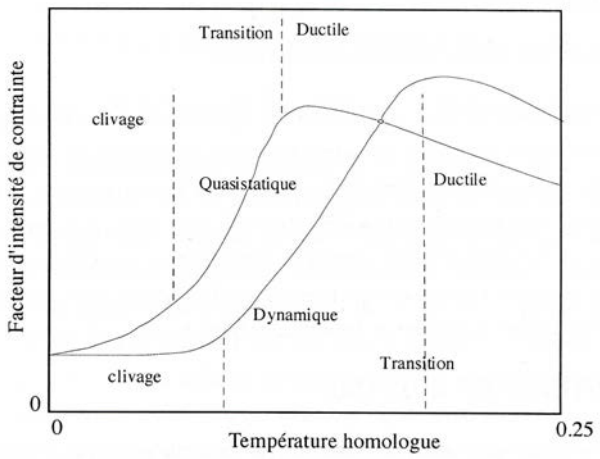


FIG. 1.32: Domaines de prédominance des différents mécanismes de ruine en fonction de la température homologue pour deux vitesses extrêmes de chargement, [Klepaczko, 1990]

1.4.3.1 Nucléation des cavités

L'amorçage de l'endommagement se manifeste par la création de microcavités (vides ou trous) en des endroits privilégiés de la microstructure, initiée par une localisation des contraintes et des déformations. Les sites de nucléation généralement observés sont des lieux d'hétérogénéités présents dans le matériau. Ils peuvent être de différents types comme par exemple des vides préexistants (porosité initiale) résultant du mode d'élaboration du matériau. Les joints de grains et notamment les points triples constituent aussi des sites favorables à la germination. Arrieta et Espinosa [Arrieta et Espinosa, 2001] ont observé dans le cas d'un alliage de TA6V l'apparition de microvides au niveau des joints de grains à l'interface α/β sous des conditions de chargement par impact (figure 1.33).

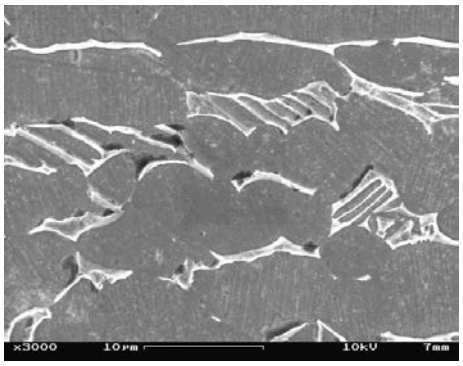


FIG. 1.33: Micrographie d'une cible en alliage de titane TA6V écaillée par impact plaque/plaque à V_{impact}=251 m.s^{-1} et à température ambiante. Apparition de microvides à l'interface α/β (phase β en blanc), [Arrieta et Espinosa, 2001]

Le glissement des joints favorise le processus de regroupement et de migration des lacunes pouvant provoquer la formation de vides. La nucléation des cavités est enfin observée au niveau des

particules d'éléments d'addition ou des inclusions. La particule étant généralement moins ductile que la matrice, les sollicitations peuvent provoquer, par effet d'instabilité, une décohésion de l'interface particule-matrice ou encore une fracturation de la particule, conduisant à la germination de vides. Pour des matériaux qui contiennent peu d'inclusions, les sites de nucléation sont difficiles à identifier. L'amorçage a lieu au niveau d'hétérogénéités sub-microscopiques telles que celles générées par le blocage et l'empilement de dislocations. La germination qui en résulte est qualifiée alors d'homogène, [Curran et al., 1987].

1.4.3.2 Croissance et coalescence des cavités

La croissance de l'endommagement résulte de l'augmentation du nombre de cavités et de leur taille, et s'opère par glissements plastiques avec de grandes déformations à proximité des défauts décrits dans la section précédente. Une fois développées, les cavités voisines vont coalescer soit par empiétement direct (rencontre "géométrique" de leurs parois), soit par localisation de la déformation plastique suivant des bandes joignant deux cavités. Cette localisation de la déformation conduit à la formation de bandes de cisaillement adiabatique (BCA) d'épaisseur variant de quelques μm à quelques 100 μm selon le type de matériau et de sollicitation, puis à la rupture de ce segment de liaison séparant ainsi le matériau en deux parties. Le principal mécanisme de formation de BCA est l'augmentation de la température créée par la dissipation du travail de déformation plastique. Cet échauffement adoucit alors le matériau dans une zone privilégiée qui constituera la BCA. Quant à la rupture, elle se fait le plus souvent par microfissuration fragile qui prend naissance dans la bande. On observe également la formation d'une chaîne de cavités plus petite à l'intérieur de la bande indiquant un mode ductile de rupture du segment de liaison. Les observations microscopiques dans [Mescheryakov et al., 2000] d'une cible en alliage de titane TA6V écaillée révèlent cette formation et cette rupture par fissuration d'une BCA entre deux cavités voisines (figure 1.34).

1.4.4 Résultats expérimentaux disponibles

Le titane a fait l'objet de nombreuses caractérisations expérimentales d'endommagement sous choc. Les résultats disponibles dans la littérature sur la rupture par écaillage s'attachent à déterminer la contrainte macroscopique principale maximale en tension atteinte au moment de la ruine, appelée tension d'écaillage. Les parties suivantes décrivent quelques résultats expérimentaux disponibles sur cette contrainte dans le TA6V lors d'essais d'impact plaque/plaque.

1.4.4.1 Étude du seuil de rupture

La façon la plus commune de quantifier la rupture par écaillage est donc de déterminer la tension d'écaillage assimilée à un seuil de rupture. Meyers et Aimone [Meyers et Aimone, 1983] donnent des valeurs de cette contrainte à température ambiante pour différents matériaux ainsi que leur mode de ruine (tableau 1.7).
Cette tension d'écaillage est généralement mesurée par interférométrie (section 1.4.2.2). L'ouverture d'une fissure macroscopique dans le matériau provoque une réaccélération détectable sur la courbe de vitesse de face arrière qui permet ensuite d'estimer cette contrainte d'écaillage par différentes formulations (équations 1.6 et 1.8).

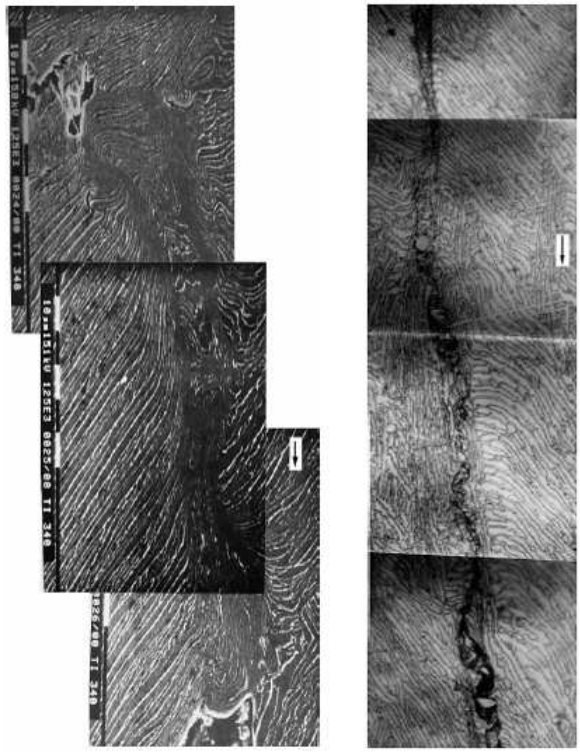


FIG. 1.34: Bande de cisaillement entre deux cavités voisines observée dans le TA6V lors d'un essai d'impact à V_{impact}=446 m.s^{-1} : formation à droite, rupture à gauche, [Mescheryakov et al., 2000]

TAB. 1.7: Tension d'écaillage et mode de ruine pour différents matériaux à température ambiante

Matériau	Tension d'écaillage [GPa]	Mode de ruine
aluminium	1	ductile
fer	1.9	fragile
titane	2.2 - 3.7	mixte
tantale	4 - 6	ductile

Parmi les travaux publiés pour le TA6V, ceux présentés dans [Kanel et Petrova, 1981] donnent l'évolution de la vitesse de face arrière en fonction de la vitesse d'impact. La figure 1.35 illustre les résultats obtenus pour trois vitesses d'impact : 445, 600 et 700 m.s^{-1} et pour des épaisseurs de cible et d'impacteur de 10 et 2 mm respectivement.
D'après la figure 1.35, un impact à 445 m.s^{-1} ne génère aucun endommagement apparent, sans réaccélération prématurée de la surface libre de la cible, contrairement aux impacts à 600 et 700 m.s^{-1} qui eux provoquent l'endommagement. Le second pic de vitesse observé pour ces deux vitesses témoigne de la création d'une surface libre à l'intérieur du matériau qui va provoquer la réflexion de l'onde expliquant cette réaccélération de la face arrière de la cible. De ces données, nous pouvons dégager, en utilisant la formulation de Taylor (équation 1.6), une valeur de tension d'écaillage de 3.9 GPa pour une vitesse d'impact de 600 m.s^{-1} qui correspond à une pression de choc de l'ordre

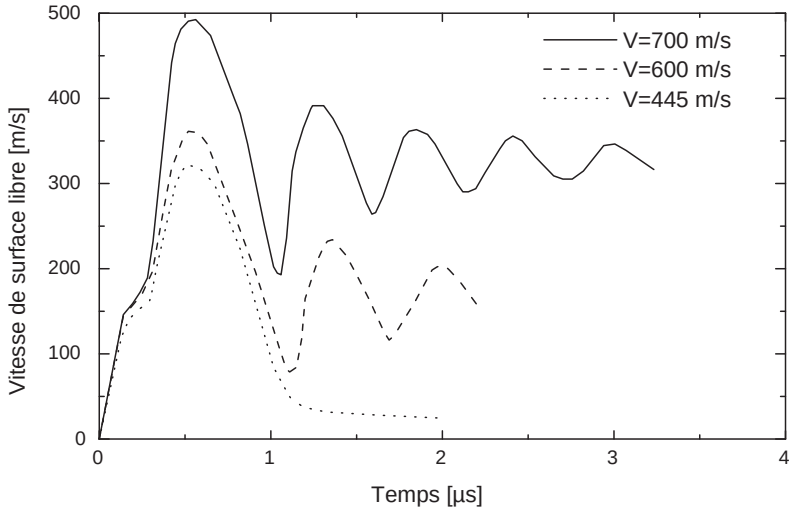


FIG. 1.35: Évolution de la réponse en vitesse de surface libre dans le TA6V obtenue pour trois vitesses d'impact : 445, 600 et 700 m.s^{-1}, [Kanel et Petrova, 1981]

de 8 GPa. Cette pression de choc est pilotée par la vitesse du projectile à l'impact et est donnée par la relation suivante

$$P_{choc} = \rho(c_L + SU_{p_c})U_{p_c} \tag{1.9}$$

U_{p_c} est la vitesse particulaire dans la cible comme schématisée sur la figure 1.36, elle est égale à $\frac{V_{impact}}{2}$ si la pression dans la cible est égale à celle dans l'impacteur. Cette relation ne s'applique que lorsque la cible et l'impacteur sont du même matériau. S est un coefficient vérifiant la relation

$$U_s = C_0 + SU_p \tag{1.10}$$

où U_s est la vitesse de l'onde de choc (figure 1.36) et C_0 la vitesse de propagation de l'onde égale à $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$. Les différentes valeurs de U_s et de U_p publiées dans [Meyers, 1994] permettent de calculer un coefficient S égal à 0.767 pour le titane.

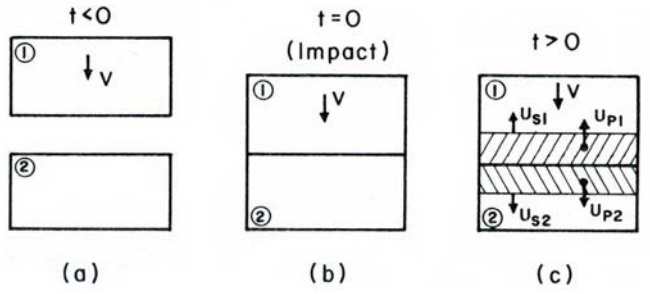


FIG. 1.36: Séquence d'un impact plaque/plaque : a) l'impacteur est projeté à une vitesse V, b) position à l'instant de l'impact, c) position après l'impact avec propagation des ondes de choc, [Meyers, 1994]

Church et al. [Church et al., 2003] déterminent quant à eux, pour des épaisseurs de cible et d'impacteur de 6 et 3 mm et pour une vitesse d'impact de 462 m.s^{-1}, l'évolution de la vitesse matérielle en surface libre représentée sur la figure 1.37.

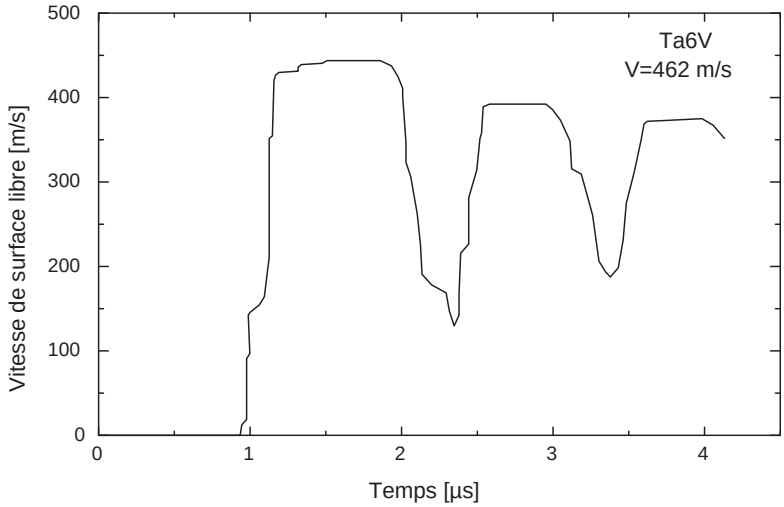


FIG. 1.37: Évolution de la vitesse de surface libre dans le TA6V pour une vitesse d'impact de 462 m.s^{-1}, [Church et al., 2003]

D'après ce profil de vitesse, la formulation de Taylor permet de déterminer une tension d'écaillage de 4.05 GPa pour une pression de choc de 6.4 GPa, soit une valeur de tension d'écaillage de 63% de celle de pression de choc.

Enfin Mescheryakov et Divakov [Mescheryakov et Divakov, 2001] donnent des valeurs de tension d'écaillage comprise entre 5.2 et 5.4 GPa pour des vitesses variant entre 500 et 550 m.s^{-1} (soit 71% de la valeur de pression de choc qui est de l'ordre de 7.3 GPa) et pour des épaisseurs de cible et d'impacteur de 7 et 2 mm respectivement. La figure 1.38 illustre l'évolution de la vitesse de face arrière obtenue pour une vitesse de 536 m.s^{-1}.
Les valeurs des tensions d'écaillage annoncées dans [Mescheryakov et Divakov, 2001] sont évaluées sur la base de la formulation de Taylor.

$$\sigma_{ec} = \frac{1}{2}\rho C \left|V_{max} - V_{min}\right| \tag{1.11}$$

avec

$$C = \frac{L_c}{\frac{L_c}{c_L^c} + t_2 - 2\frac{L_i}{c_L^i}} \tag{1.12}$$

L_c et L_i sont les épaisseurs respectives de la cible et de l'impacteur, c_L^c et c_L^i les célérités longitudinales des ondes dans la cible et dans l'impacteur. V_{max}, V_{min} et t_2 sont directement déterminés à partir du profil de vitesse de face arrière. Ces paramètres sont représentés sur la figure 1.39 qui illustre l'évolution de la vitesse de surface libre dans le cas du TA6V pour un impact à 491 m.s^{-1}. Nous pouvons remarquer une différence de profil entre les deux dernières figures (figure 1.38 et 1.39), notamment au niveau de la zone B répertoriée sur la figure 1.39. Les auteurs expliquent cette différence par une **transformation de phase** qui se produit lors du choc.

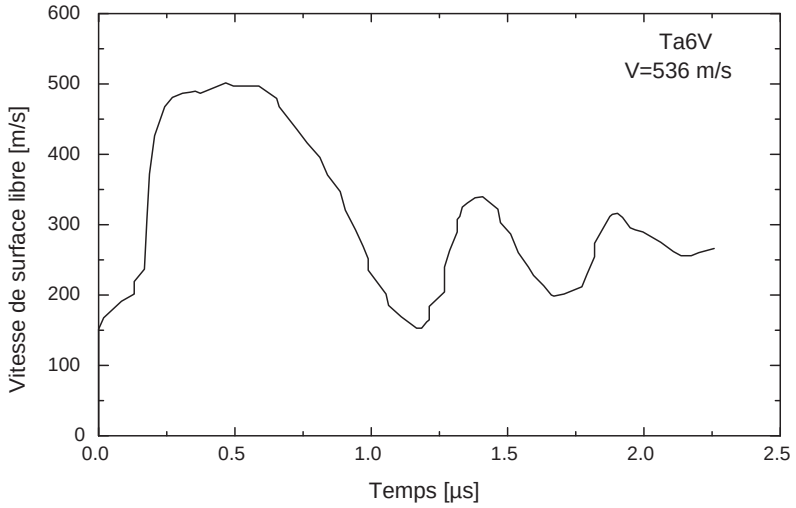


FIG. 1.38: Évolution de la réponse en vitesse de surface libre dans le TA6V obtenue pour une vitesse de 536 m.s^{-1}, [Mescheryakov et Divakov, 2001]

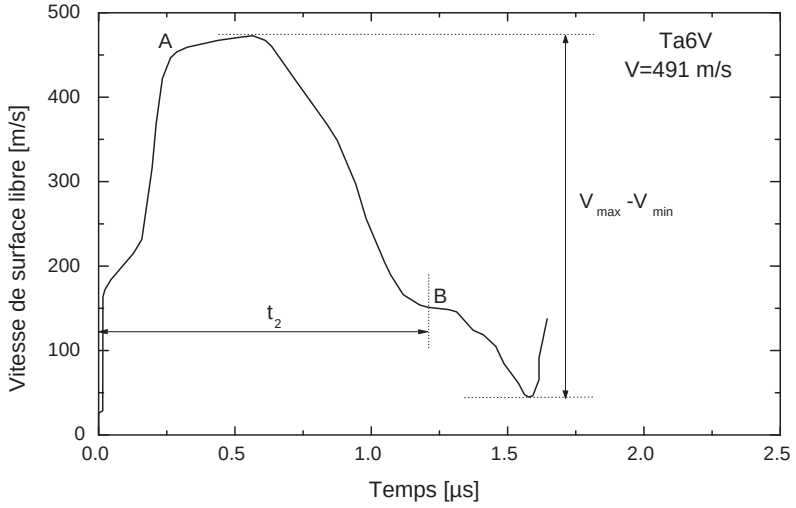


FIG. 1.39: Profil de vitesse de face arrière dans le TA6V pour une vitesse d'impact de 491 m.s^{-1}, [Mescheryakov et Divakov, 2001]

La zone A (figure 1.39) correspond à une transformation de phase α en phase ω et la zone B à la transformation inverse $\omega \rightarrow \alpha$. Sur la figure 1.38, l'écaillage apparaît donc avant la transformation de phase à l'inverse de la figure 1.39.

La nature exacte et la structure de cette phase ω, étudiées par de nombreux auteurs, sont encore controversées. Cette phase a été décrite comme étant de maille cubique géante complexe (équivalente à 27 mailles β) ou encore de maille hexagonale compacte. Dans le cas du titane pur (100% α), l'apparition d'une phase ω a été mise en évidence dans [Sikka et al., 1982] à haute température. La présence de phase ω dans le matériau provoque une amélioration de la résis-

tance mais une baisse de ductilité. Toujours dans le cas du titane pur, Gray III [Gray III, 1998] et Kutsar et al. [Kutsar et al., 1982] publient un niveau de contrainte sous choc de début de transformation $\alpha \rightarrow \omega$ de l'ordre de 10.4 GPa et 11.9 GPa respectivement. Concernant maintenant le TA6V, les avis sur cette transformation sont controversés. Mescheryakov et Divakov [Mescheryakov et Divakov, 2001] publient un niveau de contrainte de transformation de 2.95 GPa. Arrieta et Espinosa [Arrieta et Espinosa, 2001] obtiennent un profil de vitesse de face arrière similaire à la figure 1.39 (zone A et B), et suggèrent l'existence d'une transformation de phase. Mais leurs observations microscopiques sur des cibles après impact n'ont pas révélé de phase ω résiduelle dans la microstructure, peut-être due à la transformation inverse $\omega \rightarrow \alpha$. Quant à d'autres auteurs, notamment Kanel et al. [Kanel et al., 2003] et Gray III [Gray III, 1990], leurs expérimentations ne révèlent aucun signe de cette transformation de phase sous choc.

1.4.4.2 Effet de la température

L'effet de la température, principalement de la température initiale, est très important dans l'étude du phénomène d'écaillage. Les travaux de Golubev et al. [Golubev et al., 1983] ont été consacrés à ce sujet pour différents matériaux et pour des températures initiales comprises entre 77 et 1073 K dans une configuration d'impact plaque/plaque avec un temps de chargement de 1.3 μs. Les résultats synthétisés dans [Chevrier et Klepaczko, 1999] pour certaines nuances d'acier, de fer, de nickel, de cuivre et de titane sont représentés sur la figure 1.40 sous la forme : contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue.

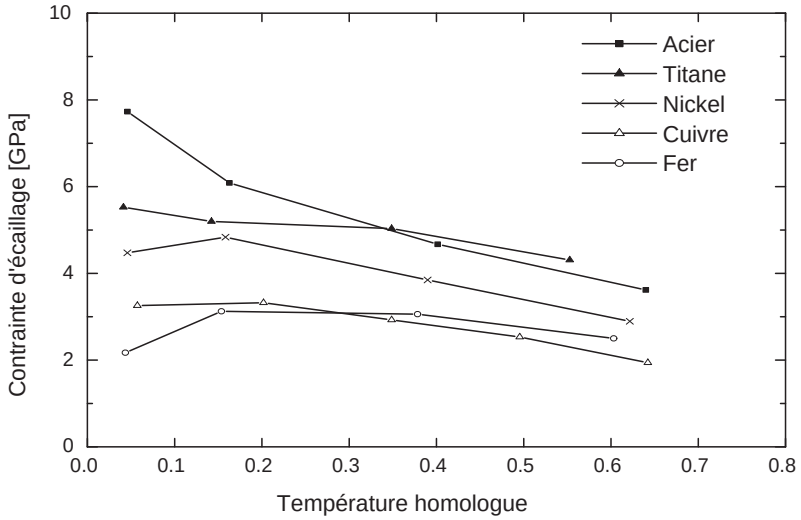


FIG. 1.40: Contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue d'essai pour différents matériaux, [Chevrier et Klepaczko, 1999]

Bien que les données expérimentales soient peu nombreuses, il est néanmoins possible d'établir, dans le cas de l'écaillage, des domaines de prépondérance de tel ou tel mécanisme physique qui gouvernent la rupture dynamique aux différentes températures. Nous remarquons que pour les résultats obtenus à basse température (inférieure à 0.2 T_f), les tendances diffèrent selon le matériau.

Chevrier [Chevrier, 1998] propose une courbe typique donnant l'évolution de la tension d'écaillage et du mode de ruine en fonction de la température (figure 1.41).

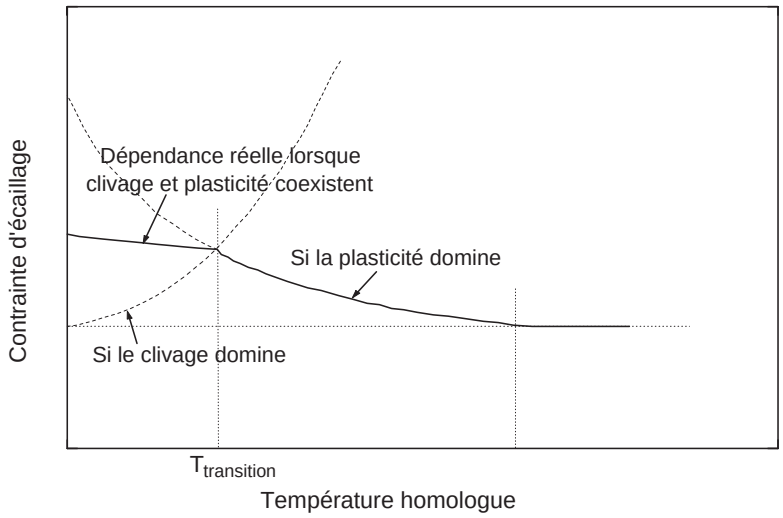


FIG. 1.41: Courbe donnant la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue pour un matériau type, [Chevrier, 1998]

Dans le cas du TA6V, Arrieta et Espinosa [Arrieta et Espinosa, 2001] se sont intéressés à l'influence de la température sur la contrainte d'écaillage dans une configuration d'impact plaque/plaque. Les auteurs obtiennent pour 588 et 786 K des contraintes d'écaillage de 4.47 et 4.30 GPa respectivement pour des épaisseurs de cible et d'impacteur de 7.6 et 3.5 mm et des vitesses d'impact de 417 et 594 m.s^{-1}, soit une sensibilité de la contrainte d'écaillage à la température de -0.86 MPa/K. Ces résultats sont répertoriés sur la figure 1.42 en incorporant ceux publiés dans [Mescheryakov et Divakov, 2001] et [Me-Bar et al., 1987] à température ambiante. Une comparaison avec les travaux de Kanel et al. [Kanel et al., 2003] sur un titane pur et un titane $\alpha + \beta$ (Ti-6-22-22S) est faite.

1.4.5 Bilan

L'étude du phénomène d'écaillage peut être réalisée par différentes techniques dont la plus connue est l'impact plaque/plaque. Elle consiste à projeter à une vitesse donnée une plaque mince (impacteur) sur une plaque immobile plus épaisse (cible). Lors de l'impact, une onde de compression est générée dans l'impacteur et la cible. Ces ondes se réfléchissent en onde de traction sur les surfaces libres, et à leur croisement le matériau est mis en traction. Si le niveau de contrainte et le temps d'application de l'onde sont suffisants, il y a rupture de la cible. Les mécanismes qui conduisent à cette rupture finale sont :

- l'amorçage de microfissures ou de cavités autour d'hétérogénéités présentes dans le matériau par décohésion particule/matrice ;
- la croissance de ces microdéfauts sous l'action de la contrainte appliquée ;

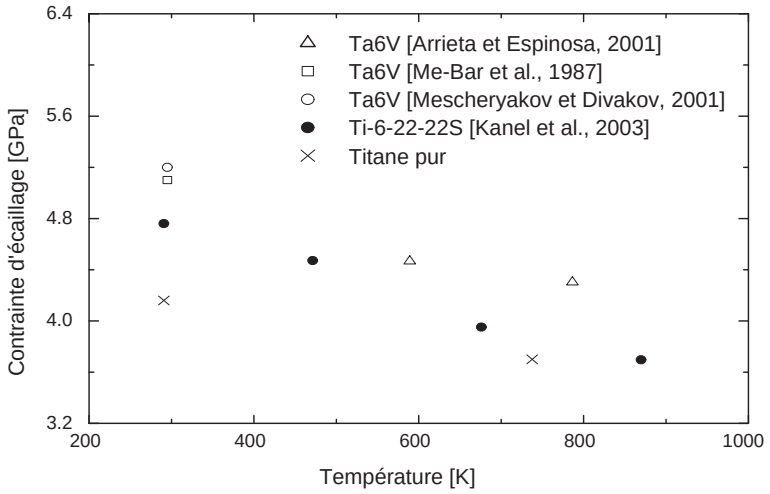


FIG. 1.42: Influence de la température sur la contrainte d'écaillage pour trois nuances de titane : TA6V, titane pur, Ti-6-22-22S

– la coalescence par localisation de la déformation plastique et par cisaillement adiabatique pour former la fissure macroscopique.

La manière la plus commune de quantifier la rupture par écaillage est de déterminer la contrainte macroscopique principale maximale en tension atteinte au moment de la ruine. Cette tension d'écaillage est généralement calculée à partir de l'évolution de la vitesse de surface libre de la cible.

1.5 Conclusions

Ce chapitre donne tout d'abord une vue d'ensemble de la caractérisation générale du titane et de ses alliages. Les diverses morphologies ainsi que les différences de proportion des phases en présence, dues en autre à l'addition d'éléments d'alliage et des traitements thermomécaniques, conduisent à une quasi-infinité de structures et confèrent aux alliages de titane des propriétés extrêmement modulables. Le titane étudié, le TA6V (6% d'aluminium et 4% de vanadium), présente une microstructure biphasée $\alpha+\beta$ de type Widmanstätten. Cette structure est composée de colonies de lamelles de phase α séparées par une phase β. Les observations microscopiques du matériau initial ont établi qu'il s'agit d'un matériau exempt de fortes hétérogénéités telles que des inclusions, des particules de seconde phase ou encore des défauts dus au procédé d'élaboration.

Le comportement mécanique général du TA6V a ensuite été étudié en profondeur. L'étude d'essais uniaxiaux trouvés dans la littérature a établi une limite d'élasticité de 1350 MPa et une sensibilité à la vitesse de déformation de l'ordre de +340 MPa/décade au-delà de 10^4 s^{-1} et à température ambiante. L'adoucissement thermique a également une forte influence sur le comportement à grande vitesse de déformation, de l'ordre de -0.875 MPa/K pour une vitesse de déformation de 2.10^3 s^{-1}.

En ce qui concerne l'endommagement sous choc du TA6V, les mécanismes physiques conduisant à la ruine macroscopique d'un matériau par écaillage sont l'amorçage, la croissance et la coalescence de cavités. Ces étapes peuvent coexister dans le temps. La microstructure et plus particulièrement la répartition des hétérogénéités dans le matériau jouent un rôle important dans l'étape d'amorçage. Le TA6V étant exempt de fortes hétérogénéités, les joints de grains et notamment les points triples constituent des sites favorables à la germination. L'étape de coalescence fait intervenir des mécanismes variés tels que le cisaillement adiabatique ou la fissuration.

L'étude des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature sur la rupture par écaillage lors d'impact plaque/plaque donne une tension d'écaillage, assimilée à un seuil de rupture, comprise entre 3.9 et 5.2 GPa pour des pressions de choc variant de 6.4 à 8 GPa, soit une valeur de tension d'écaillage de l'ordre de 60% de celle de pression de choc. Ces valeurs ont été obtenues à partir des profils de vitesse de face arrière mesurés par interférométrie. Cette dispersion s'explique par les différentes nuances de TA6V utilisées par les auteurs et par les différentes formulations employées pour définir la tension d'écaillage. La température initiale joue également un rôle important sur la contrainte d'écaillage. Nous avons relevé une sensibilité de cette contrainte à la température de -0.86 MPa/K.

1.6 Synthèse

En résumé, dans ce chapitre, ont été abordés successivement les thèmes suivants :

- la description des propriétés et des caractéristiques générales du titane aussi bien du point de vue de la métallurgie, des diverses morphologies que du comportement mécanique général du titane et de ses alliages ;
- l'expertise de l'état métallurgique et du comportement mécanique dans un large domaine de sollicitations de notre titane d'étude : le TA6V ;
- l'analyse du principe général d'un essai d'impact plaque/plaque, des mécanismes physiques conduisant à l'écaillage, et des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

Chapitre 2

Étude expérimentale sous choc du TA6V

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux essais expérimentaux d'impact plaque/plaque que nous avons réalisés sur un alliage de titane : le TA6V. Cette technique permet d'étudier l'endommagement et la rupture par écaillage d'un matériau. L'écaillage a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Les mécanismes qui conduisent à la rupture finale sont aujourd'hui bien identifiés.
La première partie de ce chapitre consiste en une description complète du lanceur à gaz implanté au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM) de Metz qui permet d'effectuer des essais d'impact plaque/plaque. Les vitesses d'impact atteintes avec ce type de lanceur sont comprises entre 10 et 600 m.s^{-1}.
La deuxième partie de ce chapitre concerne les résultats expérimentaux obtenus sur le TA6V. Ces résultats sont présentés sous la forme d'une courbe donnant l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement. A partir de ces points expérimentaux, il est possible de déterminer les constantes de critère de Klepaczko.
La dernière partie est entièrement consacrée aux observations en microscopie électronique à balayage du faciès de rupture. Les processus connus d'amorçage, de croissance et de coalescence de cavités sont identifiés et décrits.

2.2 Moyens expérimentaux

Les parties suivantes décrivent le dispositif expérimental implanté par Chevrier et Klepaczko [Chevrier et Funfrock, 1994, Chevrier, 1998] au LPMM. Plusieurs raisons ont motivé le laboratoire au choix d'un lanceur à gaz. L'intérêt de cette technique est de permettre des essais bien contrôlés (amplitude de l'onde de choc, forme de l'onde, durée du chargement) avec une excellente reproductibilité. Les expériences sont sures et conduites par un petit nombre d'opérateurs. De plus, pour des raisons de sécurité, il est impossible d'implanter un autre type de lanceur, à explosif par exemple, sur un campus universitaire. Le fonctionnement global du lanceur à gaz ainsi que les principales mesures réalisables sont détaillés.

2.2.1 Description du lanceur à gaz

Le LPMM dispose d'un lanceur à gaz caractérisé par une longueur de tube de lancement de 2.88 m, un diamètre de projectile de 57 mm qui conditionne la propagation d'une onde plane unidirectionnelle dans la cible, et une pression de fonctionnement de 250 bars qui permet d'atteindre des vitesses d'impact de l'ordre de 600 m.s^{-1}. Une vue 3D extérieure de ce lanceur présentée en figure 2.1 permet de situer les différents sous-ensembles décrits par la suite.

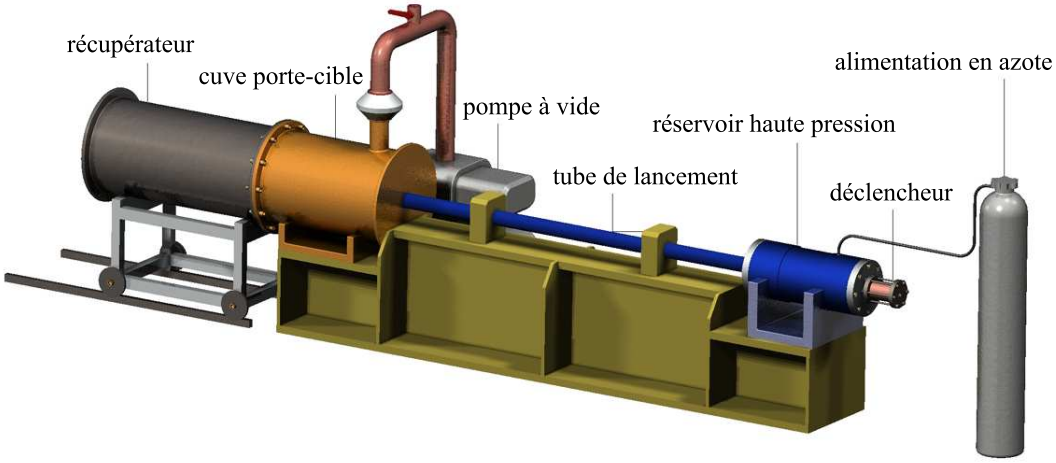


Fig. 2.1: Vue 3D extérieure du lanceur à gaz implanté au LPMM

Commençons tout d'abord par le **projectile**. Il est composé de deux parties : un corps en matière plastique et l'impacteur (figure 2.2). Le corps du projectile est réalisé en matière plastique (Delrin) pour son excellent coefficient de frottement, sa résistance mécanique élevée et sa bonne usinabilité. Le corps du projectile est creux, usiné à partir d'un tube extrudé de diamètres intérieur et extérieur respectivement de 50 et 60 mm. Le choix d'un diamètre intérieur de 50 mm est fait de façon à minimiser la surface de contact impacteur/corps pour que l'onde réfléchie sur la surface libre de l'impacteur ne soit pas modifiée au cours de son évolution. Il faut néanmoins conserver une certaine résistance mécanique et une rigidité du corps pour qu'il ne s'éclate pas dans le tube de lancement. L'étanchéité entre le corps et le tube est assurée en respectant la côte précise de 57 mm pour le diamètre extérieur. L'une de ses extrémités est fermée par un bouchon en plastique, sur

l'autre est collé l'impacteur généralement du même matériau que celui à étudier. La masse moyenne d'un tel projectile est de 250 g.

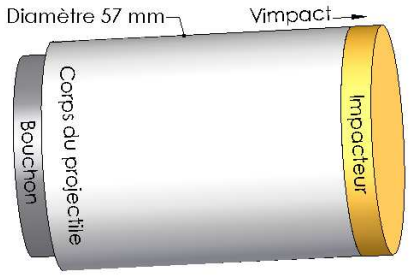


FIG. 2.2: Schéma du projectile constitué d'un corps en Delrin et de l'impacteur

Ce projectile est placé à une extrémité du tube de lancement au niveau du **réservoir haute pression**. Un **déclencheur** est ensuite vissé à l'arrière de ce réservoir pour permettre le chargement du projectile. Le principe de fonctionnement du déclencheur est décrit en figure 2.3.

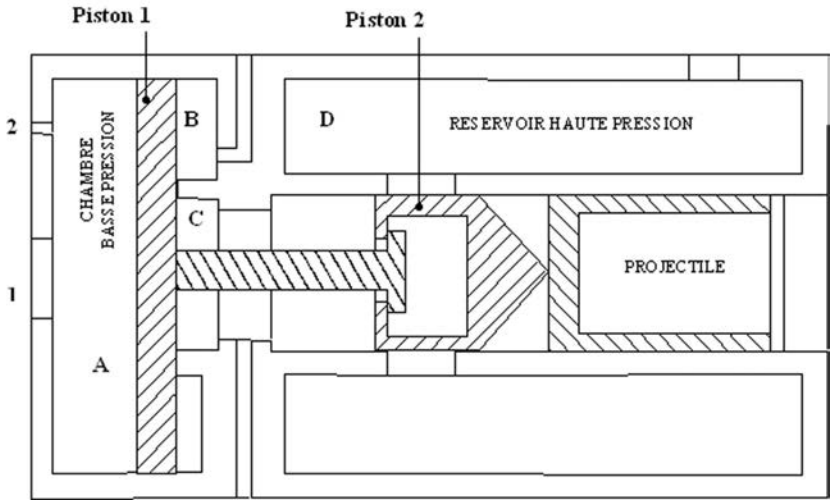


FIG. 2.3: Principe de fonctionnement du déclencheur, [Chevrier, 1998]

La mise sous pression de la chambre A par l'orifice 1 fait avancer le piston 1. Deux autres chambres B et C sont alors créées. L'orifice 1 est ensuite fermé pour maintenir la pression dans la chambre A et éviter ainsi que le piston ne recule. La mise sous pression de la chambre C fait avancer le piston 2 qui vient boucher les ouïes de communication entre le réservoir haute pression D et le tube de lancement, et fait légèrement avancer le projectile. L'air de la chambre C est évacué. Les **pompes à vide** sont ensuite actionnées afin de faire le vide dans le tube de lancement et par la même occasion dans la cuve porte-cible et dans la cuve de récupération (ces deux sous-ensembles sont décrits un peu plus loin). Les essais d'impact plaque/plaque sont effectués sous vide afin d'éviter

d'une part que le projectile crée, en se déplaçant, une colonne d'air dans le tube de lancement pouvant décrocher prématurément la cible qui est placée à l'autre extrémité du tube de lancement (la fixation de la cible sera traitée en détail par la suite), et d'autre part pour obtenir des vitesses d'impact supérieures à celle du son.
Une fois le vide obtenu (la valeur du vide couramment utilisée pour ces expériences est de l'ordre 0.58 Torr soit 0.77 mbar obtenue en 20 minutes environ), le réservoir D est mis sous haute pression. Ce réservoir peut contenir 13 litres d'azote à une pression de fonctionnement maximale de 250 bars. L'**alimentation** se fait à partir d'une bouteille d'azote. La figure 2.4 déterminée expérimentalement dans [Chevrier, 1998] donne la vitesse du projectile en sortie du tube de lancement en fonction du rapport pression de tir sur masse du projectile pour des essais sous vide.

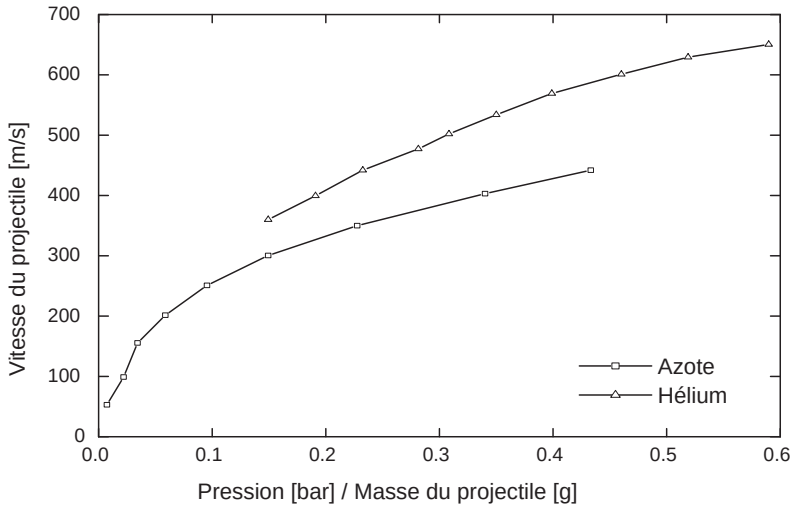


FIG. 2.4: Courbes expérimentales donnant l'évolution de la vitesse du projectile en fonction du rapport pression/masse, [Chevrier, 1998]

Le tir s'effectue enfin en mettant la chambre B sous pression et en ouvrant simultanément l'orifice 2. Le piston 1 recule, entraîne le piston 2 et la haute pression s'engouffre rapidement dans le tube de lancement du fait de la forme conique et du montage coulissant du piston 2 par rapport au piston 1. Le projectile est alors propulsé dans le **tube de lancement** et vient impacter la cible qui se trouve à la sortie du tube dans la **cuve porte-cible**. La cible est maintenue dans un dispositif appelé "porte-cible" par trois plots en plexiglas par simple pression, de façon à n'opposer aucune résistance au moment de l'impact. Ce porte-cible possède six degrés de liberté qui permettent d'obtenir un très bon réglage du parallélisme entre la face avant du projectile et la face impactée de la cible. Une photographie de ce dispositif est présentée en figure 2.5. Entre le dispositif et l'extrémité du tube de lancement, nous observons le système optique de mesure de vitesse de projectile que nous décrirons par la suite (figure 2.5).

Afin de stopper le projectile et la cible après le choc sans générer de dommages autres que ceux causés par l'impact, un **récupérateur** rempli de chiffons est placé à l'arrière du canon derrière la

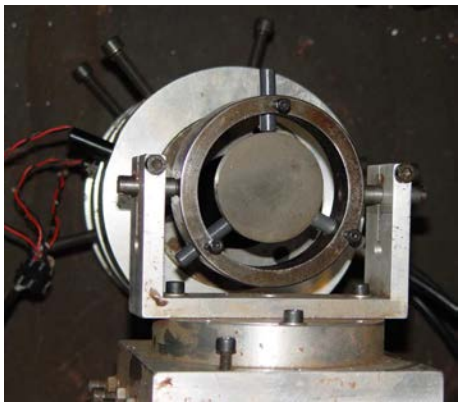


FIG. 2.5: Photographie du dispositif porte-cible

cuve porte-cible. On notera ici que le corps du projectile en Delrin se fragmente à l'impact.
Comme constaté sur la figure 2.5, le montage est équipé d'un système de mesure de vitesse du projectile implanté dans la cuve porte-cible. Ce système optique est greffé sur un embout placé à l'extrémité du tube de lancement juste avant le porte-cible, comme schématisé sur la figure 2.6.

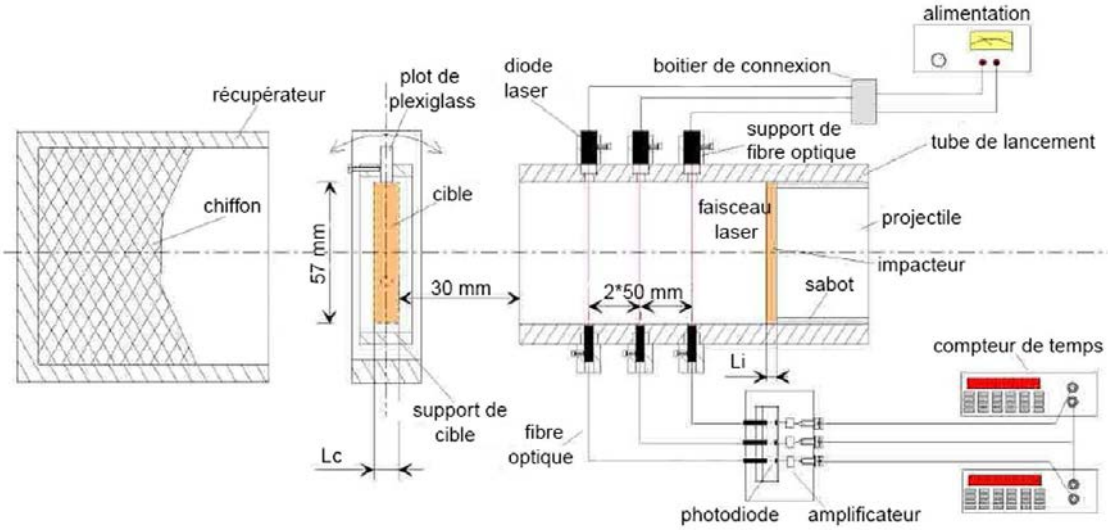


FIG. 2.6: Système optique de mesure de vitesse du projectile

Trois couples laser/photodiode espacés de 50 mm chacun permettent de mesurer le temps mis par le projectile pour parcourir la distance inter-faisceaux et d'en déduire la vitesse et l'accélération du projectile. Cette vitesse donne accès à la contrainte générée dans la cible par la formulation décrite dans la section 1.4.2.1 (équation 1.5). En plus de ce système de mesure de vitesse, la cuve porte-cible possède un hublot transparent qui permet le passage du faisceau laser du système d'interférométrie. Ce système, qui permet de suivre l'évolution de la vitesse de la surface libre de la cible, a été décrit dans le chapitre 1 en section 1.4.2.2.

2.2.2 Synoptique d'un essai type

La figure 2.7 présente les différentes étapes réalisées au cours d'un essai d'impact plaque/plaque, de la préparation du projectile aux observations au microscope. Une attention particulière est portée à la préparation du projectile (usinage du diamètre extérieur du corps de projectile et collage de l'impacteur), à la découpe et au polissage de la cible impactée pour permettre de bonnes observations microscopiques.

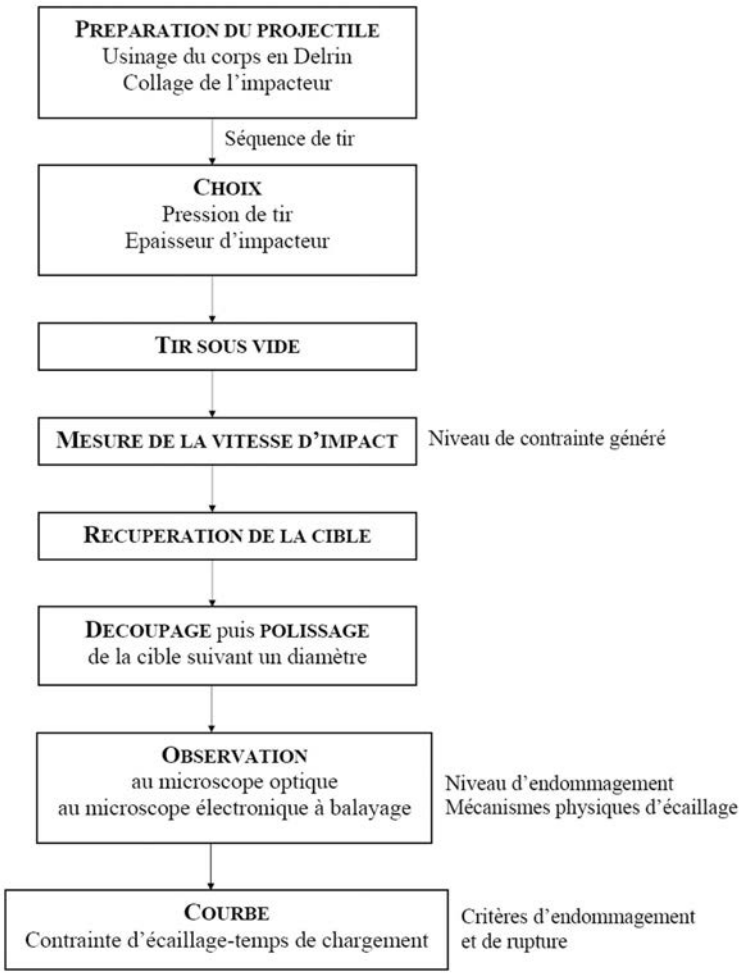


FIG. 2.7: Organigramme d'un essai type

2.3 Présentation des résultats expérimentaux

Dans les parties suivantes, sont présentés les résultats expérimentaux d'impact plaque/plaque relatifs au matériau étudié (le TA6V) sous la forme d'une courbe donnant l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement. Les difficultés rencontrées lors de la conception et de la mise au point de l'interférométrie ne nous ont pas permis d'enregistrer les profils de vitesse de surface libre. L'hypothèse du cas d'un matériau parfaitement élastique est donc faite. La formulation de Taylor permet alors de calculer directement la contrainte d'écaillage et le temps de chargement à partir de la vitesse d'impact et de l'épaisseur de l'impacteur. A partir de ces points expérimentaux, il est ensuite possible de déterminer les constantes du critère de Klepaczko que nous détaillerons.

2.3.1 Contrainte d'écaillage - temps de chargement

La méthode utilisée pour obtenir la courbe contrainte d'écaillage - temps de chargement, que nous appellerons par la suite courbe d'écaillage, s'appuie sur les deux paramètres d'essai (V_{impact} et L_i) et sur une étude de la cible après essai. La formulation de Taylor décrite dans la section 1.4.2.1 du chapitre 1 dans l'hypothèse du cas parfaitement élastique nous donne un temps de chargement et une contrainte d'écaillage vérifiant respectivement les relations

$$t_c = \frac{2L_i}{c_L} \tag{2.1}$$

et

$$\sigma_{ec} = p_{choc} = \frac{1}{2}\rho c_L V_{impact} \tag{2.2}$$

Cette dernière formule n'est justifiée que lorsque la contrainte d'écaillage et la limite d'élasticité sous choc (σ_{LEH}) sont du même ordre de grandeur. Nous chercherons donc par la suite à déterminer cette contrainte pour un niveau d'initiation de l'endommagement dans la cible. La vitesse d'impact est ajustée après chaque tir afin de s'approcher du seuil d'initiation.
Nous fixons tout d'abord une épaisseur d'impacteur L_i, ce qui revient à imposer un temps de chargement t_c dans la cible donnée par l'équation 2.1. L'épaisseur de la cible est égale au double de celle de l'impacteur ou s'en approche afin de localiser le plan d'écaillage au milieu de la cible. Plusieurs essais d'impact plaque/plaque à épaisseur L_i constante ont été réalisés en faisant varier la vitesse d'impact V_{impact}, donc la pression de choc p_{choc} donnée par l'équation 2.2. Après chaque essai, la cible impactée est récupérée et découpée selon un rayon. La section est alors polie et éventuellement attaquée chimiquement de façon à révéler la microstructure du matériau en microscopie optique. Le mode opératoire de la préparation de surface pour toute observation au microscope a été détaillé en section 1.3.2.1 du chapitre 1. La section est ensuite observée au microscope afin de déterminer le niveau d'endommagement. Quatre niveaux d'endommagement sont définis :

- **absence d'écaillage** : aucune microcavité ou microfissure visible avec un grossissement x1000 ;
- **initiation** : présence de microdéfauts dispersés dans la section ;
- **écaillage** : formation d'une fissure macroscopique par liaison des microdéfauts, figure 2.8 ;
- **écaillage avancé** voire **complet** : allant de la fissure importante à l'ouverture complète de la cible, figure 2.9.

FIG. 2.8: Écaillage d'une cible de TA6V, V_{impact}= 300 m.s^{-1}, L_i= 10 mm

FIG. 2.9: Écaillage avancé d'une cible de TA6V, V_{impact}= 370 m.s^{-1}, L_i= 6 mm

En fixant L_i et en faisant varier V_{impact}, il est possible de déterminer une vitesse d'impact limite et donc la pression de choc pour laquelle l'écaillage intervient. La contrainte d'écaillage σ_{ec} est alors égale à la pression de choc correspondante. Nous noterons ici que la détermination de cette vitesse d'impact limite a été difficile du fait du faible nombre de cibles et d'impacteurs fournis par l'armée américaine (22 cibles fournies d'épaisseur variant de 3 à 20 mm, tableau 1.5 chapitre 1, soit au total 11 essais d'impact plaque/plaque).

Les tirs effectués pour le TA6V sont résumés dans le tableau 2.1. Le temps de chargement et la contrainte d'écaillage sont déterminés grâce aux équations 2.1 et 2.2 respectivement. Le niveau d'endommagement est également indiqué. L'impacteur et la cible sont du même matériau (TA6V).

TAB. 2.1: Résultats des tirs effectués sur l'alliage de titane TA6V

Tir n°	L_i [mm]	L_c [mm]	V_{impact} [m/s]	t_c [μs]	σ_{ec} [GPa]	Niveau
Ti1	3	6	420	0.9	5.58	absence d'écaillage
Ti2	3	6	429	0.9	5.70	initiation
Ti3	4	8	460	1.3	6.11	écaillage complet
Ti4	4	8	391	1.3	5.19	absence d'écaillage
Ti5	6	10	370	1.9	4.91	écaillage avancé
Ti6	6	16	360	1.9	4.78	écaillage avancé
Ti7	6	16	348	1.9	4.62	initiation
Ti8	8	16	340	2.66	4.52	écaillage avancé
Ti9	8	20	322	2.66	4.28	initiation
Ti10	10	20	300	3.3	3.98	écaillage
Ti11	10	20	291	3.3	3.86	initiation

La figure 2.10 présente l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement, ainsi que les différents niveaux d'endommagement observés.

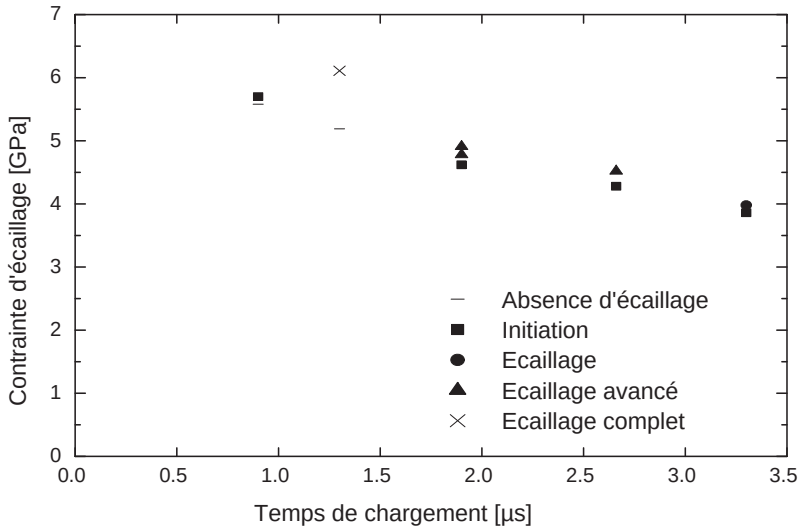


FIG. 2.10: Évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour l'alliage de titane TA6V

La figure 2.10 illustre de manière évidente la dépendance de la contrainte d'écaillage au temps de chargement et à l'intensité du choc. Cette contrainte est comprise entre 3.86 et 5.7 GPa pour des temps de chargement entre 0.9 et 3.3 μs. Ces résultats expérimentaux montrent que la contrainte critique d'écaillage est d'autant plus élevée que le temps de chargement est court, ce qui permet d'interpréter la rupture par écaillage comme un processus cumulatif. Nous observons également que, pour un même temps de chargement mais des vitesses d'impact de plus en plus élevées, le niveau d'endommagement devient plus important. A partir de ces points expérimentaux, nous pouvons déterminer, par la méthode des moindres carrés, la valeur des constantes du critère de Klepaczko. La section suivante décrit ce critère de rupture qui tient compte des effets de la température, de l'énergie d'activation et de l'histoire de chargement.

2.3.2 Critère proposé par Klepaczko

L'objectif de cette partie n'est pas de faire une liste exhaustive des différentes formulations des critères de rupture proposés dans la littérature, mais de s'intéresser à un critère de rupture en particulier : celui proposé par Klepaczko [Klepaczko, 1990]. Des revues des principaux critères disponibles sont fournies notamment dans [Hanim, 1998] et [Roy, 2003]. Ces auteurs proposent une vue détaillée des approches partielles ou complètes spécifiquement dédiées à l'endommagement dynamique. Nous retiendrons que globalement trois approches sont utilisées. Tout d'abord celle sous la forme de **critères liés à la mécanique des milieux endommageables**. Ces modèles restent macroscopiques par leur formulation et ne décrivent pas explicitement les aspects physiques mais implicitement par le biais de grandeurs mécaniques macroscopiques. La dépendance de ces modèles à des paramètres déterminés expérimentalement, ainsi que le grand nombre de fissures ou cavités observées dans des expériences de choc ont conduit à un autre type d'approche, sous la forme de **critères basés sur la microstatistique**. Ces modèles microstructuraux spécifiques à la nucléation de vides au niveau d'hétérogénéités microscopiques telles que les inclusions ou les joints de grains

sont contrôlés soit par la contrainte de tension et la température, soit par la déformation plastique. Bien que ces modèles tiennent compte de la cinétique des processus physiques et de l'évolution de la microstructure, la détermination des paramètres s'avère très lourde et nécessite un grand nombre d'expériences et d'observations microscopiques. Ceci a donc donné lieu au développement d'une approche à faible nombre de paramètres sous la forme de **critères cumulatifs de ruine à base énergétique**. Ils sont qualifiés de cumulatifs car ils prennent en compte l'histoire du chargement sans nécessairement faire intervenir par exemple de variables internes caractéristiques de l'endommagement.

Klepaczko [Klepaczko, 1990] a proposé un critère cumulatif simple pour des temps de chargement courts basé sur la statistique de Boltzmann et sur la théorie de l'activation thermique. En supposant que l'une au moins des trois étapes caractéristiques de la rupture par écaillage (nucléation, croissance, coalescence) soit activée thermiquement, ce critère de rupture s'écrit sous la forme

$$t_c^0 = \int_0^{t_c} \left(\frac{\sigma\left(t\right)}{\sigma_0} \right)^{\alpha(T)} dt \tag{2.3}$$

$$t_c \leq t_c^0 \text{ et } \sigma \geq \sigma_0$$

avec

$$\alpha(T) = \frac{\triangle G_0}{kT} \tag{2.4}$$

La contrainte d'écaillage σ et le temps de chargement t_c sont les paramètres représentatifs de ce critère. A température constante, σ_0, t_c^0 et α sont trois constantes du matériau. t_c^0 est le temps critique le plus long correspondant à $\sigma(t_c^0) = \sigma_0$. σ_0 est donc la plus faible contrainte permettant d'atteindre la rupture au bout d'un temps t_c^0. L'exposant $\alpha(T)$ dépend de la température et de l'énergie d'activation $\triangle G_0$. $\triangle G_0$ est donc la barrière énergétique à franchir au repos, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. Dans le cas d'un chargement rectangulaire de type $\sigma(t) = H(t).\sigma$ ($H(t)$ étant la fonction d'Heaviside) d'amplitude σ et de durée t_c, le critère prend la forme

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{t_c^0}{t_c} \right)^{\frac{1}{\alpha(T)}} \tag{2.5}$$

Les figures 2.11 et 2.12 représentent respectivement l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ en fonction du temps normalisé $\frac{t_c}{t_c^0}$ et de la température homologue $\frac{T}{T_m}$.
Nous observons une augmentation de la contrainte d'écaillage en fonction de la température. Ce critère ainsi formulé traduit donc essentiellement le comportement fragile du matériau aux basses températures (section 1.4.4.2). Nous rappelons ici que l'intervalle de température peut être divisé en trois domaines : un domaine de basses températures où la rupture fragile est dominante, un domaine de températures intermédiaires où une transition fragile-ductile se produit et un domaine de températures élevées où la plasticité domine. La prise en compte des effets de la température sur les mécanismes plastiques semble importante.

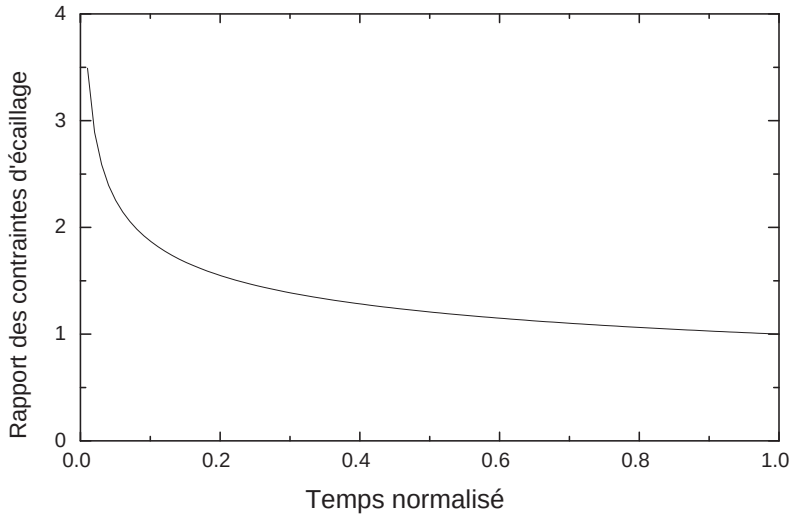


FIG. 2.11: Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ en fonction du temps normalisé $\frac{t_c}{t_c^0}$ à partir de l'équation 2.5

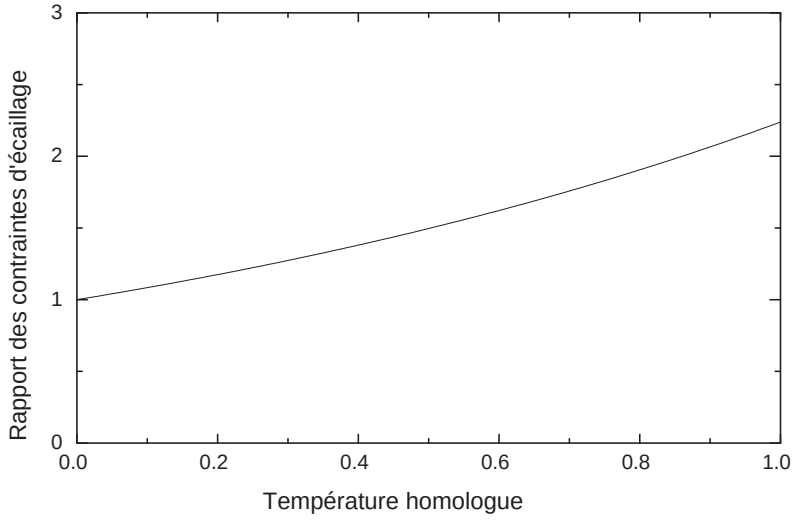


FIG. 2.12: Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ en fonction de la température homologue $\frac{T}{T_m}$ à partir de l'équation 2.5

Ce critère a donc été complété dans [Hanim, 1998] par l'intégration de la notion d'activation thermique dans l'expression de la contrainte seuil σ_0 afin d'améliorer la restitution de l'effet de la température initiale d'essai.

$$\sigma_0 = \sigma_0(T) = \sigma_0^0 \frac{\mu(T)}{\mu_0} \tag{2.6}$$

où σ_0^0 représente la contrainte seuil de rupture σ_0 à 0 K, $\mu(T)$ et μ_0 sont respectivement les modules

de cisaillement du matériau à la température courante T et à 0 K. Une évolution des propriétés élastiques en fonction de la température est donnée dans [Klepaczko, 1988] par la relation

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0} = 1 - \frac{T}{T_m} \exp\left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T}\right)\right] \tag{2.7}$$

$\frac{T}{T_m}$ est la température homologue et θ^* une constante caractéristique du matériau. L'expression de la contrainte seuil devient alors

$$\sigma_0 = \sigma_0^0 \left\{1 - \frac{T}{T_m} \exp\left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T}\right)\right]\right\} \tag{2.8}$$

Le critère de rupture généralisé de l'équation 2.3 peut s'écrire maintenant sous la forme

$$t_c^0 = \int_0^{t_c} \left(\frac{\sigma(t)}{\sigma_0^0 \left\{1 - \frac{T}{T_m} \exp\left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T}\right)\right]\right\}}\right)^{\alpha(T)} dt \tag{2.9}$$

Dans le cas d'un chargement rectangulaire d'amplitude σ et de dureté t_c, le critère ainsi modifié prend la forme

$$\sigma = \sigma_0^0 \left\{1 - \frac{T}{T_m} \exp\left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T}\right)\right]\right\} \left(\frac{t_c^0}{t_c}\right)^{\frac{1}{\alpha(T)}} \tag{2.10}$$

La figure 2.13 illustre l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage $\frac{\sigma}{\sigma_0^0}$ en fonction de la température homologue $\frac{T}{T_m}$.

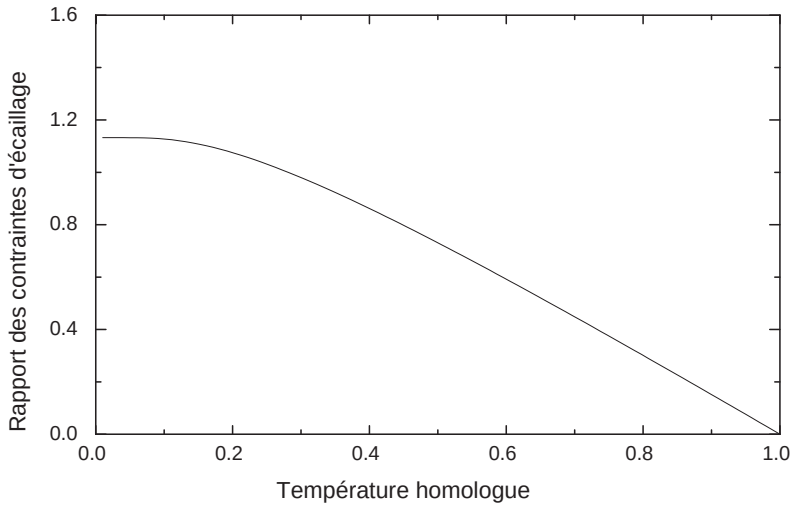


FIG. 2.13: Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage $\frac{\sigma}{\sigma_0^0}$ en fonction de la température homologue $\frac{T}{T_m}$ à partir de l'équation 2.10

Les deux critères proposés ainsi que les constantes à déterminer pour chacun d'entre eux sont résumés dans le tableau 2.2. Ces critères, implantés dans un code de calcul par éléments finis (Abaqus) ont donné de bons résultats dans la prédiction de la contrainte seuil d'écaillage et du profil de vitesse de face arrière, [Hanim et Klepaczko, 1999].

TAB. 2.2: Résumé des critères proposés par Klepaczko

Critère	Formulation	Constantes
1	$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{t_c^0}{t_c}\right)^{\frac{kT}{\triangle G_0}}$	σ_0, t_c^0, $\triangle G_0$
2	$\sigma = \sigma_0^0 \left\{1 - \frac{T}{T_m} \exp\left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T}\right)\right]\right\} \left(\frac{t_c^0}{t_c}\right)^{\frac{kT}{\triangle G_0}}$	σ_0^0, T_m, t_c^0, θ^*, $\triangle G_0$

Les différentes constantes des deux critères 1 et 2 sont déterminées pour l'alliage de titane TA6V à partir des résultats expérimentaux donnant l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement. On applique la méthode des moindres carrés pour ajuster les courbes sur les points expérimentaux en utilisant, dans la mesure du possible, les contraintes correspondant au seuil d'initiation de l'écaillage. Le tableau 2.3 liste les valeurs des constantes obtenues.

TAB. 2.3: Valeur des constantes des deux critères pour l'alliage de titane TA6V (constante de Boltzmann k=8.617.10^{-5} eV/K)

Critère 1	σ_0 [GPa]	t_c^0 [μs]	α	$\triangle G_0$ [eV]		
	4.165	3	3.676	0.0928		
Critère 2	σ_0^0 [GPa]	t_c^0 [μs]	α	$\triangle G_0$ [eV]	T_m [K]	θ^*
	4.265	3	3.676	0.0928	1900	0.344

Le choix de t_c^0 est fait arbitrairement en fonction de la plage de temps de chargement concerné par les résultats expérimentaux. En réalité, seulement deux variables pour le critère 1 (σ_0 et $\triangle G_0$) et trois pour le critère 2 (σ_0^0, $\triangle G_0$ et θ^*) sont à déterminer si t_c^0 est fixé. La figure 2.14 donne la courbe d'écaillage obtenue avec ces deux critères pour l'alliage de titane TA6V.

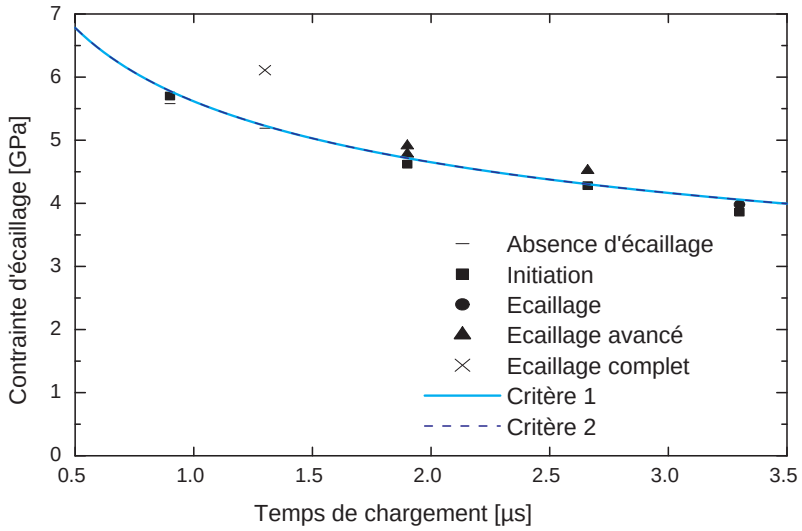


FIG. 2.14: Évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour l'alliage de titane TA6V, critère 1 et 2

2.4 Observations en microscopie électronique à balayage du faciès de rupture

Afin de mieux comprendre les mécanismes physiques conduisant à l'écaillage, différentes observations en microscopie électronique à balayage (MEB) ont été effectuées sur des cibles d'alliage de titane TA6V écaillées. Le titane et ses alliages utilisent les mêmes mécanismes d'écaillage que les aciers ou les aluminiums, à savoir une première phase d'amorçage, suivie d'une phase de croissance et de coalescence des vides qui conduisent à la rupture. La rupture finale sous sollicitations dynamiques résulte d'un processus progressif de création de vides qui vont, sous l'action de certains facteurs, s'agrandir puis coalescer pour ainsi former une zone endommagée. Cette cinétique de nucléation et de croissance dans le cas de l'alliage de titane TA6V a été étudiée par de nombreux auteurs, notamment Helbert et al. [Helbert et al., 1998], Mescheryakov et al. [Mescheryakov et al., 2000] ou Arrieta et Espinosa [Arrieta et Espinosa, 2001]. Cette étude microscopique est divisée en deux parties : l'une consacrée au mécanisme de nucléation des microvides et l'autre aux mécanismes de croissance et de coalescence.

2.4.1 Mécanisme de nucléation des microvides

Dans les sections suivantes, les observations au MEB ont été menées sur l'éprouvette impactée n°Ti11 (tableau 2.1) avec un niveau d'initiation de l'endommagement, pour une vitesse d'impact V_{impact}= 291 m.s^{-1} et une épaisseur d'impacteur L_i= 10 mm. La cible est tronçonnée suivant un rayon, polie et attaquée chimiquement de façon à révéler la microstructure du matériau (le mode opératoire de la préparation de la surface est détaillée dans la section 1.3.2.1 du chapitre 1). La direction d'observation sur la surface de la cible endommagée est représentée en figure 2.15.

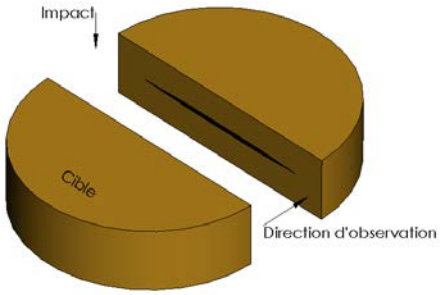


Fig. 2.15: Direction d'observation sur la surface d'un échantillon endommagé

L'observation de cette surface révèle un très grand nombre de sites d'amorçage. La création des microvides a tendance à se localiser en des points privilégiés de la microstructure. Nous avons remarqué que les microvides se localisent à l'interface α/β dans la lamelle α comme en témoigne la figure 2.16. Sur toutes les micrographies qui suivent, la phase α est plus sombre que la phase β. Les joints de grains sont des lieux de germination très fréquemment observés. A celà, plusieurs raisons sont liées. La première est la présence d'une forte désorientation entre deux grains. La deuxième est l'accumulation de dislocations au voisinage du joint.

Le mécanisme de germination est similaire à celui reporté dans [Arrieta et Espinosa, 2001]. Cependant, deux types d'amorçage des microvides ont été observés selon l'orientation des lamelles

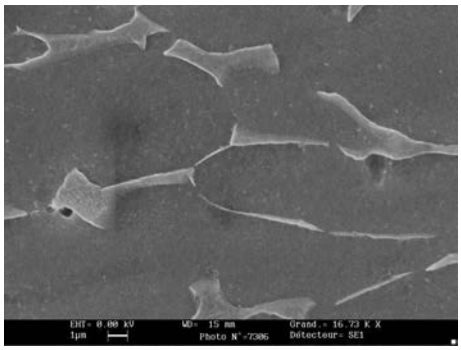


FIG. 2.16: Microvides localisés à l'interface α/β dans la lamelle α

α par rapport à la direction de chargement. Lorsque les **lamelles** sont **parallèles au plan impact**, les microvides apparaissent à l'interface α/β. Mais lorsque les **lamelles** sont **inclinées par rapport au plan d'impact**, une autre localisation des vides est observée. Les microvides apparaissent toujours dans la phase α mais cette fois entre deux phases β formant ainsi une jonction entre ces deux phases. La figure 2.17 illustre ces deux mécanismes de nucléation.

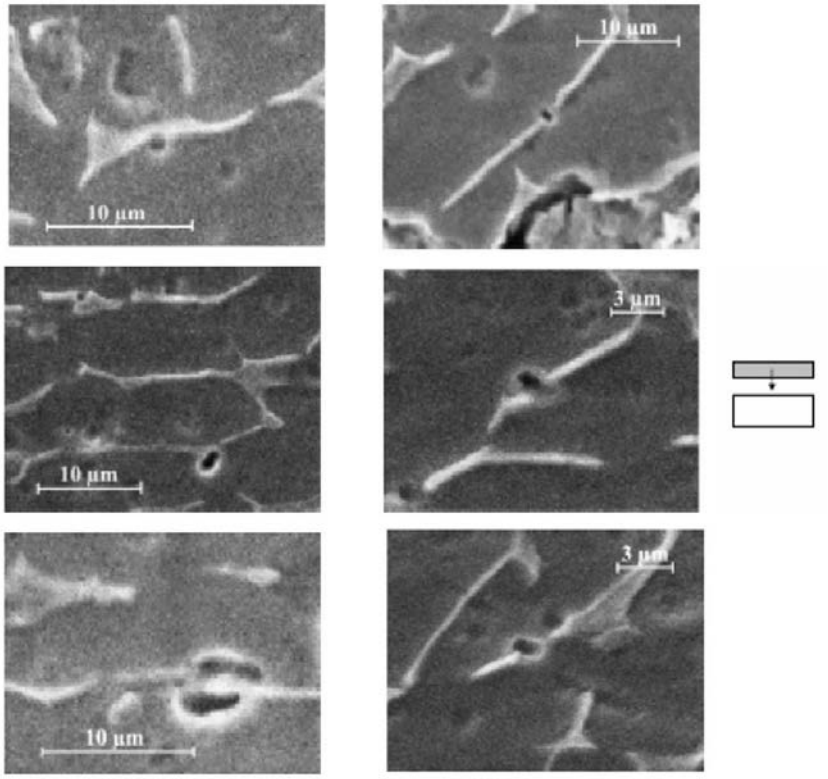


FIG. 2.17: Nucléation de microvides : figure de gauche, à l'interface α/β dans la phase α lorsque les lamelles sont parallèles au plan d'impact ; figure de droite, à la jonction de deux phases β dans la phase α

2.4.2 Mécanismes de croissance et de coalescence

La croissance des cavités est la deuxième étape du processus d'écaillage. Après leur création, les microvides vont être amenés à croître sous l'action du chargement. La croissance se fait par propagation de microfissures dans une direction parallèle au plan d'impact rejoignant les microvides voisins. Ce processus a été observé lors des observations microscopiques menées sur la cible endommagée (figure 2.18).

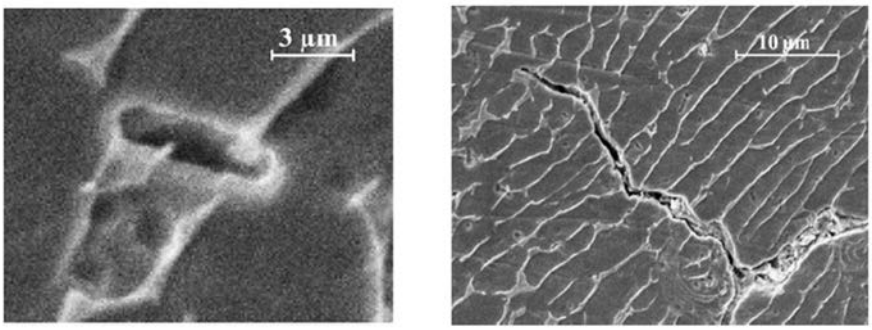
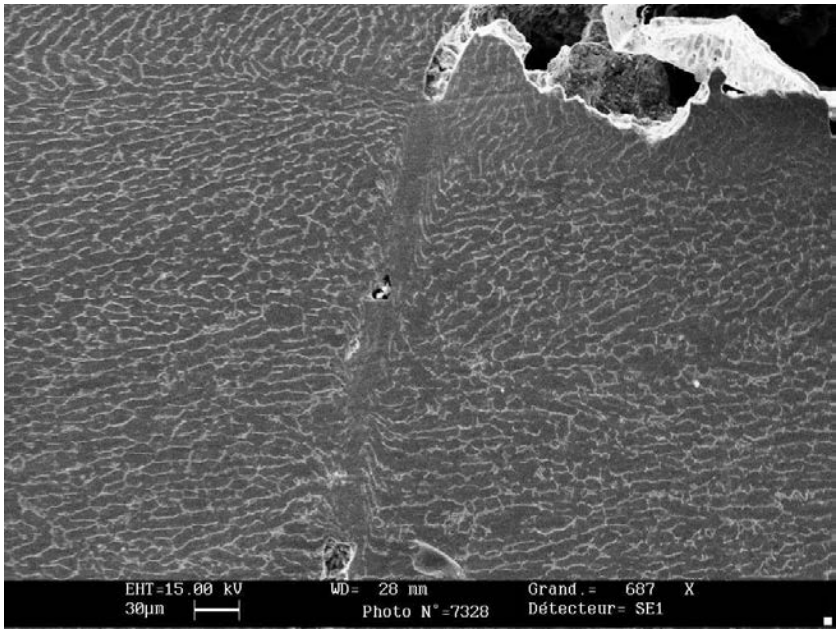


FIG. 2.18: Processus de croissance des vides

Une fois les microfissures développées (croissance dans une direction perpendiculaire au plan d'impact), une déformation de cisaillement se localise entre deux extrémités de microfissures voisines situées dans des plans parallèles. Cette localisation de la déformation plastique aboutit à la formation de bandes de cisaillement adiabatique. Les observations microscopiques de la section de la cible écaillée révèlent une multitude de microbandes de cisaillement formées entre les microfissures (figure 2.19). Le cisaillement adiabatique est défini comme une instabilité plastique à partir d'un défaut initial dont les origines sont diverses. Il peut s'agir d'un défaut thermique créé par un gradient thermique initial, d'un défaut d'origine métallurgique apparaissant au cours de l'élaboration ou d'une concentration des efforts due à la configuration du chargement appliqué. La formation des bandes de cisaillement peut se décomposer en trois étapes correspondant à des mécanismes différents. Tout d'abord, la mise en place d'une sollicitation de cisaillement où la déformation reste homogène. Ensuite l'augmentation de la température créée par dissipation du travail de déformation plastique conduit à une phase de localisation. Cette phase correspond au développement de la bande jusqu'à la dernière étape qui concerne la rupture.

Le cisaillement des segments de liaison, sous l'action du chargement en traction, conduit à la rupture de ce segment et à l'ouverture des lèvres de la fissure. Cette rupture se fait le plus souvent par microfissuration qui prend naissance dans la bande. On observe également la formation d'une chaîne de cavités plus petite à l'intérieur de la bande indiquant un mode ductile de rupture du segment de liaison. Les observations microscopiques révèlent cette rupture de bande de cisaillement entre deux microfissures voisines (figure 2.20).

Ce mécanisme de coalescence donne alors lieu à la formation d'une macrofissure. Cette rupture finale présente un profil dit "en escalier" comme illustré sur la figure 2.21.



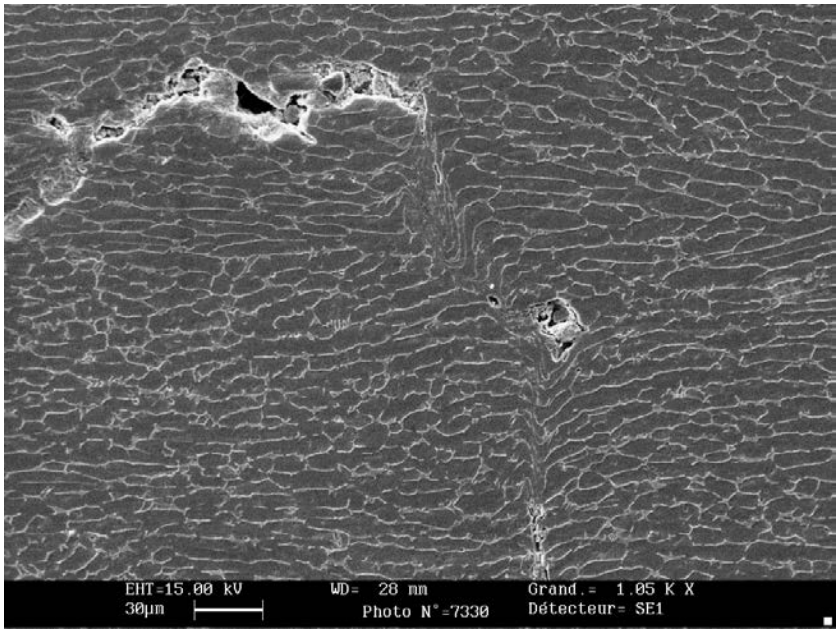
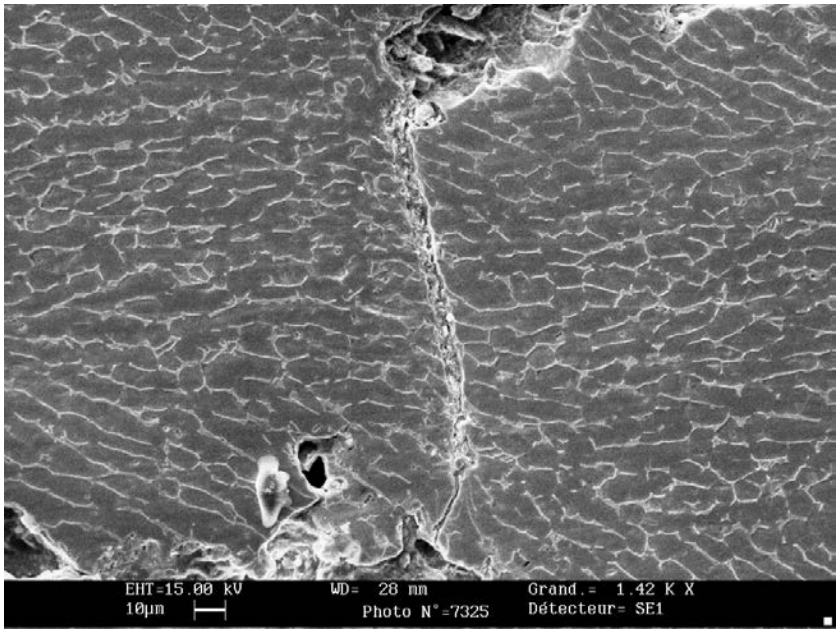


FIG. 2.19: Formation de bande de cisaillement joignant deux cavités voisines



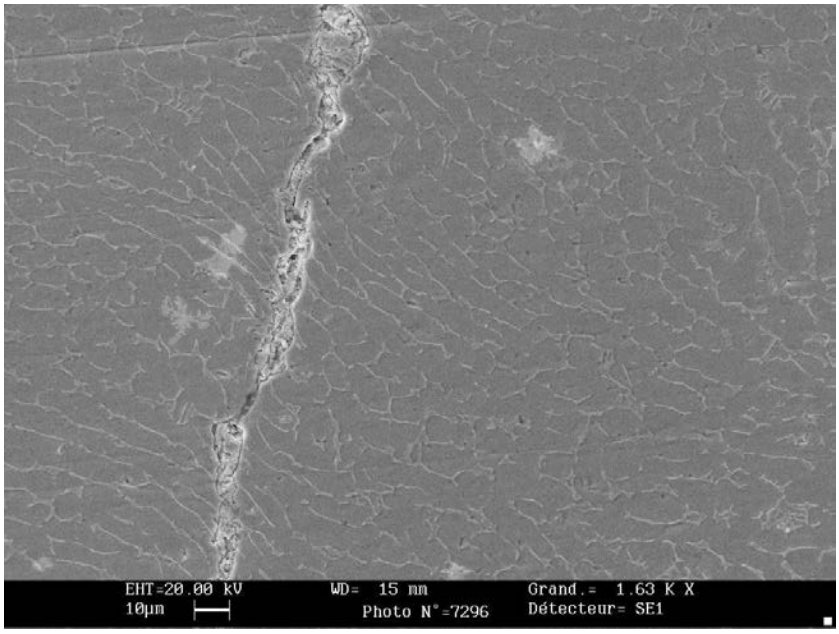
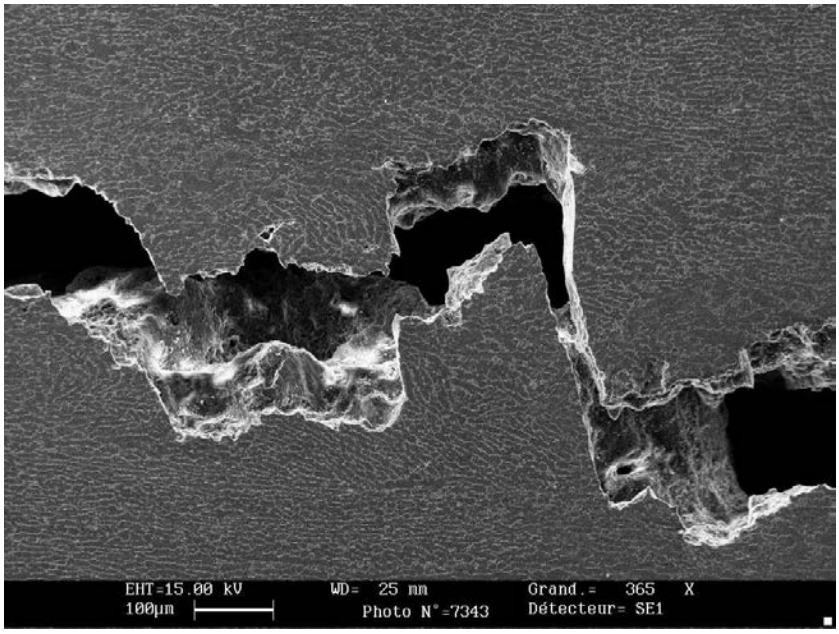


FIG. 2.20: Rupture des segments de liaison entre deux cavités voisines



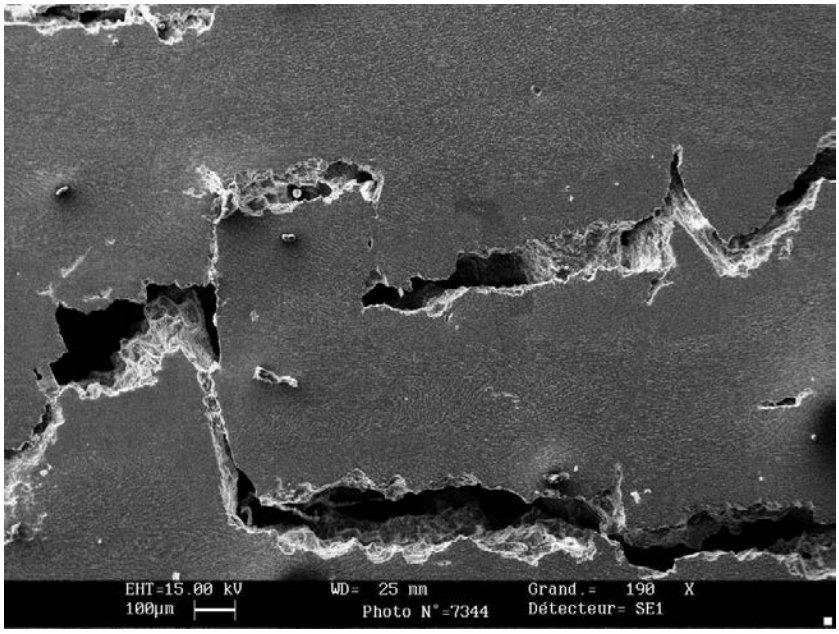


FIG. 2.21: Formation de la macrofissure, profil “en escalier”

2.5 Conclusions

Ce chapitre donne tout d'abord un descriptif détaillé du lanceur à gaz implanté au LPMM. Ce dispositif expérimental permet d'étudier le comportement d'un matériau aux grandes vitesses de déformation sous chargement par impact. Il est capable d'atteindre des vitesses d'impact de l'ordre de 600 m.s^{-1}. Les avantages de ce lanceur sont des conditions d'essais parfaitement contrôlées, une excellente reproductibilité ainsi qu'une sécurité optimale.

Ce dispositif nous a permis d'étudier l'endommagement et la rupture par écaillage d'un alliage de titane TA6V par la technique d'impact plaque/plaque. Cette technique présente l'avantage de pouvoir figer l'endommagement de la cible à différents niveaux afin d'analyser par exemple la cinétique de formation des vides. Les résultats obtenus sont présentés sous la forme d'une courbe donnant l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement. Ces deux dernières grandeurs sont directement calculées à partir des deux paramètres d'essai V_{impact} et L_i. Les difficultés rencontrées lors de la conception et de la mise au point de l'interférométrie ne nous ont pas permis d'enregistrer les profils de vitesse de surface libre. Cette contrainte d'écaillage ainsi que ce temps de chargement sont calculés par la formulation de Taylor dans l'hypothèse du cas d'un matériau parfaitement élastique. Un niveau d'initiation de l'endommagement dans la cible est alors recherché pour déterminer ces grandeurs. A partir de ces points expérimentaux tracés sur la courbe, nous avons ensuite obtenu, par la méthode des moindres carrés, la valeur des constantes du critère de Klepaczko.

Différentes observations en microscopie électronique à balayage ont été effectuées sur une cible de TA6V écaillée. Les processus bien connus d'amorçage, de croissance et de coalescence de microfissures ont été identifiés et décrits. Le TA6V présente un faciès de rupture ductile. L'amorçage des vides se fait à l'interface α/β dans la lamelle α. Deux localisations des vides ont été observées selon l'orientation des lamelles. La croissance de l'endommagement résulte de l'augmentation du nombre et de la taille des cavités qui s'opère par propagation de microfissures dans une direction parallèle au plan d'impact rejoignant les microvides voisins. La coalescence est le résultat de la localisation de la déformation plastique entre les microfissures situées dans des plans parallèles provoquant l'apparition de bandes de cisaillement. La rupture de ces segments de liaison forme alors une fissure macroscopique de profil dit "en escalier".

2.6 Synthèse

Les thèmes suivants ont été abordés successivement dans ce chapitre :

- le fonctionnement global du lanceur à gaz implanté au LPMM qui permet d'effectuer des essais d'impact plaque/plaque ;
- les résultats expérimentaux d'essai d'impact obtenus sur un alliage de titane TA6V. Ces résultats sont présentés sous la forme d'une courbe donnant l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement permettant de calculer les constantes du critère de rupture proposé par Klepaczko ;
- les observations au microscope électronique à balayage des mécanismes physiques conduisant à l'écaillage.

Chapitre 3

Approche mésoscopique : formulation et évolution

3.1 Introduction

A partir d'observations de sections de cibles d'acier et d'aluminium endommagées lors d'essais d'impact plaque/plaque, observations similaires à celles effectuées sur l'alliage de titane TA6V, Chevrier [Chevrier, 1998] propose un modèle mésoscopique au sens statistique permettant de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture en fonction de la vitesse d'impact. Le modèle proposé tient compte de l'aspect mésostatistique de la rupture et s'inspire des mécanismes physiques conduisant à l'écaillage. Ces mécanismes sont l'amorçage de microvides et la propagation de microfissures parallèles au plan d'impact, la coalescence par bandes de cisaillement et la rupture de ces segments de liaison. L'objectif de ce chapitre est d'appliquer ce modèle basé sur une approche mésoscopique à notre alliage de titane TA6V en apportant des évolutions notamment au niveau du passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique pour la détermination de la contrainte seuil d'écaillage. Une partie de ces travaux a été publiée dans [Boidin et al., 2005]
La première partie de ce chapitre consiste en une formulation de ce modèle proposé par Chevrier en s'inspirant des observations des cibles écaillées. Les différentes étapes d'amorçage, de croissance et de coalescence sont traitées et mises en équations.
La seconde partie concerne les modifications apportées à ce modèle. Les évolutions se sont surtout portées sur le passage de la contrainte mésoscopique à la contrainte macroscopique.

3.2 Formulation du modèle proposé par Chevrier et Klepaczko

Dans les sections suivantes, les résultats présentés sont obtenus à partir des observations microscopiques de la cible écaillée n°Ti5 (tableau 2.1 du chapitre 2). Cette cible qui a servi de base pour les relevés des mesures a un niveau d'écaillage avancé correspondant à une vitesse d'impact de 370 m.s^{-1} et une épaisseur d'impacteur de 6 mm, soit une contrainte d'écaillage de 4.91 GPa et un temps de chargement de 1.9 μs. Cette valeur de 4.91 GPa, calculée dans l'hypothèse du cas parfaitement élastique par l'équation 2.2, correspond davantage à la valeur de la pression de choc p_{choc} qu'à la contrainte d'écaillage σ_{ec}. Pour évaluer la valeur de celle-ci, il faudrait prendre 60% de celle de la pression de choc soit σ_{ec}=2.95 GPa.

3.2.1 Résultats des observations microscopiques

Le modèle proposé par Chevrier et Klepaczko [Klepaczko et Chevrier, 2003] et repris par Boidin et al. [Boidin et al., 2003] permet de déterminer la contrainte seuil macroscopique d'écaillage à partir des observations mésoscopiques d'une section de la cible écaillée. Les étapes de la modélisation sont présentées sur la figure 3.1.

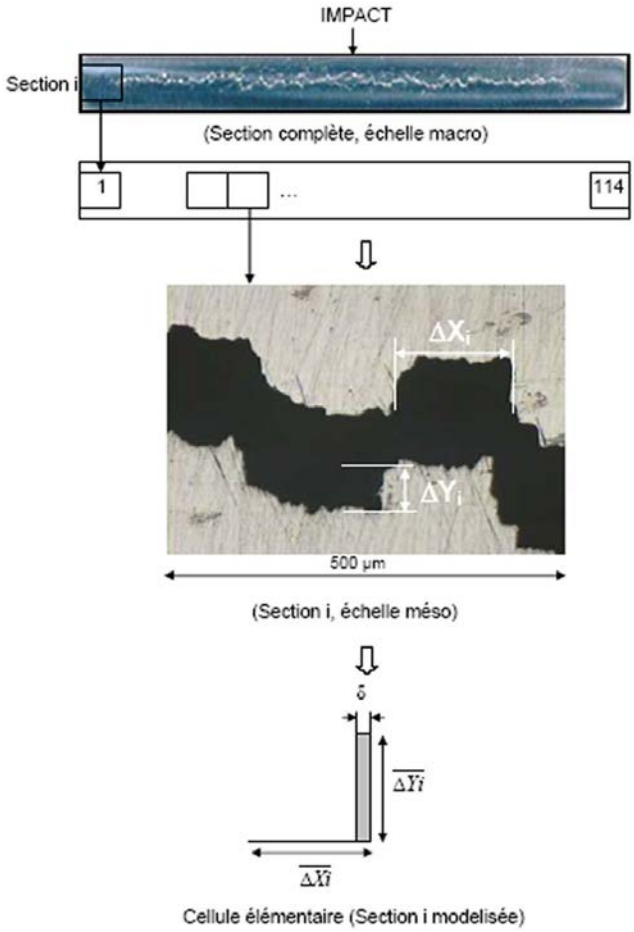


FIG. 3.1: Étapes de la modélisation d'une section de cible écaillée

La cible écaillée, tronçonnée suivant un rayon puis polie, est tout d'abord divisée en sections de longueur 500 μm, soit au total 114 sections ($\emptyset_{cible}$=57 mm), comme schématisé sur la figure 3.1. Nous nous intéressons ensuite à une seule et unique section parmi les 114. L'observation au microscope de cette section révèle un profil de fissure de type "en escalier" comme décrit sur la figure 3.2. Il est alors possible de décomposer ce profil en segments de longueur ΔX_i parallèles au plan d'impact, formés au cours de l'étape d'amorçage, et en segments de longueur ΔY_i perpendiculaires au plan d'impact, résultant de l'étape de croissance et de coalescence, comme illustré sur les figures 3.1 et 3.2. En mesurant tous les ΔX_i et ΔY_i de cette section, nous calculons alors une longueur moyenne $\overline{\Delta X_i}$ des segments parallèles et une longueur moyenne $\overline{\Delta Y_i}$ des segments perpendiculaires. A partir de ces résultats, nous modélisons une cellule élémentaire correspondant à cette section définie par un segment parallèle au plan d'impact de longueur $\overline{\Delta X_i}$, un segment perpendiculaire au plan d'impact de longueur $\overline{\Delta Y_i}$ et une largeur moyenne de bandes de cisaillement δ comme indiqué sur la figure 3.1. Cette largeur δ est également déterminer expérimentalement. Il est alors possible d'évaluer la contrainte de rupture mésoscopique pour cette cellule élémentaire. Le calcul de cette contrainte d'écaillage mésoscopique est décrite dans les parties suivantes. En généralisant cette opération aux 113 autres sections, nous pouvons déterminer la contrainte macroscopique en faisant une moyenne des contraintes mésoscopiques de toutes les cellules élémentaires. Le passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique se fait par la définition d'une loi d'évolution du nombre de cellules élémentaires formées au cours du temps dans le matériau. Ce passage est détaillée dans la seconde partie de ce chapitre.

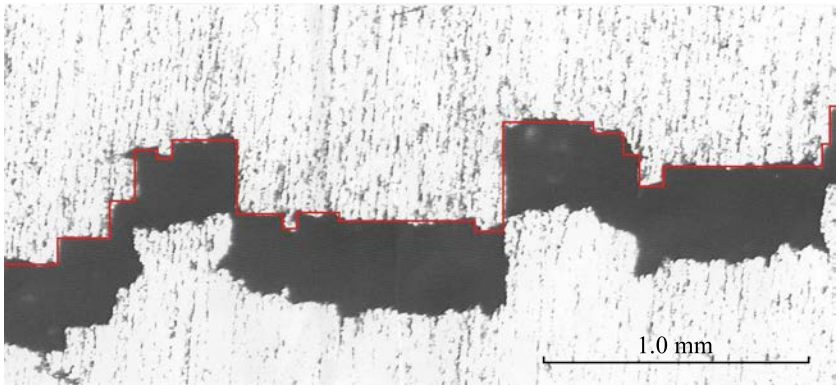


FIG. 3.2: Profil de fissure en escalier dans le cas d'un alliage de titane TA6V : en rouge, segments de longueur ΔX_i et ΔY_i (V_{impact}=370 m.s^{-1}, L_i=6 mm)

Le calcul de la contrainte mésoscopique d'écaillage passe donc par la connaissance de la répartition des ΔX_i et ΔY_i dans la section de la cible. Les figures 3.3 et 3.4 nous donnent respectivement la répartition de la longueur moyenne $\overline{\Delta X_i}$ et de la longueur $\overline{\Delta Y_i}$ pour la cible n°Ti5 en fonction de la position dans la section de cette cible écaillée ($\emptyset_{cible}$=57 mm), soit au total 114 valeurs.

Par régression linéaire, nous calculons un $\overline{\Delta X_i}$ moyen de 236 μm et un $\overline{\Delta Y_i}$ moyen de 112 μm. Les densités de distribution des segments D_x et D_y sont calculées et tracées sur la figure 3.5. Elles suivent une loi gaussienne avec un maximum pour $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$ respectivement de 175 et 50 μm.

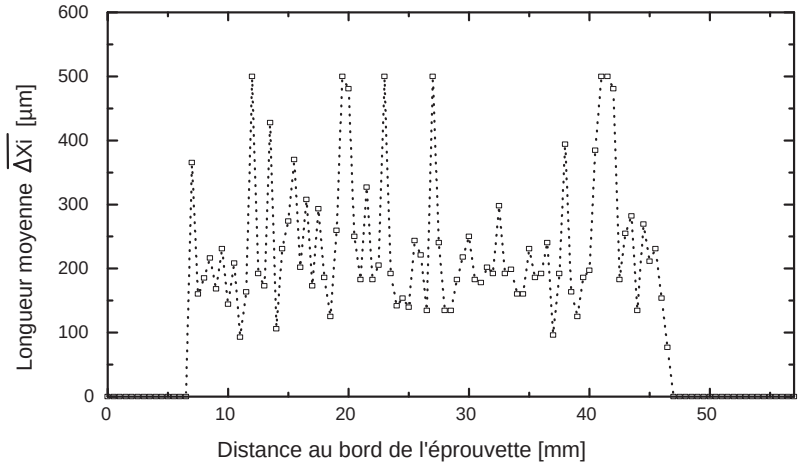


FIG. 3.3: Longueurs moyennes $\overline{\Delta X_i}$ des segments parallèles au plan d'impact relevées le long de la cible écaillée n°Ti5 (V_{impact}=370 m.s^{-1}, L_i=6 mm)

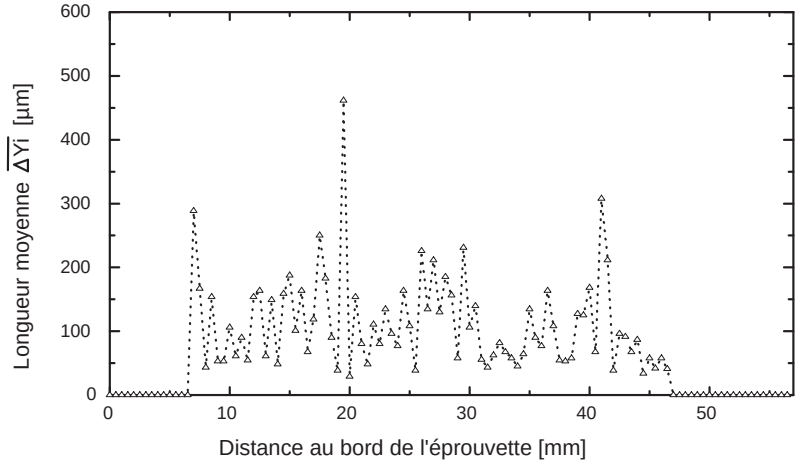


FIG. 3.4: Longueurs moyennes $\overline{\Delta Y_i}$ des segments perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la cible écaillée n°Ti5 (V_{impact}=370 m.s^{-1}, L_i=6 mm)

3.2.2 Modélisation mésoscopique de l'écaillage

Les sections suivantes détaillent le calcul de la contrainte d'écaillage mésoscopique pour une cellule élémentaire. Ce calcul traite les étapes successives de la rupture par écaillage en s'inspirant des observations des cibles écaillées. La cinétique de ce mécanisme de rupture est décomposée en trois étapes principales. La première concerne l'amorçage et la propagation des microfissures parallèlement au plan d'onde de chargement. La deuxième est la coalescence par localisation de la déformation plastique entre les microfissures situées dans des plans parallèles provoquant l'apparition de bandes de cisaillement. La troisième étape concerne la rupture de ces segments de liaison par fissuration des bandes.

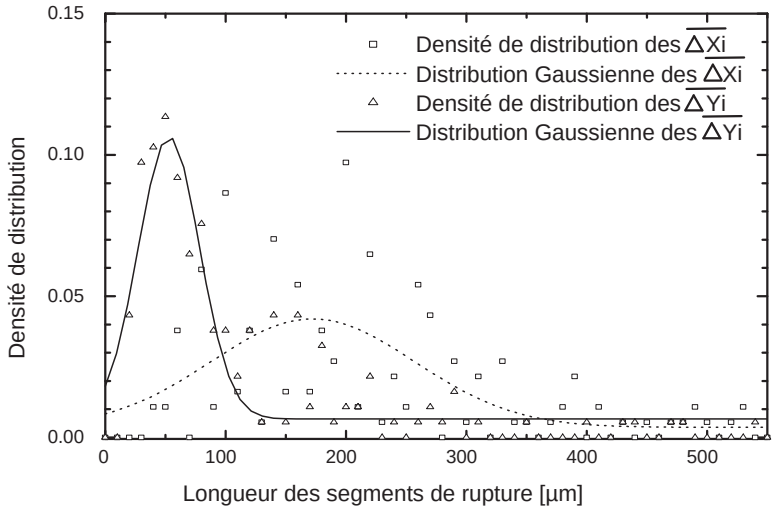


FIG. 3.5: Distribution des longueurs des segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la cible écaillée n°Ti5 (V_{impact}=370 m.s^{-1}, L_i=6 mm)

3.2.2.1 Étape d'amorçage et de propagation

Pour une cellule élémentaire, le phénomène d'amorçage d'une microfissure apparaît lorsque la contrainte locale atteint la valeur critique de rupture par décohésion particule/matrice, notée σ_d. Dans le cadre d'une première approche, l'utilisation du concept de rupture élastique fragile proposé par Griffith [Kanninen et Popelar, 1985] donne une contrainte σ_d vérifiant la relation

$$\sigma_d(t) = \sqrt{\frac{\xi E(\gamma_e + \gamma_p)}{(1-\nu^2)\Delta X(t)}} \tag{3.1}$$

avec

$$\Delta X(t) = f(V_f,\, a_{moy},\, t) \tag{3.2}$$

où $\xi = \frac{\pi}{2}$ pour un penny-shape et $\xi = \frac{2}{\pi}$ pour une fissure plane, E le module d'Young (E=115 GPa), ν le coefficient de Poisson (ν=0.33). $\Delta X(t)$ est la longueur de la microfissure à l'instant t, elle est fonction de la vitesse de fissuration de la microfissure V_f et de la longueur initiale de la microfissure a_{moy}. Cette dernière grandeur est caractérisée à partir des observations microscopiques. Nous la définissons comme étant la longueur de l'interface entre le microvide et la phase β, comme illustré sur la figure 3.6. L'évolution du rapport $\frac{\sigma_d}{E}$ en fonction de cette longueur de fissure $\Delta X(t)$ est donnée sur la figure 3.7

Dans la formulation de Griffith, nous avons ajouté à l'énergie surfacique élastique γ_e l'énergie de dissipation plastique γ_p. D'après Orowan [Orowan, 1948], l'énergie surfacique de déformation plastique est directement proportionnelle à l'énergie surfacique élastique ($\gamma_e = 10^{-6}$ J/mm^2).

$$\gamma_p = \chi \gamma_e \tag{3.3}$$

où χ désigne un coefficient de proportionnalité (χ=1000, d'après [Orowan, 1948]).

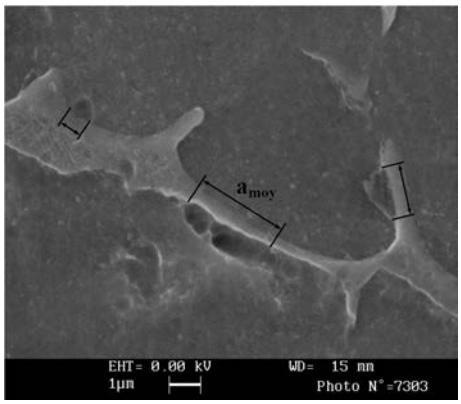


FIG. 3.6: Définition de la longueur initiale de la microfissure a_{moy}

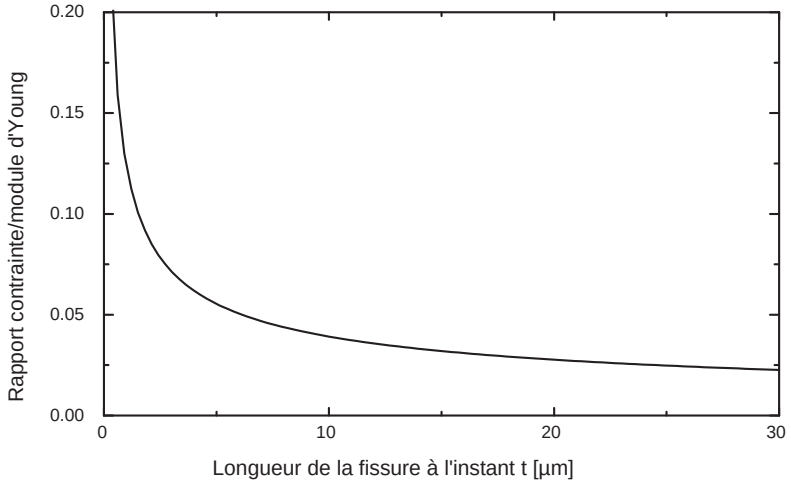


FIG. 3.7: Évolution du rapport de la contrainte sur le module d'Young en fonction de la longueur de fissure pour l'alliage de titane TA6V

La figure 3.8 donne l'évolution du rapport $\frac{\sigma_d}{E}$ en fonction de ce coefficient χ.

Sous l'effet de la contrainte σ_d, la microfissure amorcée se propage à la vitesse V_f. D'après la théorie de Gilman [Gilman, 1960], cette vitesse de propagation augmente avec la taille de la fissure pour devenir infinie au bord du matériau. Dans notre cas, la fissure ne se propage pas jusqu'au bord du matériau. Nous avons donc choisi de travailler avec une vitesse de fissuration V_f qui passe par une phase de croissance entre $\left[t_d,\ \frac{t_a}{2}\right]$ et reste ensuite constante entre $\left[\frac{t_a}{2},\ t_a\right]$ (figure 3.9). t_d est le temps de nucléation de la microfissure et t_a la durée de la phase d'amorçage.

– pour $t_d \leq t \leq \frac{t_a}{2}$

$$\Delta X(t) = \frac{2V_f}{t_a} t^2 + a_{moy} \tag{3.4}$$

– pour $\frac{t_a}{2} \leq t \leq t_a$

$$\Delta X(t) = 2V_f t + a_{moy} - V_f \frac{t_a}{2} \tag{3.5}$$

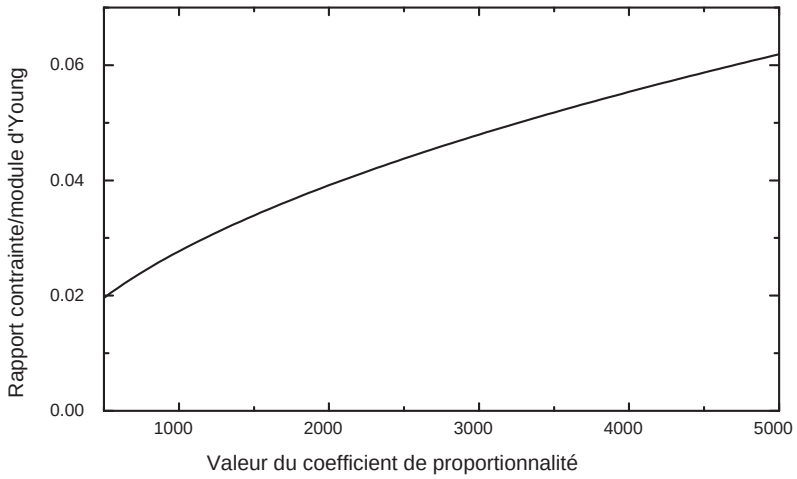


FIG. 3.8: Évolution du rapport de la contrainte de rupture locale sur le module d'Young en fonction du coefficient χ pour l'alliage de titane TA6V, $\Delta X(t)$=20 μm

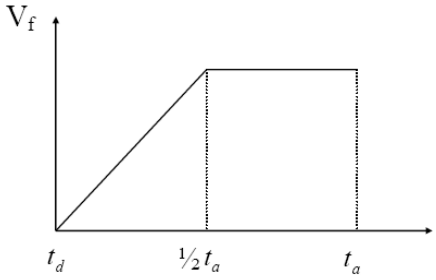


FIG. 3.9: Vitesse de fissuration pendant la phase d'amorçage

A partir des équations 3.4 et 3.5, nous obtenons alors

$$t_a = \frac{\overline{\Delta X_i} - a_{moy}}{\frac{3}{2}V_f} \tag{3.6}$$

avec, rappelons-le, $\overline{\Delta X_i}$ la longueur moyenne des segments parallèles au plan d'impact.

3.2.2.2 Étape de croissance et de coalescence

L'objectif de cette section est de déterminer la contrainte de cisaillement dans la bande qui nous servira par la suite à calculer la contrainte mésoscopique correspondant aux étapes de cisaillement et de fissuration. Sous l'action du chargement en traction, une déformation de cisaillement se localise entre deux extrémités de deux microfissures voisines. Cette localisation de la déformation plastique dans une zone de taille restreinte aboutit à la formation d'une bande de cisaillement. L'évolution de la contrainte de cisaillement dans cette zone a notamment été étudiée par Marchand et Duffy [Marchand et Duffy, 1988] et Wright et Ockendon [Wright et Ockendon, 1992]. Dans cette étape de

la modélisation, nous supposons que la déformation plastique Γ_p augmente jusqu'à atteindre une valeur critique Γ_c à partir de laquelle il y a une fissuration progressive à une vitesse constante V de la bande de largeur δ. Ceci conduit alors à la rupture de ce segment de liaison et à la coalescence des deux microfissures. La déformation plastique dans la bande peut ainsi s'écrire sous la forme

$$\Gamma_p = \frac{Vt}{\delta} \tag{3.7}$$

et la vitesse de déformation est donnée par la relation

$$\dot{\Gamma_p} = \frac{V}{\delta} = cste \tag{3.8}$$

Pour la détermination de la contrainte de cisaillement dans la bande, seule la phase de coalescence des deux microfissures qui correspond à une chute brutale de la contrainte coïncidant avec la localisation de la déformation est considérée. La phase de croissance des microfissures, qui correspond à une légère décroissance de la contrainte avec une déformation non homogène, est négligée pour ce calcul.
La contrainte de cisaillement mésoscopique τ est donnée par la relation, [Wright et Ockendon, 1992]

$$\tau\left(\dot{\Gamma_p}, T(t)\right) = \tau_0\left(1 - a\frac{T(t)}{T_m}\right)\left(1 + b\frac{\dot{\Gamma_p}}{\dot{\Gamma_0}}\right)^m \tag{3.9}$$

où τ_0 désigne une contrainte seuil, a le coefficient de sensibilité à la température, T la température absolue, T_m la température absolue de fusion du matériau (T_m=1900 K), b le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation, $\dot{\Gamma_p}$ la vitesse de déformation plastique, $\dot{\Gamma_0}$ la vitesse de déformation de référence et m l'exposant de sensibilité à la vitesse de déformation. Ces constantes sont déterminées pour l'alliage de titane TA6V à partir des courbes expérimentales suivantes relevées dans la littérature

- la courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la vitesse déformation $\tau\left(\log\dot{\Gamma_p}\right)$ à température ambiante, [Follansbee et Gray, 1989, Wulf, 1979], illustrée sur la figure 3.10 ;
- la courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la température $\tau(T)$ pour une vitesse de déformation de 1400 s^{-1}, [Seo et al., 2005], présentée en figure 3.11.

Les valeurs des constantes ainsi déterminées sont résumées dans le tableau 3.1. L'équation 3.9 est tracée sur les figures 3.10 et 3.11 avec ces valeurs de constantes.

Pour connaître l'évolution de la contrainte de cisaillement, il convient de déterminer la température $T(t)$ au sein du matériau. Elle est donnée par la relation suivante, [Klepaczko et Duffy, 1982]

$$\frac{dT}{d\Gamma_p} = \frac{\beta}{\rho C_v}\tau\left(\dot{\Gamma_p}, T\right) \tag{3.10}$$

où β est le coefficient de Taylor-Quinney (β=0.9), ρ la masse volumique (ρ=4430 kg.m^{-3}) et C_v la chaleur spécifique à volume constant (C_v=543 J.kg^{-1}.K^{-1}).

En ajoutant l'équation 3.9 dans l'équation 3.10, nous obtenons la relation

$$\frac{dT}{1 - a\frac{T}{T_m}} = \frac{\beta}{\rho C_v}\tau_0\left(1 + b\frac{\dot{\Gamma_p}}{\dot{\Gamma_0}}\right)^m d\Gamma_p \tag{3.11}$$

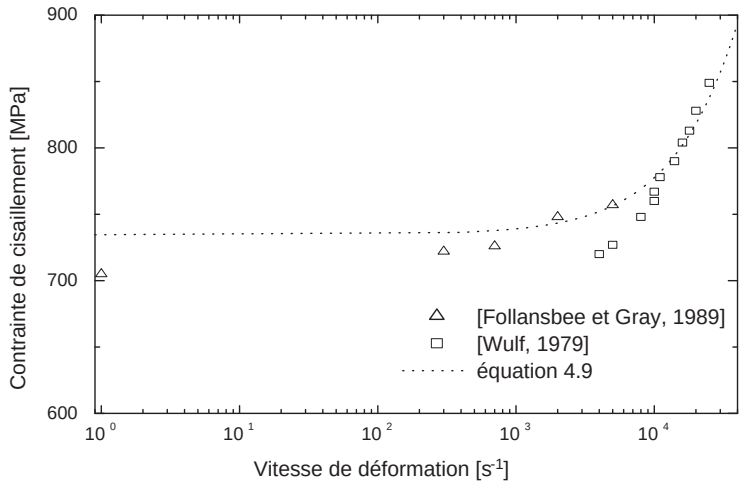


FIG. 3.10: Courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la vitesse de déformation $\tau\left(\log\dot{\Gamma}_p\right)$ à T=293 K

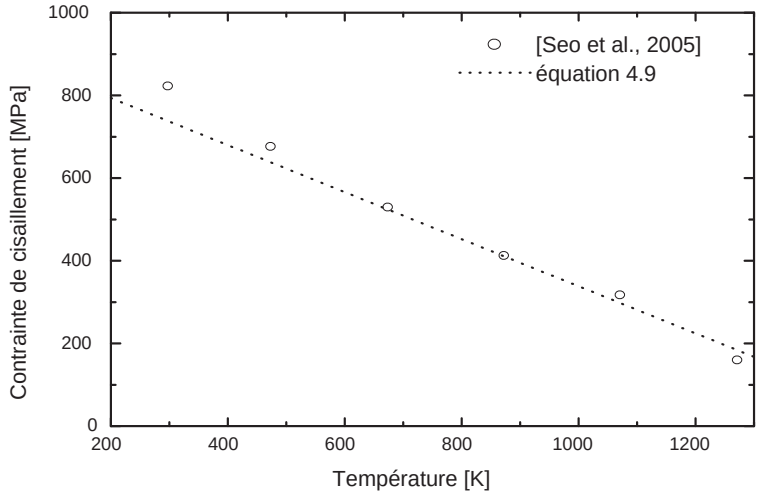


FIG. 3.11: Courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la température $\tau(T)$ à $\dot{\Gamma}_p$=1400 s^{-1}

En intégrant le premier membre de l'équation 3.11 de T_0 (température initiale dans la bande) à T_b (température à laquelle il y a une localisation du cisaillement), et entre 0 et Γ_{iso} (déformation plastique de référence à partir de laquelle il y a localisation et apparition de déformation non homogène) pour le second membre, nous obtenons la température T_b de formation des bandes de cisaillement vérifiant la relation

$$T_b = \frac{T_m}{a}\left[1-\left(1-a\frac{T_0}{T_m}\right)\right]\exp\left[\left(-\frac{a\beta\tau_0}{\rho C_v T_m}\right)\left(1+b\frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0}\right)^m \Gamma_{iso}\right] \tag{3.12}$$

TAB. 3.1: Constantes de la loi de comportement pour l'alliage de titane TA6V

τ_0 [MPa]	a	b	$\dot{\Gamma}_0$ [s^{-1}]	m
900	1.192	0.122	10^4	0.494

Toujours en faisant l'hypothèse d'une vitesse de déformation constante (équation 3.8), nous pouvons écrire

$$d\Gamma_p = \dot{\Gamma}_p dt \tag{3.13}$$

En injectant l'équation 3.9 dans l'équation 3.10, puis par intégration de T_b à $T(t)$, nous obtenons

$$T(t) = \frac{T_m}{a}\left[1 - \left(1 - a\frac{T_b}{T_m}\right)\right] \exp\left[\left(-\frac{a\beta\tau_0}{\rho C_v T_m}\right)\left(1 + b\frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0}\right)^m \Gamma_{iso} t\right] \tag{3.14}$$

Maintenant que les expressions finales de la contrainte de cisaillement et de la température en fonction du temps sont obtenues, il est possible de poser le problème en équations.

3.2.2.3 Mise en équations

La contrainte mésoscopique correspondant à l'étape d'amorçage et de propagation de la microfissure est égale à la contrainte σ_d définie par l'équation 3.1. Concernant les étapes de cisaillement et de fissuration de la bande de cisaillement, la contrainte mésoscopique s'écrit à partir de la relation générale suivante

$$\sigma_{meso} = \frac{F_{meso}}{S_{cell}} \tag{3.15}$$

où F_{meso} désigne la force mésoscopique agissant sur l'aire de la cellule considérée, S_{cell}. L'aire de cette cellule est supposée, par raison de symétrie, être un carré de côté $\overline{\Delta X_i}$ comme illustré sur la figure 3.12. S_{sh} désigne la surface sur laquelle agit la contrainte de cisaillement telle que $F_{meso} = \tau(t) S_{sh}$. Pour la même raison de symétrie, nous supposons que cette aire est un carré de côté $\overline{\Delta Y_i}$.

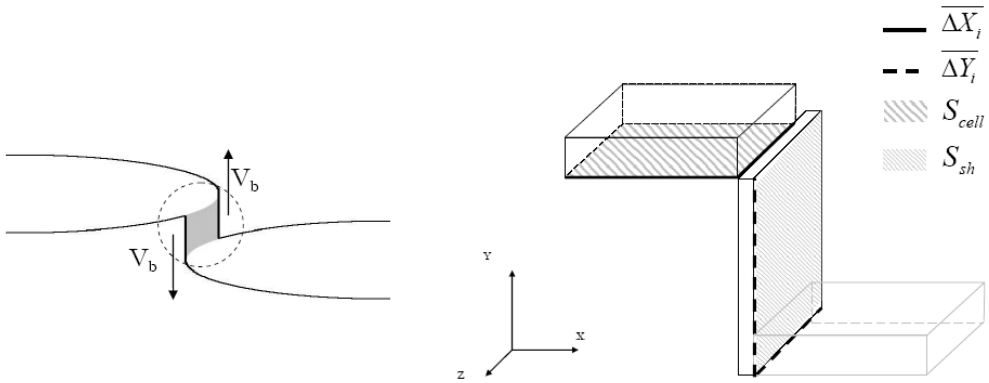


FIG. 3.12: Localisation de la déformation plastique entre deux microfissures voisines

Concernant l'étape de fissuration de la bande de cisaillement, nous supposons que la contrainte de cisaillement reste constante et égale à sa valeur juste avant le début de la fissuration, soit $\tau(t_{sh})$. Le tableau 3.2 résume l'ensemble des équations qui décrivent le modèle pour chaque étape avec V_b la vitesse de cisaillement de la bande et V_c la vitesse de fissuration de la bande.

TAB. 3.2: Résumé des équations qui décrivent le modèle mésoscopique

Amorçage et propagation de la microfissure	
$t_d \leq t \leq t_a$	$t_a = \frac{\overline{\Delta X_i} - a_{moy}}{\frac{3}{2} V_f}$
$\sigma_{meso} = \sigma_d$	
$\sigma_d(t) = \sqrt{\frac{\xi E(\gamma_e + \gamma_p)}{(1-\nu^2)\Delta X(t)}}$	$\Delta X(t)$ (équations 3.4 et 3.5)
Amorçage et propagation de la bande de cisaillement	
$t_a \leq t \leq t_a + t_{sh}$	$t_{sh} = \frac{\delta \Gamma_c}{V_b}$ (équation 3.7)
$\sigma_{meso} = \frac{F_{meso}}{S_{cell}}$	$S_{cell} = \overline{\Delta X_i}^2$
$F_{meso} = \tau(t) S_{sh}$	$S_{sh} = \overline{\Delta Y_i}^2$
$\tau(t)$ (équation 3.9)	
$T(t)$ (équation 3.14)	
T_b (équation 3.12)	
Fissuration de la bande de cisaillement	
$t_a + t_{sh} \leq t \leq t_a + t_{max}$	$t_{max} = \frac{\delta \Gamma_c}{V_b} + \frac{\overline{\Delta Y_i}}{2V_c}$
$\sigma_{meso} = \frac{F_{meso}}{S_{cell}}$	$S_{cell} = \overline{\Delta X_i}^2$
$F_{meso} = \tau(t_{sh}) S_{sh}$	$S_{sh} = \left[\overline{\Delta Y_i} - 2V_c(t - t_{sh})\right]^2$

La courbe typique contrainte - temps mésoscopique obtenue à partir de ces équations pour une cellule élémentaire est représentée sur la figure 3.13. Les étapes de la modélisation y sont détaillées.

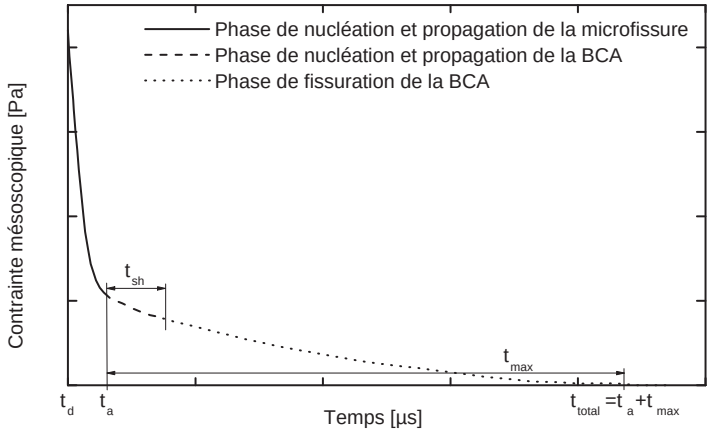


FIG. 3.13: Allure de la courbe contrainte mésoscopique - temps $\sigma_{meso}(t)$ pour une cellule élémentaire

La contrainte macroscopique de rupture, notée σ_{macro}, est ensuite calculée à partir des contraintes de rupture mésoscopique évaluées pour chaque cellule élémentaire. Le passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique est décrit dans les sections suivantes.

3.3 Passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique

3.3.1 Évolution de la contrainte macroscopique en fonction du temps

A partir des équations répertoriées dans le tableau 3.2, il est donc possible de tracer la contrainte mésoscopique de rupture σ_{meso} en fonction du temps pour les 114 cellules élémentaires qui définissent le profil de la fissure de la section écaillée. Le passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique se fait alors en réalisant une moyenne de ces contraintes mésoscopiques des différentes cellules à des instants donnés. Pour se faire, une application sous le logiciel EXCEL en Visual Basic a été créée.

La première hypothèse pour calculer la contrainte macroscopique de rupture a été de dire que toutes les cellules commencent leur amorçage au même moment, c'est-à-dire à $t_d = 0$. L'allure de la courbe donnant l'évolution de la contrainte macroscopique en fonction du temps obtenue à partir de cette application est tracée sur la figure 3.14. Cette courbe est obtenue avec les constantes suivantes : a_{moy}=5 μm, V_f=300 m.s^{-1}, δ=5 μm, Γ_c=0.45, V_b=60 m.s^{-1} et V_c=65 m.s^{-1}. Les constantes ont soit été trouvées dans la littérature, soit fixées arbitrairement.

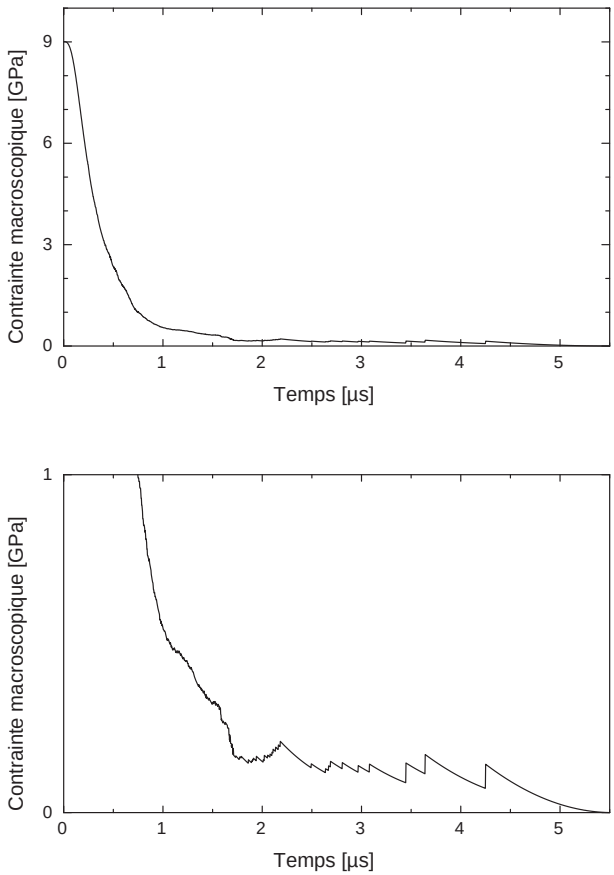


FIG. 3.14: Allure de la courbe contrainte macroscopique en fonction du temps $\sigma_{macro}(t)$ obtenue à partir du modèle après passage meso-macro pour $t_d = 0$ et avec les constantes suivantes : a_{moy}=5 μm, V_f=300 m.s^{-1}, δ=5 μm, Γ_c=0.45, V_b=60 m.s^{-1} et V_c=65 m.s^{-1}, figure du bas : agrandissement de la courbe pour une contrainte comprise entre 0 et 1 GPa

Nous remarquons sur la figure 3.14 que la durée donnée par le modèle, $t \simeq 5$ μs, pendant laquelle l'éprouvette est sous charge est nettement supérieure à la durée réelle du choc, t_c=1.9 μs, de la cible écaillée n°Ti5 (tableau 2.1). En faisant un zoom de la courbe, nous constatons également qu'au-delà de t=2 μs, celle-ci devient discontinue (figure 3.14). Ces remarques peuvent être expliquées par des imprécisions de mesure. Le dépouillement des valeurs de $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$ le long de la section écaillée s'avère en effet assez complexe et imprécis. Il est néanmoins possible de trouver un critère qui permette de savoir si ces valeurs de $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$ sont erronées ou non. Ce critère est décrit dans la section suivante.

3.3.2 Domaine de validation des mesures

Le calcul de la contrainte macroscopique de rupture en fonction du temps passe par la détermination des longueurs moyennes $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$. Ces valeurs sont obtenues respectivement en faisant la moyenne des segments horizontaux ΔX_i et des segments verticaux ΔY_i mesurés le long de la fissure (profil "en escalier"). La mesure de ces segments ΔX_i et ΔY_i se fait à l'aide d'une règle graduée sur des photos de la fissure prises au microscope optique. Les mesures de ces valeurs s'avèrent assez imprécises. Il est néanmoins possible de trouver un domaine dans lequel les valeurs mesurées sont correctes.

Le temps total d'écaillage d'une cellule élémentaire calculé par le modèle est $t_{total} = t_a + t_{max}$. Les formules de t_a et t_{max} sont données dans le tableau 3.2. Dans notre cas, le temps de chargement, t_c=1.9 μs, doit être supérieur ou égal à t_{total}. Nous obtenons alors

$$t_c \geq t_{total} = \frac{\overline{\Delta X_i} - a_{moy}}{\frac{3}{2}V_f} + \frac{\Gamma_c \delta}{V_b} + \frac{\overline{\Delta Y_i}}{2V_c} \tag{3.16}$$

$$\overline{\Delta Y_i} \leq 2V_c \left(t_c - \frac{\overline{\Delta X_i} - a_{moy}}{\frac{3}{2}V_f} - \frac{\Gamma_c \delta}{V_b} \right) \tag{3.17}$$

où V_b est la vitesse de cisaillement de la bande et V_c la vitesse de fissuration de la bande. L'équation 3.17 est une fonction affine décroissante. Sachant que $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$ sont deux valeurs positives ou nulles, nous pouvons trouver un domaine dans lequel ces valeurs sont correctes. Ce domaine de validation des mesures est tracé sur la figure 3.15.

La figure 3.15 montre que certaines valeurs sont en dehors du domaine de validation, soit au total 11% de valeurs hors limite. Ceci explique que le temps de rupture total t_{total} calculé par le modèle est largement supérieur au temps de rupture t_c obtenu par l'expérimentation. Ces valeurs hors domaine ne seront donc plus prises en compte pour le calcul de la contrainte macroscopique de rupture. En supprimant ces valeurs erronées, nous obtenons la courbe donnant l'évolution de la contrainte macroscopique en fonction du temps tracée en figure 3.16.

A partir de la figure 3.16, nous pouvons déterminer la contrainte macroscopique de rupture. Elle est définie comme la contrainte moyenne mésoscopique par la relation suivante

$$\overline{\sigma_{meso}} = \sigma_{macro} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_d}^{t_{rup}} \sigma_{macro}(t) dt \tag{3.18}$$

où $\Delta t = t_{rup} - t_d$ est l'intervalle de temps d'intégration avec t_d l'instant où les microfissures commencent à s'amorcer et t_{rup} le temps de rupture comme illustré sur la figure 3.16.

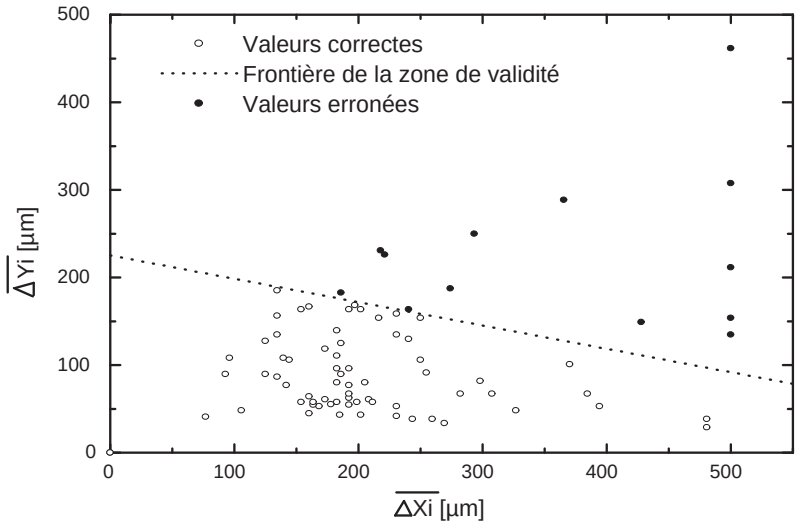


FIG. 3.15: Domaine de validation des valeurs de $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$

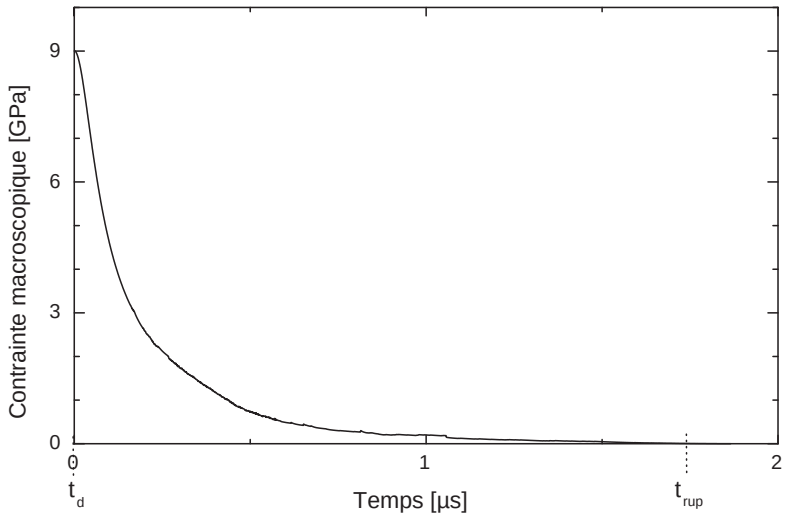


FIG. 3.16: Allure de la courbe contrainte macroscopique - temps $\sigma_{macro}(t)$ obtenue à partir du modèle sans les valeurs erronées après passage meso-macro pour $t_d = 0$ et avec les constantes suivantes : a_{moy}=5 μm, V_f=300 m.s^{-1}, δ=5 μm, Γ_c=0.45, V_b=60 m.s^{-1} et V_c=65 m.s^{-1}

L'équation 3.18 nous donne alors σ_{macro}=0.99 GPa. Cette valeur est nettement inférieure à celle de la contrainte d'écaillage déterminée par l'expérimentation à l'aide de la formulation de Taylor, σ_{ec}=4.91 GPa.

Cette différence peut s'expliquer par le fait que

- la contrainte d'écaillage σ_{ec} calculée par la formulation de Taylor dans l'hypothèse d'un matériau parfaitement élastique est surévaluée. De plus, la cible sur laquelle le modèle a été appliqué a un niveau d'écaillage avancé. Cette valeur de 4.91 GPa correspond comme dit pré-

cédemment à la pression de choc p_{choc}. En prenant 60% de cette valeur, nous obtenons une valeur de contrainte d'écaillage σ_{ec}=2.95 GPa encore nettement supérieure à celle déterminée par le modèle ;

– l'hypothèse de départ pour le calcul de la courbe de la contrainte macroscopique n'est pas correcte puisqu'elle ne tient pas compte d'une loi de formation des cavités. Dans notre hypothèse, toutes les cellules élémentaires s'amorcent au même moment. Cependant ceci semble impossible au vue du faciès de rupture. La rupture est privilégiée dans la zone centrale de la cible alors qu'on observe très peu de décohésions de matière sur les bords de la cible. Si la rupture est privilégiée dans l'espace, elle peut également l'être dans le temps.

Nous chercherons dans la section suivante à déterminer l'influence des paramètres du modèle tels que la vitesse de fissuration de la microfissure ou encore la vitesse de cisaillement de la bande sur le temps de rupture t_{rup} et la contrainte macroscopique σ_{macro}. Certains paramètres sont directement mesurés sur la section de la cible écaillée, d'autres sont fixés arbitrairement en se basant sur la littérature.

3.3.3 Influence des paramètres du modèle sur le temps de rupture et sur la contrainte macroscopique

L'objectif de cette partie est de tracer l'évolution du temps de rupture et de la contrainte d'écaillage calculés par le modèle en fonction de la vitesse de propagation de la microfissure V_f, de la déformation plastique critique Γ_c, du coefficient de proportionnalité χ, de la longueur initiale de la microfissure a_{moy}, de la vitesse de cisaillement V_b et de la vitesse de fissuration de la bande V_c. Les autres paramètres du modèle $\overline{\Delta X_i}$, $\overline{\Delta Y_i}$ et δ sont obtenus à partir des observations microscopiques le long de la section de la cible écaillée.

Les figures 3.17 et 3.18 illustrent respectivement les résultats obtenus sur le temps de rupture et sur la contrainte d'écaillage en fonction des six paramètres.

De façon évidente, le coefficient de proportionnalité χ n'a aucune influence sur le temps de rupture. La vitesse de propagation de la microfissure V_f, la vitesse de cisaillement V_b ainsi que la longueur initiale de la microfissure a_{moy} tendent à diminuer plus ou moins fortement le temps de rupture. Leur influence est identique sur la contrainte. La déformation plastique critique Γ_c à partir de laquelle apparaît la fissuration de la bande augmente légèrement le temps de rupture mais son influence sur la contrainte est opposée. Celle-ci devrait au contraire augmenter avec Γ_c dû à t_{sh} qui intervient dans le calcul de la contrainte dans l'étape de fissuration de la bande. Cette contradiction s'explique par l'équation 3.18 qui fait intervenir l'aire sous la courbe $\sigma_{macro}(t)$ divisée par t_{rup}. Lorsque Γ_c augmente, ces deux termes augmentent également. Si t_{rup} augmente plus rapidement que l'aire, la contrainte diminue avec Γ_c. C'est le même phénomène observé pour la vitesse de fissuration de la bande V_c. Lorsque V_c augmente, le temps de rupture diminue et la contrainte augmente très légèrement. Celle-ci devrait au contraire diminuer avec V_c. Ceci s'explique par le fait que t_{rup} diminuant plus rapidement que l'aire, la contrainte augmente avec Γ_c.

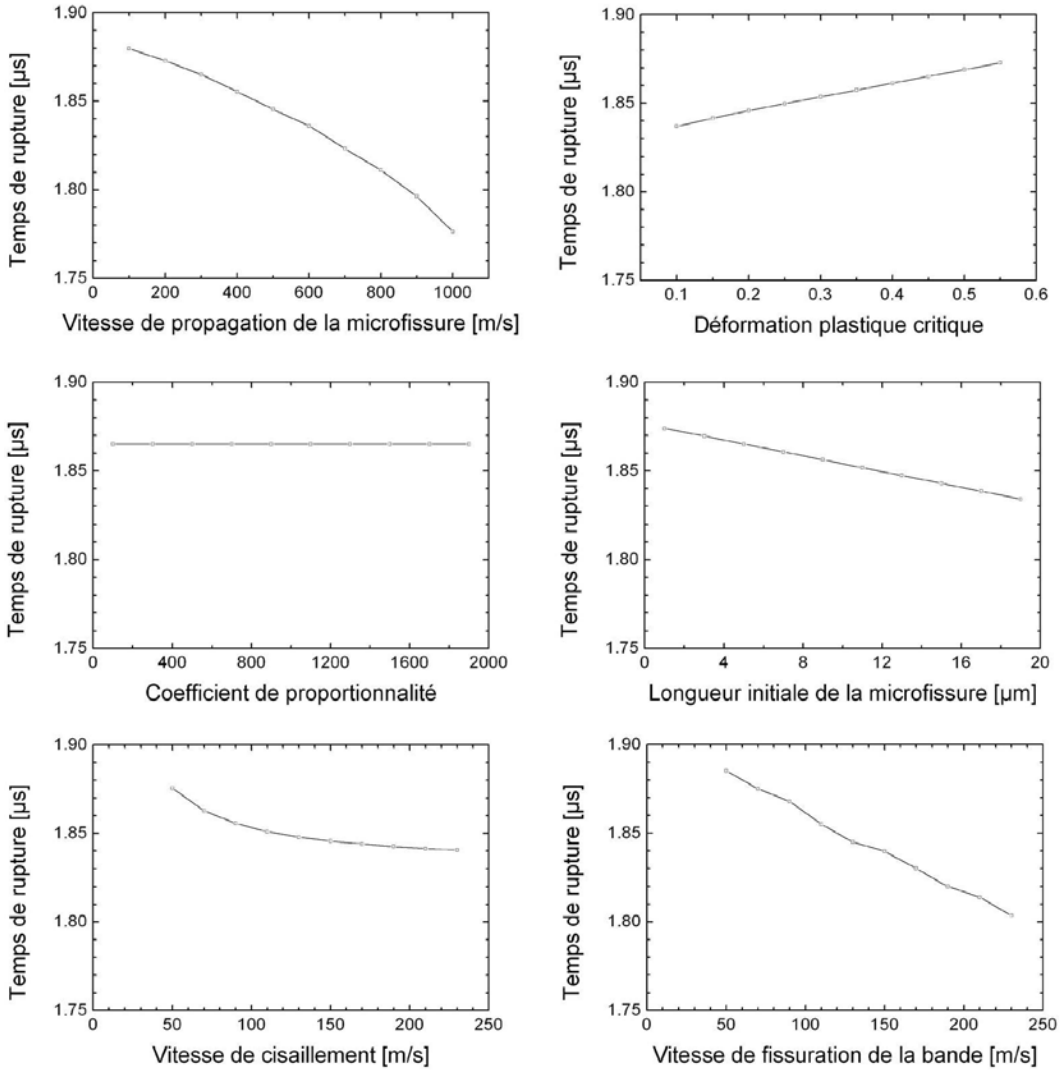


FIG. 3.17: Évolution du temps de rupture t_{rup} en fonction de V_f, Γ_c, χ, a_{moy}, V_b et V_c

3.3.4 Hypothèse de nucléation concernant les plus grandes microfissures

Comme décrit dans la section 3.3.2, la contrainte macroscopique obtenue à partir de ce modèle, σ_{macro}=0.99 GPa, est nettement inférieure à la contrainte d'écaillage déterminée par l'expérimentation à l'aide de la formulation de Taylor, σ_{ec}=4.91 GPa. Cette différence s'explique notamment par l'hypothèse faite sur le temps de nucléation des cellules élémentaires. Nous avons supposé jusqu'à présent que celles-ci s'amorcent au même moment à t_d=0.

Une seconde hypothèse est de dire qu'il existe une relation entre ce temps de nucléation et la taille des microfissures qui ont coalescé entre elles par bandes de cisaillement. Nous supposons que les plus grands segments horizontaux $\overline{\Delta X_i}$ ont nucléé en premier. Différentes lois d'évolution du temps de nucléation en fonction de la taille des $\overline{\Delta X_i}$ ont été analysées. Elles sont tracées sur la figure 3.19. Nous avons calculé, à partir des mesures des segments parallèles au plan d'impact faites lors des observations microscopiques de la section de la cible écaillée, $\overline{\Delta X_i}^{min}$=92.95 μm et

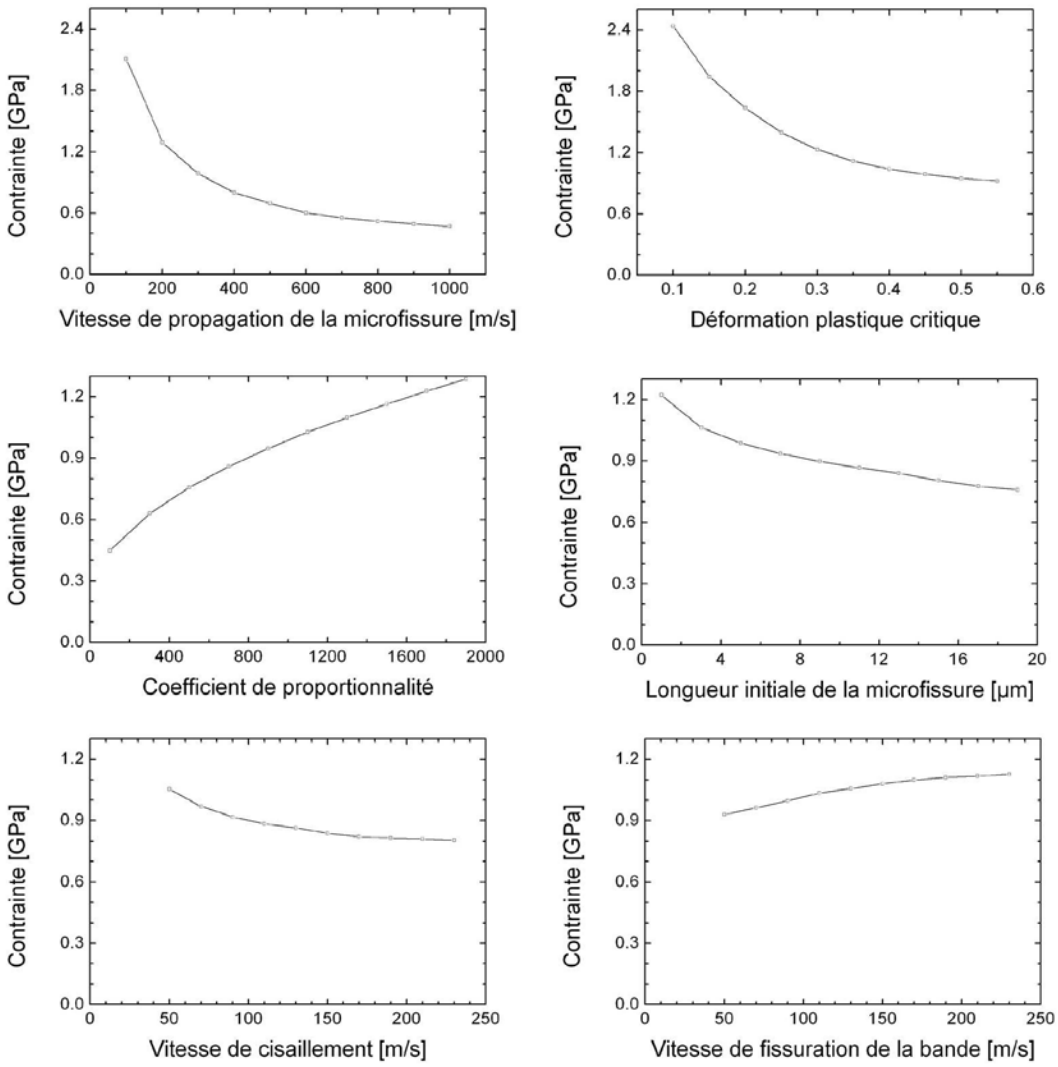


FIG. 3.18: Évolution de la contrainte macroscopique σ_{macro} en fonction de V_f, Γ_c, χ, a_{moy}, V_b et V_c

$\overline{\Delta X_i}^{max}$=500 μm.

En prenant la loi rationnelle $t_d(\overline{\Delta X_i}) = -a + \frac{b}{1+\overline{\Delta X_i}}$ comme hypothèse de nucléation, le modèle mésoscopique nous donne par l'équation 3.18 une contrainte d'écaillage égale à σ_{macro}=2.84 GPa. Les valeurs des principales constantes du modèle utilisées pour ce calcul sont listées dans le tableau 3.3.

La valeur de la contrainte d'écaillage calculée par ce modèle est toujours faible comparée à celle obtenue par la formulation de Taylor. Il faut se rappeler néanmoins que cette approche par la théorie parfaitement élastique surestime la valeur de la contrainte d'écaillage et que pour obtenir une valeur cohérente, il vaut prendre 60% de cette valeur, soit 2.95 GPa. En comparaison avec cette valeur, les résultats obtenus sont en bon accord malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices de ce modèle. Il faut également souligner que ce modèle fait intervenir 23 paramètres. Ce chiffre peut paraître déconcertant mais seulement six d'entre eux sont les principales variables du problème.

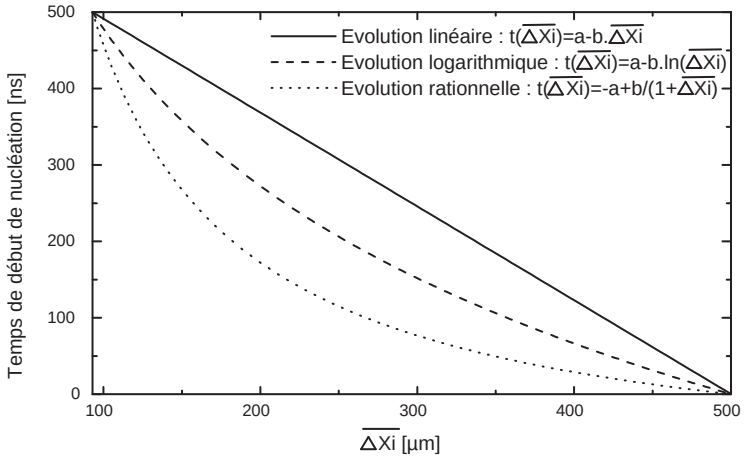


FIG. 3.19: Relation entre la taille de la microfissure $\overline{\Delta X_i}$ et le temps de nucléation t_d

TAB. 3.3: Valeurs des principales constantes du modèle

γ_e	χ	a_{moy}	V_f	δ	Γ_c	V_b	V_c	t_d^{max}
[j/m^2]	-	[μm]	[m/s]	[μm]	-	[m/s]	[m/s]	[ns]
1	1000	5	200	5	0.45	60	65	800

L'influence de ces six paramètres (V_f, Γ_c, χ, a_{moy}, V_b et V_c) a été décrite dans la section précédente. Ce grand nombre de constantes dont certaines ont été calculées expérimentalement et d'autres fixées arbitrairement peut expliquer cet écart entre les valeurs.

3.4 Conclusions et perspectives

Ce chapitre donne la formulation d'un modèle mésoscopique de rupture au sens statistique. Il est basé sur des observations microscopiques du profil de fissure de la cible écaillée. L'approche mésoscopique est intéressante sur de nombreux aspects puisqu'elle permet notamment d'interpréter les principaux mécanismes physiques intervenant au cours de la rupture sans tomber dans une trop grande complexité. Ces mécanismes sont l'amorçage et la propagation de microfissures parallèlement au plan d'impact, la formation d'une bande de cisaillement entre deux microfissures voisines, puis la fissuration de cette bande. Ces trois étapes successives de la rupture par écaillage sont mises en équations. Le modèle obtenu, simple dans son formalisme, permet alors de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture à partir d'observations post-mortem du matériau écaillé.

Malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices de ce modèle, les résultats obtenus dans le cas de l'alliage de titane TA6V sont prometteurs et en bon accord avec les valeurs expérimentales.

La formulation de ce modèle mésoscopique reste préliminaire et aurait dû faire l'objet d'une étude plus approfondie afin d'améliorer les points sensibles. Ceux-ci concernent notamment la prise en compte de la formulation d'une zone plastique localisée en fond de fissure qui a tendance à ralentir la progression de la microfissure et à augmenter la contrainte nécessaire à sa propagation, ou encore la prise en compte du travail de déformation plastique dans la matière environnant la bande de cisaillement. Mais ces différents points ainsi que le nombre important de paramètres qui interviennent dans ce modèle nous ont poussé vers une approche numérique. La première étape de la modélisation à savoir l'étape d'amorçage des microfissures va être étudiée par la méthode des éléments finis afin de déterminer la contrainte de décohésion σ_d et de réduire par la même occasion le nombre de paramètres. Cette approche nous permettra également de prendre en compte l'effet de la microstructure particulière de l'alliage de titane TA6V sur le mécanisme de nucléation des microfissures.

3.5 Synthèse

En résumé, dans ce chapitre, ont été abordés successivement les thèmes suivants :

- la formulation du modèle mésoscopique proposé par Chevrier et Klepaczko qui permet de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture à partir des observations faites sur la section d'une cible écaillée. Ce modèle s'inspire des mécanismes physiques conduisant à l'écaillage ;
- les évolutions apportées à ce modèle concernant notamment le passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique.

Chapitre 4

Modélisation numérique du phénomène de nucléation

4.1 Introduction

Ce dernier chapitre est consacré à la modélisation numérique du phénomène de nucléation dans l'alliage de titane TA6V lors d'un essai d'impact plaque/plaque. Certains points sensibles du modèle mésoscopique, notamment la non-prise en compte de la microstructure particulière du matériau ou encore le nombre important de coefficients, nous poussent vers une approche numérique afin d'y trouver les informations qui nous permettront de développer ce modèle. Une loi de comportement micromécanique, prenant en compte les mécanismes de la plasticité cristalline tels que la déformation sous forme de glissement plastique, est alors implémentée dans un code de calcul éléments finis Abaqus dans lequel des simulations d'essai d'impact sur un maillage représentatif de la microstructure du TA6V sont effectuées. Ce maillage s'inspire des observations microscopiques. L'objectif est d'essayer de déterminer la contrainte de décohésion en tenant compte des effets de la microstructure.

La première partie de ce chapitre permet de se familiariser avec les modes de déformation du matériau. Les mécanismes de déformation dans les phases α et β sont étudiés respectivement par analogie à ceux des métaux à structure hexagonale compacte et à structure cubique centrée.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description et à la modélisation du comportement plastique des matériaux polycristallins. Un intérêt particulier est porté sur les conditions de l'écoulement plastique ainsi que sur différents modèles d'écrouissage utilisés pour simuler les fortes déformations.

La troisième partie présente la loi de comportement micromécanique utilisée pour nos simulations. L'ensemble des coefficients régissant cette loi est déterminé pour chacune des phases à partir de comparaisons successives entre des courbes contrainte - déformation expérimentales relevées dans la littérature et celles simulées numériquement dans le code de calcul Abaqus.

La dernière partie est entièrement consacrée aux simulations de tirs effectués lors de la campagne d'essais sur un maillage représentatif de la microstructure du TA6V. Les dimensions ainsi que les proportions des différentes phases sont respectées.

4.2 Mécanismes élémentaires de la déformation plastique

Les parties suivantes décrivent les modes de déformation de l'alliage de titane TA6V. Cet alliage est constitué de deux phases : une phase α majoritaire à 83% de structure hexagonale compacte et une phase β (les 17% restants) de structure cubique centrée. La plupart des études portant sur le comportement plastique de l'alliage TA6V considère généralement que la déformation n'est contrôlée que par la phase α en raison de son importante fraction volumique ; la phase β ne jouant qu'un rôle d'accommodation de la déformation.
Dans un premier temps, nous présentons les conditions de l'écoulement plastique des matériaux en général. La suite de cette section décrit les mécanismes élémentaires de déformation dans les phases α et β en s'appuyant respectivement sur celle des métaux à structure hexagonale compacte et à structure cubique centrée. Nous examinons enfin de manière succincte les relations d'orientations particulières entre les phases α et β.

4.2.1 Critère de Schmid

Concernant le comportement plastique des matériaux en général, les observations expérimentales montrent que ceux-ci se déforment essentiellement par glissement sur des plans et selon des directions cristallographiquement définies. Ce glissement cristallographique résulte de mouvements de translations de défauts linéaires dénommés dislocations. Ces dislocations se multiplient sous l'effet de cissions appliquées dans les plans où elles sont susceptibles de se déplacer. L'existence de dislocations a été prouvée par plusieurs techniques expérimentales notamment le microscope électronique à transmission (MET). Les dislocations peuvent adopter deux formes idéalisées illustrées en figure 4.1 : les dislocations coins et les dislocations vis. Les premières peuvent être représentées par un plan cristallographique qui se termine à l'intérieur du réseau cristallin. Les secondes peuvent être interprétées comme la ligne de séparation entre le réseau cristallin non perturbé et une zone de décalage partiel du réseau cristallin par rapport à la région avoisinante du réseau.

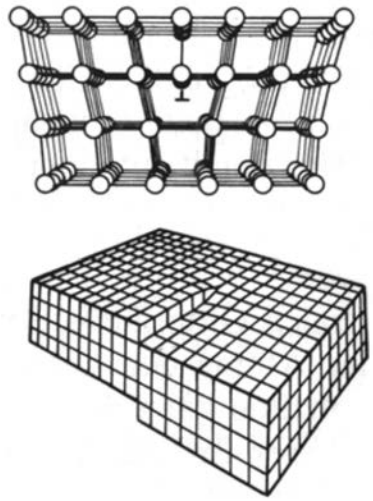


FIG. 4.1: Les deux types de dislocations : la dislocation coin (en haut), la dislocation vis (en bas)

Schmid et Siebel [Schmid et Siebel, 1931] montrent qu'un système de glissement s particulier (un plan et une direction de glissement forment un système) est activé, c'est-à-dire qu'il réalise un glissement macroscopique lorsque la valeur absolue de la cission réduite τ qui lui est appliquée atteint une valeur critique τ_c.

$$|\tau^s| = \tau_c^s \text{ et } \dot{\tau^s} = \dot{\tau_c^s} \tag{4.1}$$

L'équation 4.1 représente donc les conditions de l'écoulement plastique pour la plupart des monocristaux métalliques se déformant par glissement et elle contient l'essentiel des difficultés que doit résoudre toute tentative de modélisation globale de comportement plastique monocristallin. En effet, le seuil plastique τ_c^s dépend de l'histoire de la déformation et de ses mécanismes. La loi d'évolution de ces seuils critiques plastiques au cours de la déformation constitue la loi d'écrouissage du monocristal qui est l'une des préoccupations essentielles, voire la principale, dans la recherche d'une modélisation. Ces lois d'écrouissage seront décrites dans la section 4.3.2.

Considérons un monocristal soumis à un champ de contrainte uniaxial comme représenté sur la figure 4.2 (traction ou compression simple).

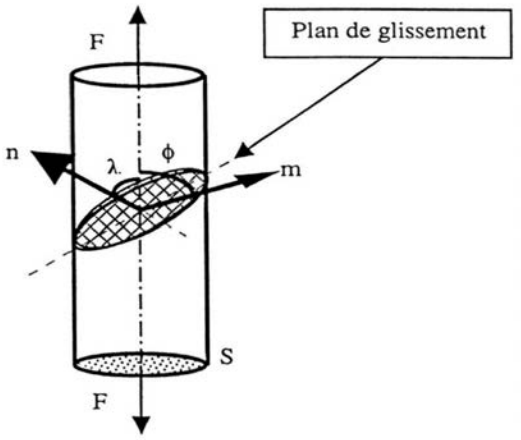


FIG. 4.2: Représentation d'un monocristal soumis à un essai de traction

Si λ correspond à l'angle entre la normale au plan de glissement et la direction de la contrainte appliquée et ϕ à l'angle entre la direction de glissement et celle de la contrainte appliquée, la cission réduite τ est donnée par

$$\tau = \frac{F}{S}\cos(\phi)\cos(\lambda) = \sigma\cos(\phi)\cos(\lambda) \tag{4.2}$$

où F est la norme de la force appliquée, S la section droite de l'éprouvette et σ la contrainte normale. La déformation plastique par glissement se produit lorsque $\sigma = \frac{\tau_c}{\cos(\phi)\cos(\lambda)}$. $\frac{1}{\cos(\phi)\cos(\lambda)}$ représente alors le facteur de Schmid.

Dans le cas d'une sollicitation quelconque, la contrainte de cisaillement est obtenue en faisant le produit doublement contracté du tenseur des contraintes de Cauchy et du tenseur résultant du produit tensoriel des vecteurs unitaires selon la direction de glissement m et la normale au plan de glissement n.

$$\tau = \underline{\underline{\sigma}} : (\underline{n} \otimes \underline{m}) = \underline{n}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{m} = \sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} n_i \sigma_{ij} m_j \tag{4.3}$$

Selon le matériau étudié, le plan de glissement principal peut varier ; ce peut être le plan de base comme pour le zinc, le magnésium ou encore le béryllium, ou le plan prismatique pour le titane notamment et le zirconium. L'étude de la facilité relative des différents modes de glissement est une activité primordiale en métallurgie physique. Si les directions de glissement sont correctement prédites par un critère énergétique, le problème du choix du plan de glissement est plus complexe. Le critère de Peierls-Nabarro [Peierls, 1940, Nabarro, 1947] relie cette facilité de glissement à la distance interréticulaire. Nous savons que la dislocation doit franchir des cols d'énergie lors de son mouvement. Pour fournir ce supplément d'énergie, il est nécessaire d'appliquer une certaine force sur la dislocation. Nabarro [Nabarro, 1947] montre qu'en considérant le cristal comme un milieu élastique continu, la contrainte σ nécessaire au mouvement d'une dislocation, qu'on appellera par la suite contrainte de Peierls, varie exponentiellement avec la distance interréticulaire d des plans de glissement tel que

$$\sigma = \frac{2\mu}{K}\exp(-\frac{2\pi d}{Kb}) \tag{4.4}$$

où K vaut 1 pour les dislocations vis et $(1-\nu)$ pour les dislocations coins. ν est le coefficient de Poisson, μ le module de cisaillement et b le vecteur de Bürgers de la dislocation. Selon cette théorie, le glissement facile se détermine dans le cas des métaux à structure hexagonale (c'est le cas notamment du titane pur) entre le plan basal et le plan prismatique ; les autres plans ayant des espacements plus petits et donc des contraintes de Peierls plus élevées.
Pour une valeur de $\frac{c}{a} > \sqrt{\frac{8}{3}}$, le plan basal est le plan de glissement principal. A l'inverse, pour des métaux ayant un $\frac{c}{a} < \sqrt{\frac{8}{3}}$, c'est le plan prismatique [Naka, 1983]. La figure 4.3 schématise cette relation entre le rapport $\frac{c}{a}$ et le plan de glissement principal.

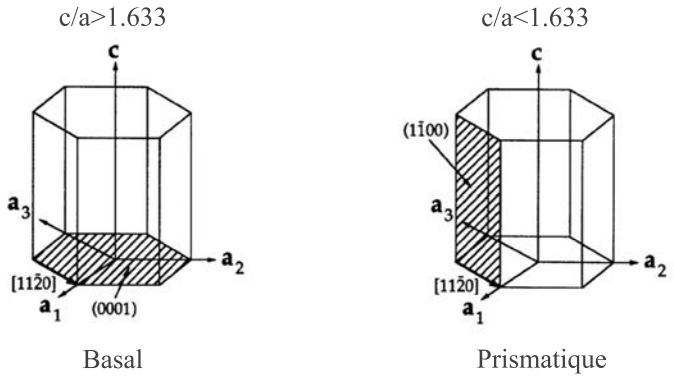


FIG. 4.3: Illustration de la relation entre le rapport $\frac{c}{a}$ et le plan de glissement principal

Ce critère simple offre des exceptions. C'est le cas notamment du béryllium où $\frac{c}{a} < \sqrt{\frac{8}{3}}$ mais le glissement facile est le plan basal. L'impossibilité de ce critère à prédire tous les cas des hexagonaux a donné lieu à d'autres approches qui s'appuient sur la possibilité de dissociation des dislocations

[Tyson, 1967] ou sur une structure de coeurs des dislocations[1].
Toutefois, ces différentes théories sont encore loin d'expliquer tous les phénomènes ayant trait aux facilités relatives des différents systèmes.

4.2.2 Mécanismes de déformation de la phase α

La plupart des études en plasticité de l'alliage de titane TA6V ne porte que sur la phase α de structure hexagonale compacte (HC). Les auteurs considèrent généralement que la déformation de l'alliage est contrôlée par la phase α en raison de son importante fraction volumique [Welsch, 1977]. Les parties suivantes présentent les différents modes de déformation de la phase α en s'appuyant sur ceux des HC, en passant par les systèmes de glissement aux valeurs des cissions critiques résolues des différents plans ainsi que les mécanismes thermiquement activés qui contrôlent le glissement en température.

4.2.2.1 Généralités sur les systèmes de glissement dans les métaux de structure hexagonale compacte

De nombreux auteurs comme Balasubramanian et Anand [Balasubramanian et Anand, 2002] ou encore Jones et Hutchinson [Jones et Hutchinson, 1981] se sont intéressés à la géométrie des systèmes de glissement dans les HC. Les études concernant ce sujet s'accordent à dire que le glissement est principalement activé suivant la direction dense $< a >$ ou $< 11\bar{2}0 >$ sur les trois types de plans de glissement suivants :

- le plan basal (0001) ;
- les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$;
- les plans pyramidaux $\{10\bar{1}1\}$.

On notera qu'il existe également deux autres plans de glissement : les plans pyramidaux de 1re espèce $\{10\bar{1}1\}$ et de 2e espèce $\{10\bar{2}2\}$. Pour ces plans, les directions de glissement sont identifiées comme étant celles de famille $< c + a >$ ou $< 11\bar{2}3 >$.
Ces différents systèmes de glissement sont représentés sur la figure 4.4 et répertoriés dans le tableau 4.1.

Nous remarquons l'absence de systèmes de glissement avec un vecteur de Bürgers $< c >$. Or, dans le cas de matériaux présentant une bonne ductilité tels que le titane, la déformation le long de l'axe $< c >$ est nécessaire. De plus, les deux systèmes de glissement les plus faciles ($P < a >$ et $B < a >$) n'offrent que quatre modes de cisaillement indépendants suivant l'axe $< a >$; le glissement pyramidal $\pi_1 < a >$ étant obtenu par glissement dévié entre $P < a >$ et $B < a >$.
Le critère de Von Misès imposant cinq systèmes de déformation indépendants ne peut être satisfait par le glissement de dislocations $< a >$ seul, [Yoo et Lee, 1991]. Le mode de déformation intervenant alors pour augmenter la ductilité et satisfaire le critère de Von Misès est le **maclage**. Le maclage consiste à diviser le matériau en deux ou plusieurs parties ayant des orientations spécifiques les unes par rapport aux autres. Il se trouve en concurrence avec le glissement $< c + a >$ pour permettre la déformation suivant l'axe $< c >$.

[1] Le lecteur intéressé pourra d'ailleurs obtenir un descriptif de ces théories dans [Lecomte, 2000].

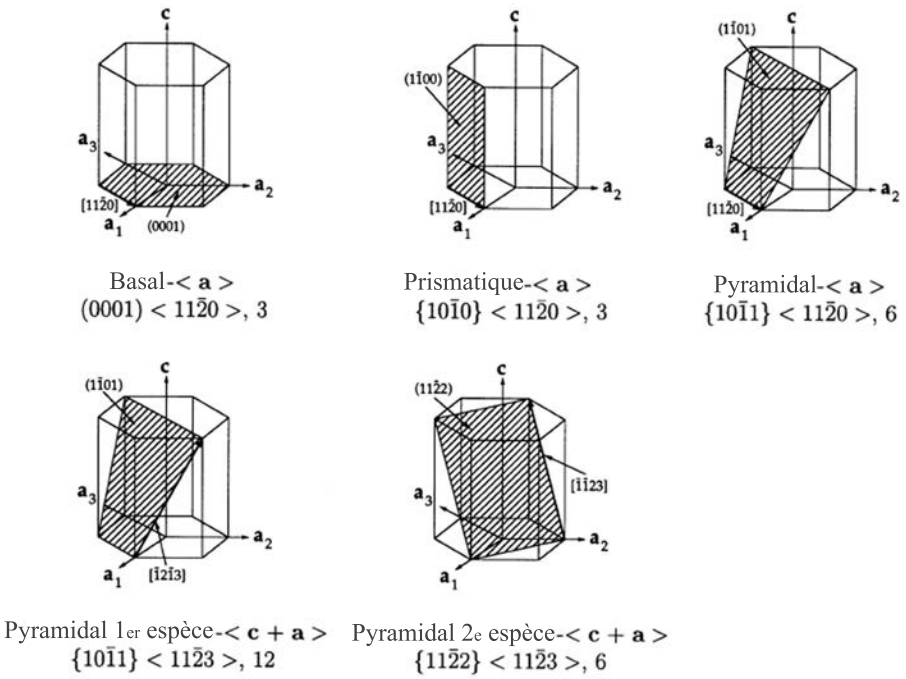


FIG. 4.4: Différents systèmes de glissement dans les HC : basal $B < a >$, prismatique $P < a >$, pyramidal $\pi_1 < a >$, pyramidal de 1re espèce $\pi_1 < c + a >$, pyramidal de 2e espèce $\pi_2 < c + a >$, [Balasubramanian et Anand, 2002]

TAB. 4.1: Systèmes de glissement dans les HC

Plan	Plan de gliss^t	Dir. de gliss^t	Nbre de plans non //	Dir. gliss^t par plan	Nbre syst. gliss^t	Notation
basal	{0001}	$< 11\bar{2}0 >$	1	3	1*3=3	$B < a >$
prismatique	$\{10\bar{1}0\}$	$< 11\bar{2}0 >$	3	1	3	$P < a >$
pyramidal	$\{10\bar{1}1\}$	$< 11\bar{2}0 >$	6	1	6	$\pi_1 < a >$
pyramidal 1re	$\{10\bar{1}1\}$	$< 11\bar{2}3 >$	6	2	12	$\pi_1 < c + a >$
pyramidal 2^e	$\{11\bar{2}2\}$	$< 11\bar{2}3 >$	3	2	6	$\pi_2 < c + a >$

4.2.2.2 Systèmes activés dans le TA6V

Jones et Hutchinson [Jones et Hutchinson, 1981] ont caractérisé les modes de déformation en traction et en compression d'un alliage de titane TA6V à température ambiante. Ces auteurs ont estimé les cissions critiques τ_c du glissement sur les plans de base, prismatiques et pyramidaux de la phase α du TA6V. Les valeurs obtenues sont listées dans le tableau 4.2. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Perilla et Sevillano [Perilla et Sevillano, 1995] pour le même matériau.
Le glissement le plus facile dans l'alliage de titane TA6V est le glissement prismatique. Le glissement dans le plan basal est le glissement le plus difficile pour les dislocations $< a >$. En comparaison avec le titane pur (100% α), Akhtar et Teghtsoonian [Akhtar et Teghtsoonian, 1975] obtiennent une valeur de cission critique sur le plan basal et prismatique de 370 et 140 MPa respectivement.

TAB. 4.2: Cissions critiques communément appelées Critical Resolved Shear Stress (CRSS) pour l'alliage de titane TA6V dans les différents plans de glissement, [Jones et Hutchinson, 1981]

Plan	τ_c [MPa]
$B < a >$	440
$P < a >$	380
$\pi_1 < a >$	400
$\pi_1 < c + a >$	630

La forte augmentation des cissions critiques par rapport au titane pur est en partie due au durcissement par solution solide de l'aluminium présent dans le TA6V.

4.2.2.3 Influence de la température et des éléments interstitiels

L'effet de la température sur la cission critique résolue τ_c est très important dans l'étude des modes de déformation. De nombreux auteurs se sont consacrés à ce sujet sur des monocristaux de titane α dans le plan principal de glissement à savoir le plan prismatique. Les résultats de ces auteurs synthétisés dans [Lecomte, 2000] sont répertoriés sur la figure 4.5.
Ces résultats expérimentaux mettent en évidence une forte augmentation de la cission critique τ_c du glissement prismatique à basse température. A partir d'une certaine température, notée T_c sur la figure 4.5, la cission critique a tendance à rester constante. Il est alors possible de définir une évolution de la contrainte résolue τ^s, d'un système de glissement s, nécessaire au mouvement de la dislocation en fonction de la température. La figure 4.6 illustre cette évolution de τ^s en fonction de la température.
La contrainte résolue τ^s se décompose en deux composantes distinctes :

- la contrainte interne τ^s_μ correspondant aux passages des obstacles à longue distance comme les empilements sur les joints de grains ou sur les précipités par exemple. Cette composante est athermique. A toute température il est nécessaire de l'appliquer pour permettre le mouvement des dislocations ;
- la contrainte effective τ^{*^s} correspondant aux passages des obstacles à courte distance comme les lignes de dislocations qui traversent les plans de glissement du système s, communément appelées "arbres de la forêt", ou encore les impuretés contenues dans le matériau. Cette composante est thermiquement activée. A basse température ($< T_c$) , il est nécessaire de l'appliquer pour permettre aux dislocations de franchir les obstacles. A haute température ($> T_c$), l'énergie thermique est suffisante pour permettre le passage de ces obstacles.

La cission résolue nécessaire au mouvement de la dislocation s'écrit donc

$$\tau^s = \tau^s_\mu + \tau^{*^s} \tag{4.5}$$

La figure 4.5 révèle également que la phase α présente une grande sensibilité à la présence d'interstitiels. A basse température, l'augmentation de la cission critique τ_c est d'autant plus importante que le matériau est chargé en impuretés interstitielles, en l'occurrence d'atomes d'oxygène pour la figure 4.5.

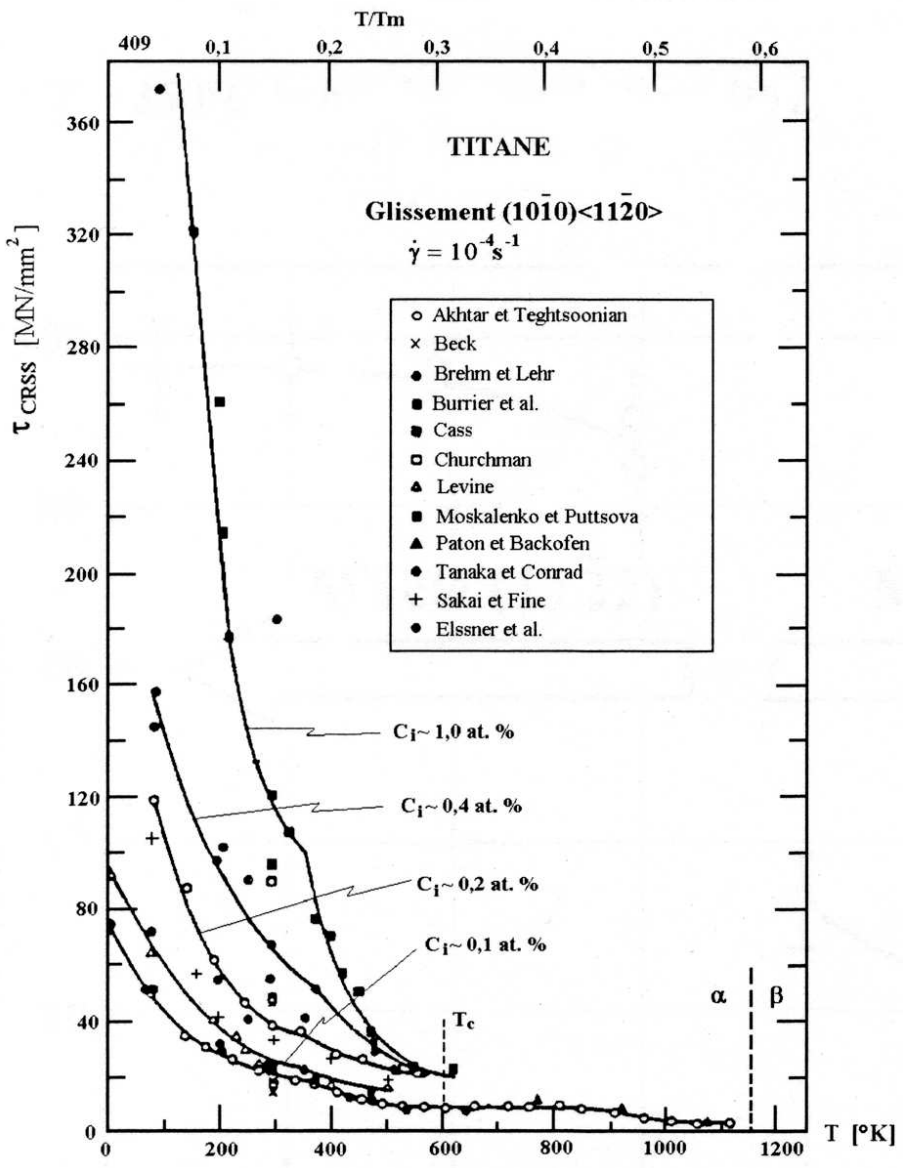


FIG. 4.5: Influence de la température et de la concentration en impuretés interstitielles C_i (oxygène) sur la cission critique τ_c, [Lecomte, 2000]

Kahveci et Welsch [Kahveci et Welsch, 1986] ont mis en évidence l'influence de la concentration en oxygène sur le mode de glissement principal. Pour de faibles concentrations ($<$ 2500 ppm), le glissement prismatique $P < a >$ reste le glissement principal. Pour des concentrations comprises entre entre 2500 ppm et $\sim$ 1.0 % at., le glissement pyramidal $\pi_1 < a >$ devient majoritaire. Pour de fortes concentrations, le glissement basal $B < a >$ est préférentiellement activé. Churchman [Churchman, 1954] explique ce changement de mode de glissement par la mise en ordre de l'oxygène suivant la direction $< 11\bar{2}3 >$ qui induit alors un durcissement des plans prismatiques puis pyramidaux. La teneur en éléments interstitiels influence donc fortement les modes de glissement de la phase α.

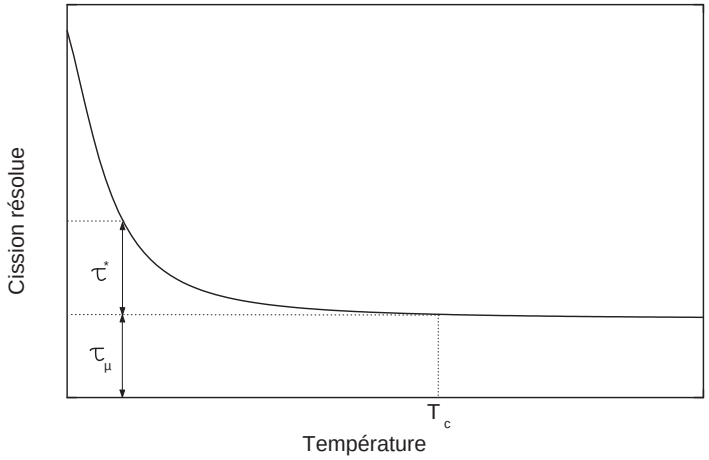


FIG. 4.6: Évolution de la contrainte résolue τ^s nécessaire du mouvement de la dislocation dans un système s en fonction de la température

4.2.3 Mécanismes de déformation de la phase β

La phase β de structure cubique centrée (CC) ne représente qu'une faible fraction volumique de l'alliage de titane TA6V (17% pour notre alliage, section 1.3.2.2 du chapitre 1). La connaissance de ses modes de déformation est cependant nécessaire pour analyser sa capacité à accommoder les déformations de la phase α majoritaire. Très peu d'auteurs comme Niimoni [Niimoni, 1990] ou Welsch [Welsch, 1977] ont essayé d'identifier les mécanismes de déformation de cette phase β. La plupart des auteurs s'accorde à décrire la déformation dans la phase β comme étant celle des CC. Les parties suivantes s'intéressent à leurs différents modes de déformation.

4.2.3.1 Géométrie du glissement dans les métaux de structure cubique centrée

La géométrie du glissement des CC est encore mal définie. Les études concernant ce sujet s'accordent à identifier les directions de glissement comme étant celles de famille $< 111 >$ de capacité atomique maximale. En revanche, la détermination des plans de glissement potentiellement actifs est encore discutée. Taylor et Elam [Taylor et Elam, 1926] ont été les premiers à mettre en évidence l'activation d'un glissement sur un plan non cristallographique mais sur le plan de cission maximale. Leur modélisation du glissement des CC est représentée comme celle d'un paquet de crayons hexagonaux glissant les uns par rapport aux autres parallèlement à leur axe (modèle souvent dénommé de *pencil glide*).

D'autres études, notamment celles de Barrett et al. [Barrett et al., 1937] ou Chin [Chin, 1972] ont établi que le glissement s'effectue sur les trois types de plans {110}, {112} et {123} pour des températures comprises entre -195 et 500°C. Le plan {110} est le plus fréquemment rencontré ; les autres pouvant être bloqués par la présence d'impuretés. Jaoul et Gonzalez [Jaoul et Gonzalez, 1960] ont observé que quelque soit le type de plan de glissement {110}, {112} ou {123}, celui-ci se trouvait être à 2° près celui de cission maximale.

Franciosi [Franciosi, 1984], quant à lui, a montré à partir de micrographies à fort grossissement que les lignes de glissement macroscopique sinueuses pouvaient s'interpréter comme étant une succession de microglissements sur des plans voisins {110} et {112} suivant la même direction. Par conséquent, le glissement sur des plans d'indices supérieurs ({123} par exemple) n'est qu'une combinaison de glissements sur les plans précédemment cités.
Les deux systèmes de glissement $\{110\} < 111 >$ et $\{112\} < 111 >$ sont représentés sur la figure 4.7 et répertoriés dans le tableau 4.3.

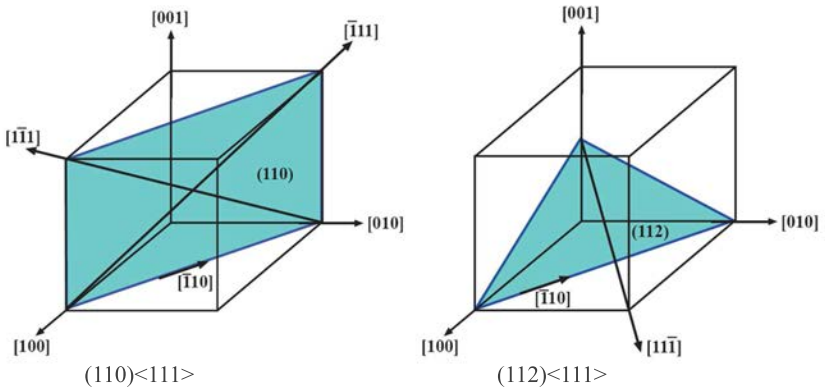


FIG. 4.7: Systèmes de glissement dans les CC : $\{110\} < 111 >$ et $\{112\} < 111 >$

TAB. 4.3: Plans et directions de glissement dans les CC

Plan de glissement	Direction de glissement	Nbre de plans non //	Directions de gliss^t par plan	Nbre de syst. de gliss^t
{110}	$< 111 >$	6	2	6*2=12
{112}	$< 111 >$	12	1	12

4.2.3.2 Influence de la température sur le comportement des CC

Le comportement mécanique des CC est fortement influencé par la température. Suivant la température à laquelle sont effectués les essais, le comportement des CC évolue. Il a ainsi pu être mis en évidence l'existence d'une température de transition T_c du comportement, de l'ordre de l'ambiante pour les aciers doux [Rauch, 1993]. La valeur de cette température est fortement influencée par la concentration et le type d'impuretés présentes dans le matériau. Cette dépendance du comportement en température est liée à la mobilité des dislocations vis dans les CC. Le glissement de la dislocation est gouverné par les obstacles. Ces derniers se classent en deux catégories distinctes :

- les obstacles engendrant des contraintes à courte distance τ^*. Cet apport d'énergie peut provenir de l'agitation thermique qui permet à la dislocation de franchir cet obstacle. τ^* est fortement dépendante de la température ;
- les obstacles à l'origine d'un champ de contrainte à longue distance τ_μ qui ne varie selon la température qu'au travers du module d'élasticité μ et de la densité de dislocation ρ.

A basse température ($< T_c$), les observations en microscopie électronique à transmission ont mis en évidence l'existence de dislocations essentiellement vis. Le franchissement des obstacles est initié par double décrochement d'une partie de la dislocation [Louchet et Kubin, 1979].
Au-delà de la température de transition, l'agitation thermique est devenue suffisante pour que les doubles décrochements deviennent plus faciles. Ainsi la mobilité des dislocations vis et coins devient équivalente.

L'influence de la vitesse de déformation a été mis en évidence par de nombreux auteurs en mesurant les incréments de contrainte causés par un changement rapide de la vitesse de déformation. L'effet d'une augmentation de la vitesse de déformation peut être comparée à une diminution de la température, c'est-à-dire une augmentation de la contrainte effective τ^* [Spitzig et Keh, 1970]. A faible température, l'influence de la vitesse de déformation varie suivant le plan de glissement actif. Cette dépendance est en l'occurrence plus importante sur le plan {112} que {110}. A température ambiante, Jaoul et Gonzalez [Jaoul et Gonzalez, 1960] montrent que la vitesse de déformation a un effet sur la limite d'élasticité du matériau, donc sur la contrainte effective.

4.2.3.3 Asymétrie du glissement et non respect de la loi de Schmid

Selon la loi de Schmid énoncée en section 4.2.1, l'activation d'un système de glissement s'opère lorsque la valeur absolue de la cission qui lui est appliquée atteint une valeur critique τ_c. Pour les CC, cette cission critique diffère d'un plan à l'autre dans le domaine des basses températures [Spitzig et Keh, 1970]. Franciosi [Franciosi, 1984] a mis en évidence une asymétrie de glissement sur les plans {112}. La cission critique τ_c dépendant du sens de glissement, il faut considérer un système dit facile d'un système dit difficile (figure 4.8). Cependant, cette asymétrie s'estompe voire disparaît à température ambiante (figure 4.9), [Keh et Nakada, 1968].

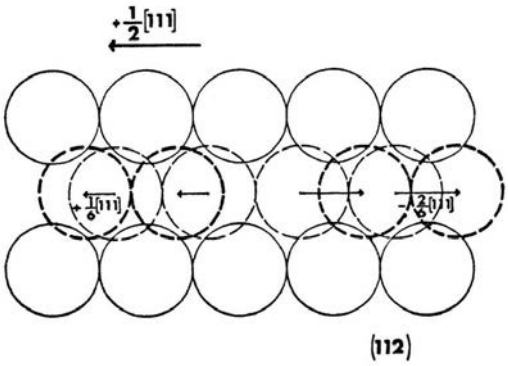


FIG. 4.8: Asymétrie de glissement sur les plans {112} dans les CC, [Franciosi, 1984]

4.2.3.4 Relation d'orientation entre les phases α et β

Le comportement individuel de chacune des deux phases α et β qui composent l'alliage de titane TA6V a été étudié dans les sections précédentes. Cette dernière partie s'intéresse au comportement global de l'alliage en s'attachant principalement au rôle des relations d'orientations particulières entre ces deux phases.

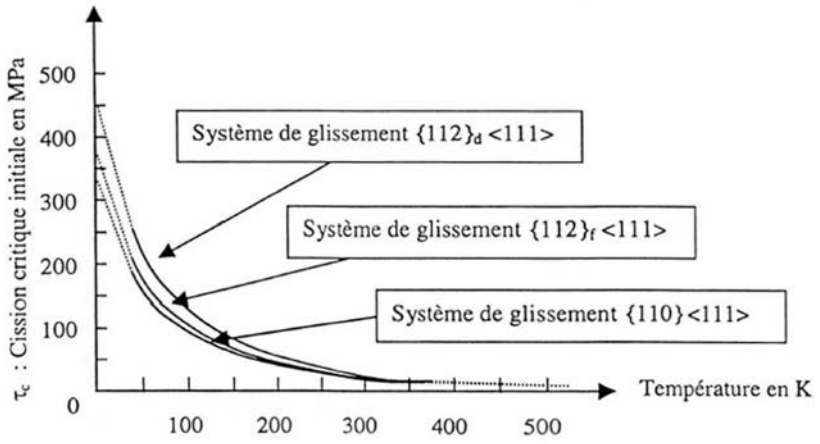


FIG. 4.9: Évolution des cissions critiques en fonction de la température sur les systèmes {110} et {112}, [Keh et Nakada, 1968]

La transformation allotropique $\beta \rightarrow \alpha$ introduite en section 1.2.2.1 du chapitre 1 est une transformation de type martensitique. Du point de vue cristallographique, il a été mis en évidence par Bürgers [Bürgers, 1934] l'existence de relations d'orientations particulières entre les deux phases α et β. Celles-ci sont caractérisées par :

$$\text{Plan : } \{110\}_\beta // \{0001\}_\alpha \tag{4.6}$$

$$\text{Direction : } < 111 >_\beta // < 11\bar{2}0 >_\alpha \tag{4.7}$$

Pour la structure lamellaire de type Widmanstätten de notre alliage, la germination des lamelles α suit ces relations d'orientations dites de Bürgers qui induisent des coïncidences entre les plans et les directions de glissement des deux phases. Les colonies de lamelles ainsi formées peuvent alors se déformer comme un seul grain où le glissement est initié dans la phase α et cisaille la phase β [Banerjee et al., 1993].

D'autre part, les interactions élastiques entre les phases α et β dues à ces relations d'orientations produisent des concentrations qui peuvent induire, dans l'une ou l'autre phase, des systèmes de glissement secondaires inattendus. Ankem et Margolin [Ankem et Margolin, 1986] ont calculé les déformations élastiques au niveau de l'interface α/β dans une structure Widmanstätten suivant les relations de Bürgers. Les contraintes dues à l'interaction élastique peuvent atteindre 30 à 50% de la cission critique des plans suivant la direction de l'axe de traction. Ces auteurs ont également observé que ces contraintes dans la phase β peuvent favoriser le glissement basal $\{0001\} < 11\bar{2}0 >$ dans la phase α.

4.2.4 Bilan

L'étude des mécanismes de déformation de l'alliage de titane TA6V ne considère généralement que ceux de la phase α majoritaire, la phase β ne joue qu'un rôle d'accommodation de la défor-

mation. Ces mécanismes de déformation dans les phases α et β sont étudiés respectivement par analogie à ceux des HC et CC.

En ce qui concerne tout d'abord la phase α hexagonale, son système principal de glissement est le glissement de dislocations $< a >$ le long des plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$. Ce mode de déformation est très fortement influencé par la température avec une nette augmentation du seuil critique τ_c à basse température. Cette phase α présente également une grande sensibilité à la présence d'interstitiels. A basse température, l'augmentation du seuil critique de glissement est d'autant plus important que le matériau est chargé en impuretés interstitielles comme l'oxygène. La concentration en oxygène influence le mode de glissement principal. Pour des concentrations importantes, le glissement activé est de préférence basal. Ce changement de mode s'explique par la mise en ordre de l'oxygène suivant une direction particulière $< 11\bar{2}3 >$ qui induit un durcissement des plans prismatiques et pyramidaux. La présence d'éléments d'alliage tels que l'aluminium induit également un durcissement par solution solide provoquant ainsi une forte augmentation du seuil critique.

La phase β cubique centrée, quant à elle, se déforme suivant la direction $< 111 >$ dans les plans $\{110\}$ et $\{112\}$. Les lignes de glissement généralement très sinueuses indiquent que le glissement dévié peut se produire facilement. De la même manière que dans la phase α, la déformation de la phase β présente des anomalies à basse température, notamment une asymétrie de glissement dans les plans $\{112\}$.

Concernant finalement le comportement global de l'alliage de titane TA6V, les relations d'orientations particulières entre les phases favorisent la concentration de contrainte à l'interface α/β. Le glissement basal $\{0001\} < 11\bar{2}0 >$ peut alors être privilégié dans la phase α. La présence d'éléments d'alliage et d'impuretés peut également contribuer au changement de mode principal.

4.3 Modélisation du comportement plastique des monocristaux et polycristaux

Les sections suivantes sont consacrées à la description et à la modélisation du comportement plastique des matériaux polycristallins. Un bref rappel présente tout d'abord les conditions de l'écoulement plastique. Puis, les deux voies principales, l'une de type élastoplastique et l'autre de type élastoviscoplastique, qui permettent d'aborder l'écoulement sont décrites. Une loi d'évolution du seuil critique, nécessaire pour activer le glissement plastique, au cours de la déformation est ensuite introduite. Cette loi dite d'écrouissage est l'une des préoccupations essentielles dans la recherche d'une modélisation. Nous nous attacherons enfin à présenter différentes classes de modèles d'écrouissage utilisés pour simuler les fortes déformations des polycristaux.

4.3.1 Lois d'écoulement

4.3.1.1 Écoulement plastique

Le glissement plastique des plans cristallographiques est la conséquence du mouvement des dislocations. Ce mécanisme apparaît à partir du moment où la cission τ appliquée sur le plan atteint un seuil critique. Un système s particulier s'active, c'est-à-dire qu'il y a déclenchement de la plasticité dès que le critère de Schmid est vérifié.

$$|\tau^s| = \tau_c^s \text{ et } \dot{\tau^s} = \dot{\tau_c^s} \tag{4.8}$$

Chaque égalité de l'équation 4.8 définit un plan dans l'espace des contraintes pour chaque système de glissement. Pour l'ensemble des systèmes, ce critère définit une surface de charge qui contient tous les états de contraintes admissibles. L'écoulement est alors déduit suivant une loi de normalité par rapport à cette surface de charge. On notera que pour ce type d'approche, la sensibilité du matériau aux changements de vitesse n'est pas considérée.

4.3.1.2 Écoulement viscoplastique

Dans ce type d'approche, les vitesses de glissement s'expriment à partir de la densité de dislocations. Le passage du comportement d'une dislocation à celui de la densité de dislocations sur le système s se fait en utilisant la relation d'Orowan

$$\dot{\gamma^s} = \rho_m^s b \bar{v} \tag{4.9}$$

en supposant que la vitesse moyenne $\bar{v}$ de toutes les dislocations mobiles du système suit une loi du même type. ρ_m est la densité de dislocations mobiles et b le vecteur de Bürgers.

Teodosiu et Sidoroff [Teodosiu et Sidoroff, 1976] donnent l'expression de la vitesse en négligeant le temps de "vol" de la dislocation devant son temps d'attente sur les obstacles.

$$v = \frac{b\nu_D}{\exp\left(\frac{\Delta G_0}{kT}\right)\left[2\sinh\left(\frac{\tau^{*s}\Delta V^*}{kT}\right)\right]^{-1}} \tag{4.10}$$

où ν_D est la fréquence de Debye, k la constante de Boltzman, T la température, τ^* la contrainte effective vérifiant l'équation 4.5. ΔV^* et ΔG_0 représentent respectivement les volumes d'activation et gain d'énergie liés au franchissement de l'obstacle.

Lorsque la contrainte effective τ^* est modérée (moins de 70% de la valeur à 0 K), on considère que la probabilité de sauts d'obstacles inverses est négligeable et le sinus hyperbolique de l'équation 4.10 se restreint à sa composante exponentielle négative. En remplaçant τ^{*^s} par $\tau^s_\mu - \tau^s$, le développement limité au premier ordre en $\frac{\tau^{*^s}}{\tau^s_\mu}$ donne finalement l'évolution de la vitesse de glissement suivante, [Rauch, 1993]

$$\dot{\gamma^s} = \rho^s_m b^2 \nu_D \exp\left(-\frac{\Delta G_0}{kT}\right)\left(\frac{\tau^{*^s}}{\tau^s_\mu}\right)^{\frac{\tau^s_\mu \Delta V^*}{kT}} \tag{4.11}$$

En posant $m = \frac{\tau^s_\mu \Delta V^*}{kT}$ et $\dot{\gamma^s_0} = \rho^s_m b^2 \nu_D \exp\left(-\frac{\Delta G_0}{kT}\right)$, on retrouve l'expression de la loi d'écoulement sous la forme classique d'une loi puissance entre vitesse de déformation et contrainte normalisée.

$$\dot{\gamma^s} = \dot{\gamma^s_0}\left(\frac{\tau^{*^s}}{\tau^s_\mu}\right)^m \tag{4.12}$$

Insistons sur les hypothèses d'une telle formulation. L'équation 4.12 est valable pour des valeurs modérées de τ^{*^s} ou dès lors que le matériau est déformé au-delà de la température de transition. En dessous de cette température, il ne semble pas exister de modélisation pertinente du phénomène. De plus, le développement limité n'est valable que si $\tau^{*^s} \ll \tau^s_\mu$.

La modélisation viscoplastique du comportement a également été établie par Cailletaud [Cailletaud, 1987] de manière phénoménologique en considérant la partition suivante :

$$|\tau^s - x^s| = r^s + k^s + K\dot{\gamma^s}^{\frac{1}{n}} \tag{4.13}$$

où x^s est une composante cinématique associée à la présence de structures hétérogènes de dislocations, r^s décrit l'écrouissage isotrope lié aux interactions de type forêt, k^s la contrainte à partir de laquelle le glissement s'opère sur le système s, K et n des paramètres du matériau. La vitesse de glissement s'exprime alors sous la forme

$$\dot{\gamma^s} = < \frac{|\tau^s - x^s| - r^s - k^s}{K} >^n sgn(\tau^s - x^s) \quad \text{avec} \quad < \bullet > = \begin{cases} \bullet \text{ si } \bullet > 0 \\ 0 \text{ si } \bullet \leq 0 \end{cases} \tag{4.14}$$

4.3.2 Lois d'écrouissage

4.3.2.1 Origine de l'écrouissage

La compréhension des phénomènes physiques responsables de l'écrouissage est très importante pour la détermination de lois capables de rendre compte de l'effet de durcissement en déformation plastique. Un grand nombre d'études expérimentales s'appuie sur l'analyse de la courbe $\tau - \gamma$ d'un monocristal en glissement simple (courbe qui relie la cission réduite τ sur le premier système activé au glissement γ sur ce système calculé en le supposant seul actif) afin de proposer des interprétations des différents mécanismes d'écrouissage. On peut distinguer d'une manière générale quatre stades de la déformation. Ces différents stades sont répertoriés sur la figure 4.10 illustrant l'évolution complète idéalisée du taux de déformation.

- **stade I** : domaine initial où les dislocations mobiles se propagent dans leur plan de glissement en ne rencontrant que peu d'obstacles. Le glissement est dit facile où un unique système (le plus fortement sollicité) est actif. Il est caractérisé par un faible taux d'écrouissage $\frac{\partial \tau}{\partial \gamma}$. Cependant,

un réseau de dislocations secondaires se met déjà en place. Le taux d'écrouissage est alors relié au rapport de densités entre les systèmes primaire et secondaire, [Keh et Nakada, 1967].

- **stade II** : augmentation du taux d'écrouissage due aux fortes interactions entre systèmes primaire et secondaire. On observe également une forte multiplication de la densité des dislocations obstacles dont l'enchevêtrement se resserre fortement rendant plus difficile le mouvement des dislocations.
- **stade III** : étape de glissement caractérisée par une forte diminution du taux d'écrouissage. Cette décroissance est supposée être liée à l'apparition du mécanisme de glissement dévié et de l'annihilation de dislocations de polarité opposée. Le glissement primaire dévie de son plan sur celui d'un système colinéaire (même direction de glissement) induisant une double possibilité d'évitement des obstacles par les dislocations mobiles.
- **stade IV** : légère diminution du taux d'écrouissage. Tout comme le stade précédent, il dépend de la température. A l'heure actuelle, il n'existe pas de théorie unifiée expliquant l'apparition et la persistance de ce stade aux basses et moyennes températures. Rollett [Rollett, 1988], par exemple, attribue l'écrouissage en stade IV à la présence de débris accumulés lors d'événements de restauration dynamique au cours du stade III qui seraient difficiles à annihiler.

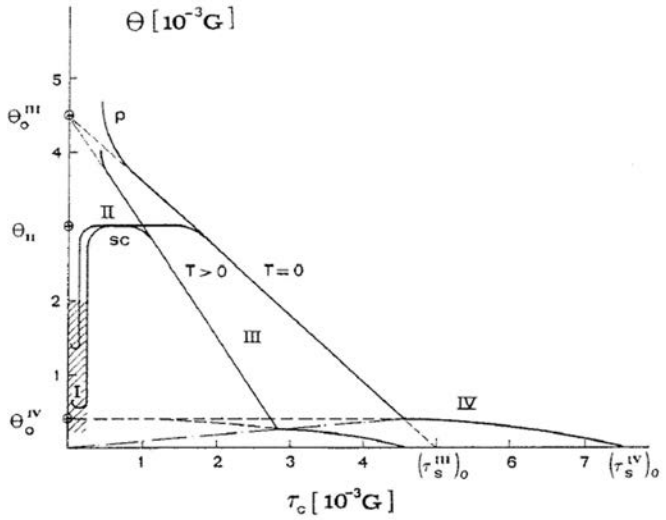


FIG. 4.10: Évolution complète idéalisée du taux d'écrouissage $\theta = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}$ pour les mono (sc) et les polycristaux (p) CFC (cubique à face centrée) et CC au-delà de la température de transition, [Sevillano, 1993]

On notera sur la figure 4.10 la quasi-absence du stade I dans la déformation des polycristaux. En sollicitation uniaxiale, selon l'axe considéré, il est possible d'observer un comportement en glissement multiple simultané dès le début de la déformation. Lorsque le glissement est ainsi simultané sur plusieurs systèmes, il est délicat de déterminer avec précision quels sont les systèmes simultanément actifs pour une orientation donnée. Ces situations de glissement multiple se caractérisent alors par une absence du stade I.

La manière la plus simple de modéliser l'écrouissage a été proposée dès l'apparition de la théorie de la microplasticité par Taylor. Elle relie un incrément de cission critique nécessaire pour activer

le glissement plastique à un incrément de glissement par la relation

$$\dot{\tau_c^s} = \sum_u h^{su} \left|\dot{\gamma^u}\right| \tag{4.15}$$

La matrice h^{su} est appelée matrice des modules d'écrouissage et est dans l'hypothèse de Taylor constante tout au long de la déformation. Seules les influences d'autoécrouissage et d'écrouissage latent sont distinguées grâce aux termes respectifs h^{ss} et h^{uu}, $u \neq s$. Il semble néanmoins peu évident que cette matrice reste constante au cours de la déformation sous l'accumulation de défauts cristallins et de leur arrangement. De nombreuses formulations de cette matrice ont vu le jour pour améliorer la description de l'écrouissage. Différents modèles d'écrouissage phénoménologiques [Kocks, 1976, Peirce et al., 1983, Cailletaud, 1987, Bhattacharyya et al., 2001] ont été développés dans le but de simuler certaines étapes particulières du comportement des mono et polycristaux. Même si ces modèles s'attachent à ce que le taux d'écrouissage décroisse avec l'augmentation de la déformation (stades II et III), ils ne considèrent pas l'évolution des microstructures de déformation. Dans tous ces modèles, l'aspect physique de la plasticité n'est pas pris en compte pour décrire le comportement du cristal. Pour cela, d'autres modèles, décrits dans la section suivante, ont été développés en intégrant des variables internes qui découlent de considérations physiques telles que la densité de dislocations.

4.3.2.2 Modèles d'écrouissage en plasticité cristalline intégrant la densité de dislocations comme variable interne

Modèle de Kocks, Mecking et Estrin [Kocks, 1976, Mecking et Kocks, 1981, Estrin et Mecking, 1984]
Ce fut l'un des premiers modèles à prendre en compte la notion de densité de dislocations ρ comme variable d'écrouissage. Les auteurs assimilent la densité des dislocations à un paramètre structural unique capable de déterminer l'état mécanique du matériau, et la relient à la contrainte d'écoulement macroscopique par

$$\sigma = \sigma_0 + M\alpha\mu b\sqrt{\rho} \tag{4.16}$$

où σ_0 provient de la friction de réseau et de la contribution moyenne des impuretés, M est le facteur de Taylor moyen, α une constante de l'ordre de 0.3, μ le module de cisaillement et b la norme du vecteur de Bürgers. De plus, les auteurs donnent une équation d'évolution de la densité de dislocations intégrant l'effet de durcissement dû aux interactions entre dislocations mobiles et immobiles ainsi que la diminution progressive du taux d'écrouissage avec la déformation par développement progressif du glissement dévié.

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon^p} = M(k_1\sqrt{\rho} - k_2\rho) \tag{4.17}$$

$k_1\sqrt{\rho}$ est associé à l'accumulation et la création de dislocations et $k_2\rho$ traduit leur annihilation. Ce modèle a donné lieu à de nombreuses variantes afin de tenir compte des effets de vitesse et de température sur le comportement.

Modèle de Franciosi [Franciosi, 1984]
Cette approche est fondée sur l'analyse microstructurale des densités de dislocations. L'auteur exprime la cission critique par

$$\tau_c^s = \mu b \sqrt{\sum_{u=1}^{N} a^{su}(\rho_0^s + \rho_m^s + \rho_j^s)} \tag{4.18}$$

où a^{su} est la matrice d'interaction déterminée à partir d'essais d'écrouissage latent, ρ_0 la densité de dislocations initiale, ρ_m la densité de dislocations mobiles sous contrainte et ρ_j la densité de jonctions. L'évolution de la cission critique est alors uniquement liée à la variation de densité de dislocations mobiles et à la variation de densité de jonctions.
La matrice a^{su} caractérise les interactions entre les familles de systèmes de dislocations. Dans le cas des monocristaux CC où l'on distingue deux familles de systèmes ($\{110\} < 111 >$ notée A, $\{112\} < 111 >$ notée B), la matrice a^{su} comporte huit coefficients :

- a(1) et a(2) correspondent respectivement à l'interaction entre deux systèmes identiques de A et de B ;
- a(3), a(4) à l'interaction entre deux systèmes colinéaires de A et de B ;
- a(5), a(6) à l'interaction entre deux systèmes non colinéaires de A et de B ;
- a(7), a(8) à l'interaction A-B entre deux systèmes colinéaires et non colinéraires.

Modèle de Tabourot et al. [Tabourot, 1992, Teodosiu et al., 1993]
Cette approche s'appuie sur les concepts fondamentaux décrits par Kocks et al., en introduisant les densités de dislocations sur chaque système de glissement comme variables internes, et sur l'étude de Franciosi décrite dans le paragraphe précédent. Les auteurs réécrivent la cission critique comme

$$\tau_c^s = \mu b \sqrt{\sum_{u} a^{su}(\rho^u)} \tag{4.19}$$

La densité de dislocations totale d'un système de glissement s se partitionne en densité de dislocations mobiles ρ_m^s et en densité de dislocations immobiles ρ_i^s.

$$\rho^s = \rho_m^s + \rho_i^s \text{ avec } \rho_m^s \ll \rho_i^s \tag{4.20}$$

Les auteurs décomposent l'évolution de la densité mobile $\dot{\rho_m^s}$ au cours de la déformation en un terme de production r_p^s, un terme d'annihilation r_{ma}^s et un terme d'immobilisation r_i^s. Nous obtenons alors

$$\dot{\rho_m^s} = r_p^s - r_{ma}^s - r_i^s \tag{4.21}$$

L'évolution de la densité immobile $\dot{\rho_i^s}$ quant à elle est due à un accroissement provenant de l'immobilisation des dislocations mobiles r_i^s et à une diminution due à l'annihilation des dislocations immobiles r_{ia}^s.

$$\dot{\rho_i^s} = r_i^s - r_{ia}^s \tag{4.22}$$

La production de dislocations immobiles r_i^s correspond à la quantité de dislocations immobilisées en un temps donné. Elle est définie par

$$r_i^s = \frac{\rho_m^s \left|\bar{v}^s\right|}{\Lambda^s} \tag{4.23}$$

où $\bar{v}^s$ est la vitesse moyenne des dislocations mobiles sur le système s et Λ^s le libre parcours moyen tel que

$$\Lambda^s = \frac{K}{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}} \tag{4.24}$$

Λ^s est proportionnel à la distance moyenne entre les dislocations perçant ce même plan de glissement. Avec la relation d'Orowan $\left|\dot{\gamma^s}\right| = \rho_m^s b \left|\bar{v}\right|$, l'équation 4.23 devient alors

$$r_i^s = \frac{\left|\dot{\gamma^s}\right|}{b} \frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} \tag{4.25}$$

Le taux d'annihilation r_{ia}^s de dislocations immobiles séparées par une distance inférieure à la distance critique y_c est donné par l'expression proposée par Essman et Mughrabi [Essman et Mughrabi, 1979].

$$r_{ia}^s = 2\frac{y_c}{b}\rho_i^s \left|\dot{\gamma^s}\right| \tag{4.26}$$

En incorporant les équations 4.25 et 4.26 dans l'équation 4.22, l'évolution de la densité de dislocations immobiles sur le système s s'écrit

$$\dot{\rho_i^s} = \frac{\left|\dot{\gamma^s}\right|}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} - 2y_c\rho_i^s \right) \tag{4.27}$$

En différenciant l'équation 4.20 par rapport au temps, nous aboutissons alors à l'écriture de l'évolution des densités de dislocations sur un système s suivante

$$\dot{\rho^s} = \frac{\left|\dot{\gamma^s}\right|}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} - 2y_c\rho^s \right) \tag{4.28}$$

En dérivant l'équation 4.19 par rapport au temps et en introduisant l'équation précédente 4.28, l'expression de la matrice h^{su} peut être obtenue.

$$h^{su} = \frac{\mu}{2} a^{su} \frac{1}{\sqrt{\sum_t a^{st}\rho^t}} \left(\frac{\sqrt{\sum_{t \neq u} \rho^t}}{K} - 2y_c\rho^u \right) \tag{4.29}$$

La loi de comportement utilisée pour les prochaines simulations s'inscrit dans le cadre de cette étude développée par Tabourot et al. et reprise par Hoc [Hoc, 1999].

4.4 Identification d'une loi de comportement : implantation numérique

4.4.1 Objectifs

Les sections suivantes présentent la loi de comportement micromécanique introduite dans le code éléments finis Abaqus [Abaqus, 2002] et utilisée pour nos simulations. Ces dernières reposent sur le modèle cristallin développé au sein du LPMM par Bonnet et Lipinski [Bonnet et al., 2005, Bonnet, en cours]. Ce modèle prend en compte les mécanismes de la plasticité cristalline tels que la déformation sous forme de glissement plastique et la rotation du réseau cristallin. Les outils développés par Bonnet et al. sur les CC sont modifiés pour la phase α de structure hexagonale compact et appliqués pour nos simulations sur l'alliage de titane TA6V. L'objectif de cette partie est de trouver un ensemble de coefficients, pour les phases α et β, régissant cette loi micromécanique et minimisant l'écart modèle - expérience.

4.4.2 Description de la loi de comportement

4.4.2.1 Modèle cristallin

La cinétique est celle des grandes déformations basée sur une décomposition multiplicatrice du gradient de la transformation en une partie élastique et une partie plastique comme décrit par Lipinski et Berveiller [Lipinski et Berveiller, 1989]. Le tenseur vitesse de la transformation $\overline{\overline{L}}$ est alors décomposé en contributions élastique $\overline{\overline{L^e}}$ et plastique $\overline{\overline{L^p}}$ dues au glissement plastique. Si $\overrightarrow{m}^g$ et $\overrightarrow{n}^g$ sont respectivement la direction de glissement et la normale au plan de glissement d'un système g, nous obtenons

$$\overline{\overline{L}} = \overline{\overline{D}} + \overline{\overline{W}} = \overline{\overline{L^e}} + \sum_g \dot{\gamma}^g \overrightarrow{m}^g \otimes \overrightarrow{n}^g \tag{4.30}$$

où $\dot{\gamma}^g$ est la vitesse de glissement sur le système g. $\overline{\overline{D}}$ et $\overline{\overline{W}}$ sont respectivement les tenseurs taux de déformation et taux de rotation définis comme les parties symétriques et antisymétriques du tenseur $\overline{\overline{L}}$.

$$\begin{cases} \overline{\overline{D}} = \frac{1}{2}\left(\overline{\overline{L}} + \overline{\overline{L}}^T\right) \\ \overline{\overline{W}} = \frac{1}{2}\left(\overline{\overline{L}} - \overline{\overline{L}}^T\right) \end{cases} \tag{4.31}$$

Les lois de comportement relient les comportements élastiques et plastiques par la relation suivante :

$$\overset{\check{}}{\overline{\overline{\tau}}} = \tilde{C} : \left(\overline{\overline{D}} - \sum_g \dot{\gamma}^g \overline{\overline{S}}^g\right) \tag{4.32}$$

où $\overset{\check{}}{\overline{\overline{\tau}}}$ est la dérivée de Jaumann du tenseur de Kirchoff $\overline{\overline{\tau}}$ reliée à la rotation d'un référentiel orthonormé tournant par rapport au référentiel d'observation d'une vitesse $\overline{\overline{\Omega}} = \overline{\overline{W}}$. Elle s'écrit

$$\overset{\check{}}{\overline{\overline{\tau}}} = \dot{\overline{\overline{\tau}}} - \overline{\overline{W}}.\overline{\overline{\tau}} + \overline{\overline{\tau}}.\overline{\overline{W}} \tag{4.33}$$

$\overline{\overline{S}}^g$ est la partie symétrique du tenseur de Schmid $\overrightarrow{m}^g \otimes \overrightarrow{n}^g$ et $\tilde{C}$ le tenseur des modules élastiques.

L'anisotropie plastique est décrite en termes de densité de dislocations sur chaque système de glissement plutôt qu'en déformation cumulée. Dans ce cas, la loi d'écoulement considérée est une loi puissance de type viscoplastique, basée sur le mouvement thermiquement activé des dislocations. Soit τ^g et τ_c^g les cissions résolue et critique sur un système g, la vitesse de glissement est alors déterminée par la relation

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^g = \dot{\gamma}^0 \left(\frac{\tau^g}{\tau_c^g}\right)^n \text{ si } \tau^g \geq \tau_c^g \\ \dot{\gamma}^g = 0 \text{ dans le cas contraire} \end{cases} \tag{4.34}$$

$\dot{\gamma}^0$ est une vitesse de référence et $n = \frac{1}{m}$ le coefficient de sensibilité à la vitesse où

$$m = \left(\frac{\partial ln\tau}{\partial ln\dot{\gamma}}\right)_{\tau_c(\gamma)} \text{ avec } 0 \leq m \leq 1 \tag{4.35}$$

La condition d'activation d'un système de glissement g est donnée par la loi de Schmid.

$$\tau^g \geq \tau_c^g \text{ avec } \tau^g = \overline{\overline{S}}^g : \overline{\overline{\sigma}} \tag{4.36}$$

La cission critique réduite τ_c^g peut être exprimée en fonction de la densité de dislocation.

$$\tau_c^g = \alpha\mu b\sqrt{\sum_h a^{gh}\rho^h} \tag{4.37}$$

μ est le module de cisaillement, b la norme du vecteur de Bürgers de la dislocation, α une constante proche de $\frac{1}{2}$, ρ^h la densité de dislocations du système h et a^{gh} une matrice qui caractérise les interactions entre deux familles de dislocations g et h. Cette matrice sera décrite dans la section 4.4.2.2.

L'évolution de la densité de dislocations ρ^h suit la relation d'Orowan et celle du processus d'annihilation des dipôles de dislocations tel que

$$\dot{\rho}^g = \frac{1}{b}\left(\frac{\sqrt{\sum_h \rho^h}}{K} - 2Y_c\rho^g\right)|\dot{\gamma}^g| \tag{4.38}$$

où K est un paramètre matériau et Y_c le paramètre lié au processus d'annihilation entre dipôles de dislocations.

L'évolution de la cission critique τ_c peut également s'écrire sous une forme différente. Cette seconde formulation relie un incrément de cission critique nécessaire pour activer le glissement plastique à un incrément de glissement tel que

$$\dot{\tau}_c^g = \sum_h h^{gh}\dot{\gamma}^h \tag{4.39}$$

La matrice h^{gh} est appelée matrice d'écrouissage. Ses composantes correspondent aux interactions entre les densités de dislocations du système g et celles du système h qui ont produit un glissement cristallographique de vitesse de déformation $\dot{\gamma}^h$. En différenciant l'équation 4.37 par rapport au

temps, et en prenant en compte la loi d'évolution 4.38, l'expression de cette matrice d'écrouissage h^{gh} peut être obtenue.

$$h^{gh} = \frac{\alpha\mu}{2} a^{gh} \sqrt{\sum_k a^{gk}\rho^k} \left\{ \frac{1}{K} \left(\sum_{l \neq u} \rho^l \right)^{\frac{1}{2}} - 2Y_c\rho^h \right\} \tag{4.40}$$

Cette matrice h^{gh} décrit l'évolution de l'anisotropie liée à l'activation des systèmes de glissement pendant un trajet de déformation donné. Elle dépend explicitement des valeurs courantes des densités de dislocations sur les différents systèmes. Les termes de cette matrice évoluent différemment avec la déformation. Sa forme est similaire à celle employée par Franciosi [Franciosi, 1984].

4.4.2.2 Matrice d'interaction

La section suivante décrit la matrice d'interaction a^{gh}, caractérisant les interactions entre les familles de dislocations, pour les deux phases α et β présentes dans l'alliage de titane TA6V.

Concernant tout d'abord la phase β cubique centrée, les études de la géométrie du glissement des CC ont permis de distinguer deux familles de systèmes : une famille g regroupant les systèmes $\{110\} < 111 >$ et une famille h composée des systèmes $\{112\} < 111 >$. La matrice d'interaction utilisée pour les différentes simulations est celle développée par Franciosi [Franciosi, 1984] pour le CFC et qui a été ensuite adaptée aux matériaux CC par Hoc [Hoc, 1999]. Hoc trouve ainsi une matrice d'interaction a^{gh} 24*24 (car 24 systèmes de glissement sont considérés au total) comportant huit coefficients.

- a_0 correspond à l'interaction entre deux systèmes identiques d'une famille g ;
- $K^{'}a_0$ = interaction entre deux systèmes identiques de h ;
- K_1a_0 = interaction entre deux systèmes colinéaires de g ;
- $K^{'}K_1a_0$ = interaction entre deux systèmes colinéaires de h ;
- $K_1K_2a_0$ = interaction entre deux systèmes non colinéaires de g ;
- $K^{'}K_1K_2a_0$ = interaction entre deux systèmes non colinéaires de h ;
- $K_1^{"}a_0$ = interaction g - h entre deux systèmes colinéaires ;
- $K_1^{"}K_2^{"}a_0$ = interaction g - h entre deux systèmes non colinéaires.

Ces coefficients sont listés dans le tableau 4.4.

TAB. 4.4: Coefficients de la matrice d'interaction pour la phase β

	famille g	$g-h$	famille h
identique	a_0		$K^{'}a_0$
colinéaire	K_1a_0	$K_1^{"}a_0$	$K^{'}K_1a_0$
non colinéaire	$K_1K_2a_0$	$K_1^{"}K_2^{"}a_0$	$K^{'}K_1K_2a_0$

En ce qui concerne maintenant la phase α hexagonale, le glissement par analogie à celui des HC est principalement activé suivant la direction $< 11\bar{2}0 >$ sur les trois types de plans suivants : le plan basal (0001), les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$ et les plans pyramidaux $\{10\bar{1}1\}$. Les principaux plans et directions de ces trois familles de glissement sont répertoriés dans le tableau 4.5. La conversion d'un système hexagonal (4 indices) à un système orthohexagonal (3 indices) a été effectuée.

TAB. 4.5: Plans et directions de glissement dans la phase α

Système de glissement	Plan de glissement	Direction de glissement	Plan de glissement	Direction de glissement
	4 indices		3 indices	
basal	(0001)	$< 1\bar{2}10 >$	(001)	$< \bar{1}10 >$
(famille g)	(0001)	$< 2\bar{1}\bar{1}0 >$	(001)	$< 100 >$
	(0001)	$< 11\bar{2}0 >$	(001)	$< 110 >$
prismatique	$(10\bar{1}0)$	$< 1\bar{2}10 >$	(100)	$< \bar{1}10 >$
(famille h)	$(0\bar{1}10)$	$< 2\bar{1}\bar{1}0 >$	$(0\bar{1}0)$	$< 100 >$
	$(1\bar{1}00)$	$< 11\bar{2}0 >$	$(1\bar{1}0)$	$< 110 >$
pyramidal	$(\bar{1}011)$	$< 1\bar{2}10 >$	$(\bar{1}\bar{1}1)$	$< \bar{1}10 >$
(famille k)	$(0\bar{1}11)$	$< 2\bar{1}\bar{1}0 >$	$(0\bar{2}1)$	$< 100 >$
	$(1\bar{1}01)$	$< 11\bar{2}0 >$	$(1\bar{1}1)$	$< 110 >$
	$(10\bar{1}1)$	$< \bar{1}2\bar{1}0 >$	(111)	$< \bar{1}10 >$
	$(01\bar{1}1)$	$< \bar{2}110 >$	(021)	$< \bar{1}00 >$
	$(\bar{1}101)$	$< \bar{1}\bar{1}20 >$	$(\bar{1}11)$	$< \bar{1}\bar{1}0 >$

En s'appuyant sur les travaux de Franciosi et de Hoc, il est alors possible de déterminer la matrice qui caractérise les interactions élastiques entre les trois familles de glissement de la phase α. C'est une matrice 12*12 étant donné qu'il y a 12 systèmes de glissement. Ces coefficients n'ont pas encore été identifiés et recensés dans la littérature. De ce fait, nous faisons l'hypothèse que pour cette phase α hexagonale, la matrice d'interaction ne possède que deux types de coefficients : les coefficients d'auto-écrouissage a^{gg} et d'écrouissage latent a^{gh}.

4.4.3 Identification des paramètres de la loi de comportement pour les phases α et β

La loi de comportement, qui décrit le modèle de plasticité cristalline présenté dans la section 4.4.2.1, est implémentée dans le code de calcul éléments finis Abaqus en tant que *User Material Subroutine : UMAT*. La première étape de la simulation est de déterminer les différents coefficients régissant cette loi pour les deux phases α et β.

Nous récapitulons ici les coefficients de ce modèle cristallin à identifier pour les différentes phases :

- 3 ou 5 coefficients d'élasticité du tenseur des rigidités $\tilde{C}$ suivant le cas de la symétrie cristalline cubique ou hexagonale
  $$\begin{cases} c_{11},\ c_{12},\ \text{et}\ c_{44}\ \text{pour la phase}\ \beta \\ c_{11},\ c_{12},\ c_{33},\ c_{44}\ \text{et}\ c_{13}\ \text{pour la phase}\ \alpha \end{cases}$$
- 2 coefficients régissant la viscosité
  $$\begin{cases} \dot{\gamma}^0\ :\ \text{vitesse de glissement de référence} \\ n\ :\ \text{coefficient de sensibilité à la vitesse} \end{cases}$$

– 5 coefficients caractérisant l'écrouissage

$$\begin{cases} \tau_c \ : \text{ cission critique pour chaque système de glissement} \\ a^{gh} \ : \text{ coefficients de la matrice d'intéraction} \\ \rho_0 \ : \text{ densité de dislocations initiale} \\ Y_c \ : \text{ distance d'annihilation} \\ K \ : \text{ paramètre d'arrêt d'une dislocation mobile} \end{cases}$$

Les paramètres tels que les coefficients élastiques sont tirés de la littérature, les autres sont déterminés à partir de comparaisons successives entre les courbes contrainte - déformation recensées dans la littérature et celles simulées numériquement sur Abaqus tout en minimisant l'écart expérience - modèle.

4.4.3.1 Présentation du logiciel utilisé

Les différentes simulations que nous présenterons par la suite sont effectuées sur le logiciel Abaqus/Standard. Ce code de calcul par éléments finis utilise une formulation implicite. Les problèmes non-linéaires sont résolus de manière incrémentale à l'aide de l'algorithme itératif de Newton-Raphson. A partir d'un état d'équilibre u_0, le comportement de la structure est linéarisé et les déplacements Δu_1 résultant d'un incrément de chargement ΔP sont calculés par la relation

$$\Delta u_1 = K_0^{-1} \Delta P \tag{4.41}$$

où K_0 est la matrice de rigidité tangente de la configuration initiale. Cette étape est plus communément appelée l'étape de prédiction. Le comportement de la structure étant non-linéaire, la configuration $u_0 + \Delta u_1$ n'est pas en équilibre tel que

$$R_1 = P - I_1 \neq 0 \tag{4.42}$$

où R_1 représente les forces hors équilibres encore appelées "résidus", P les forces appliquées et I_1 les forces internes dans la configuration $u_0 + \Delta u_1$. Il est alors nécessaire de calculer une correction de déplacement notée Δu_2 pour se rapprocher de l'état d'équilibre tel que

$$\Delta u_2 = -K_1^{-1} R_1 \tag{4.43}$$

Le processus est répété jusqu'à ce que le résidu soit inférieur à une certaine tolérance.
Le temps de calcul pour cet algorithme peut rapidement devenir très important car il est nécessaire d'inverser la matrice de rigidité tangente à chaque itération. Or, la durée de cette opération augmente approximativement avec le carré du nombre de degrés de liberté. On notera également que pour des problèmes fortement non-linéaires tels que l'analyse dynamique, la convergence peut être relativement difficile et nécessite un nombre important d'incréments.

4.4.3.2 Résultats de l'identification

Comme expliqué précédemment, l'ensemble des coefficients régissant cette loi de comportement est calculé en minimisant l'écart expérience - modèle. Pour chaque phase présente dans le TA6V, des essais de traction sont simulés sur Abaqus/Standard pour différentes vitesses de déformation. Les courbes contrainte - déformation ainsi obtenues numériquement sont alors comparées à celles

caractérisées expérimentalement par différents auteurs recensés dans la littérature. L'inconvénient de l'alliage de titane TA6V est qu'il n'existe pas à ce jour de courbes expérimentales caractérisant séparément les phases α et β du matériau. Le calcul des coefficients de la phase α se fait alors en comparaison à des courbes de traction effectuée sur un titane pur (100% α). De la même manière, les coefficients de la phase β se déterminent à partir du titane 100% β.

Les simulations par éléments finis d'un essai de traction ont été effectuées à différentes vitesses de déformation sur un cube composé de huit grains. Le maillage utilisé est illustré sur la figure 4.11.

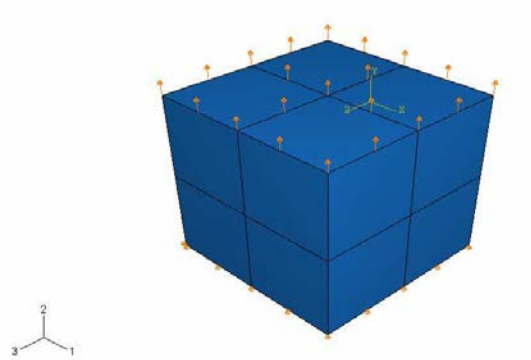


FIG. 4.11: Maillage utilisé pour la simulation d'un essai de traction

Les dimensions caractéristiques sont 2*2*2 mm, un déplacement de 0.2 mm est imposé selon la direction globale 2 sur la face supérieure du cube. Un plan de symétrie est appliqué sur la face inférieure. Les éléments utilisés pour la simulation sont de type cubique solide avec une interpolation linéaire et une interprétation réduite (élément C3D8R dans la bibliothèque d'Abaqus/Standard).

Intéressons-nous tout d'abord à la détermination des paramètres de la loi de comportement pour la **phase β cubique**. Les coefficients d'élasticité sont calculés à partir des coefficients de Lamé : $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ et $\lambda = \frac{\nu E}{(1-2\nu)(1+\nu)}$ avec E=110 GPa et ν=0.33. Les valeurs du module de Young et du coefficient de Poisson sont celles d'un alliage 100% β. Nous obtenons alors c_{11}=c_{22}=c_{33}=163 GPa, c_{12}=c_{13}=c_{23}=80.3 GPa, c_{44}=c_{55}=c_{66}=41.4 GPa et les autres $c_{ij}^{,}s$=0 (i=1..6, j=1..6). Ces valeurs sont répertoriées dans le tableau 4.6.

TAB. 4.6: Coefficients d'élasticité en GPa des phases α et β présentes dans le TA6V

β			α				
c_{11}	c_{12}	c_{44}	c_{11}	c_{12}	c_{33}	c_{44}	c_{13}
163	80.3	41.4	159.58	91.06	181.17	46.7	69.47

Dans un premier temps, les huit grains du maillage sont orientés de la même manière. Les angles d'Euler φ_1, ϕ, φ_2 sont identiques pour chaque grain et fixés arbitrairement. Les systèmes de glissement entre ces différents grains ont été décrits dans la section 4.2.3.1 dans le cas de la phase β. On distingue deux familles de systèmes : $\{110\} < 111 >$ notée a et $\{112\} < 111 >$ notée b.

D'après les travaux de Barton et Dawson [Barton et Dawson, 2001], les valeurs des cissions critiques pour ces deux familles sont du même ordre de grandeur.

$$\tau_c^a = \tau_c^b \tag{4.44}$$

Concernant la matrice d'interaction, les valeurs des coefficients sont obtenues à partir des travaux de Franciosi [Franciosi, 1984] et de Hoc [Hoc, 1999] décrits dans la section 4.4.2.2. La valeur de a_0 qui correspond à l'interaction entre deux systèmes identiques de la famille a sera calculée par la suite par comparaison entre expérimentations et simulations. Les autres coefficients de la matrice découlent de cette valeur (les coefficients K_1, K_2, $K^{'}$, $K_1^{"}$ et $K_2^{"}$ sont de l'ordre de 1).

Ces différents coefficients ainsi que la relation 4.44 sont ensuite incorporés dans la Subroutine UMAT. Les courbes contrainte - déformation alors obtenues par simulation sont comparées à des courbes expérimentales. Les valeurs des coefficients à identifier ($\dot{\gamma}^0$, n, ρ_0, Y_c, K et a_0) sont ajustées afin de minimiser l'écart modèle - expérience. Les courbes expérimentales sont celles de Kobayashi et al. [Kobayashi et al., 1991] caractérisées sur un titane 100% β (Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn) et de Solimine et Lissenden [Solimine et Lissenden, 2004] sur le Ti-15Mo-3Al-2.7Nb-3Sn (100% β également). De bons résultats sont obtenus avec les valeurs de coefficients répertoriées dans le tableau 4.7.

TAB. 4.7: Valeurs des paramètres identifiés de la loi de comportement pour la phase β

	n	$\dot{\gamma}_0\,[s^{-1}]$	τ_c^a [MPa]	τ_c^b [MPa]	$\rho_0\,[m^{-2}]$	K	Y_c [nm]	a_0
phase β	71	2.10^{-3}	550	600	10^{14}	20	10^{-9}	0.2

Les courbes contrainte - déformation obtenues par simulation sont tracées sur la figure 4.12 pour une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1}. Les traits pleins correspondent à une simulation où un grain est modélisé à l'aide d'un seul élément C3D8R et les traits en pointillés à un grain modélisé par huit éléments. Chaque grain du maillage a la même orientation. Trois orientations ont été étudiées.

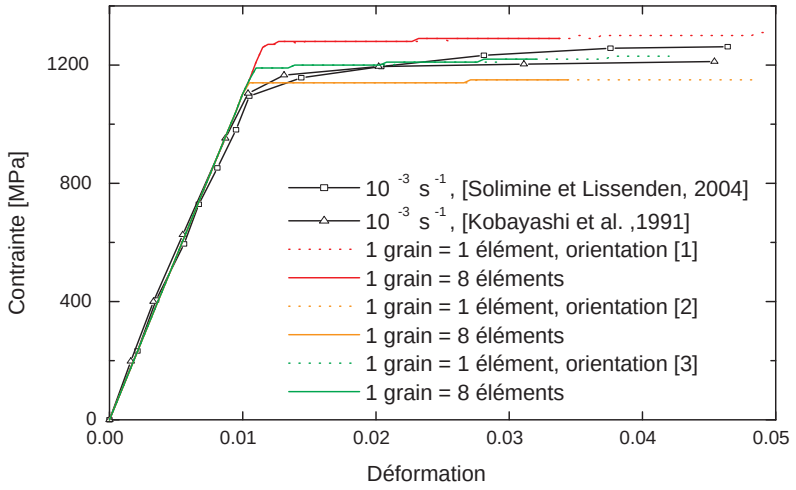


FIG. 4.12: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique de la phase β, même orientation pour chaque grain

Nous avons ensuite simulé un essai de traction dans lequel chaque grain du maillage a une orientation différente, soit au total huit orientations fixées arbitrairement. Deux séries d'orientations ont été étudiées. De la même manière que précédemment, un grain est modélisé successivement à l'aide d'un seul élément C3D8R, 8 éléments et 27 éléments. Les résultats obtenus sont tracés sur la figure 4.13.

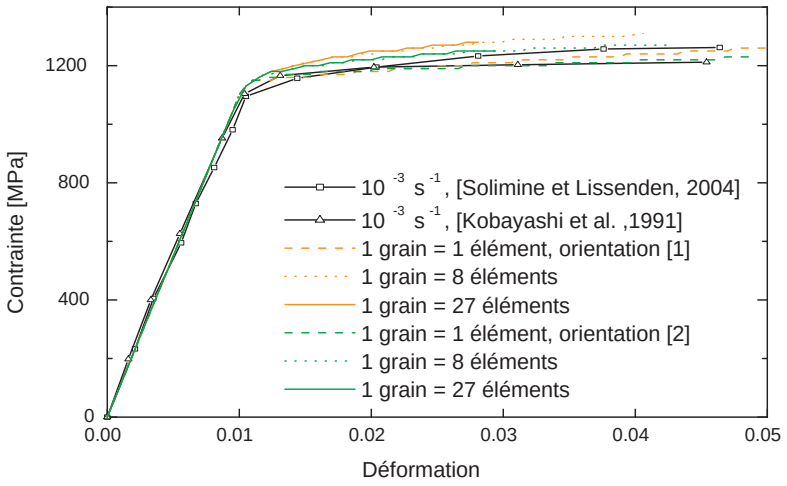


FIG. 4.13: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique de la phase β, orientations différentes pour chaque grain

La détermination du coefficient n de sensibilité à la vitesse se fait à l'aide d'une deuxième courbe expérimentale avec une vitesse de déformation différente ($\dot{\varepsilon} = 10^3$ s^{-1}). Les simulations ont été effectuées dans Abaqus/Standard et Abaqus/Standard/Dynamic pour prendre en compte les effets dynamiques. Les résultats sont similaires et présentés sur la figure 4.14.

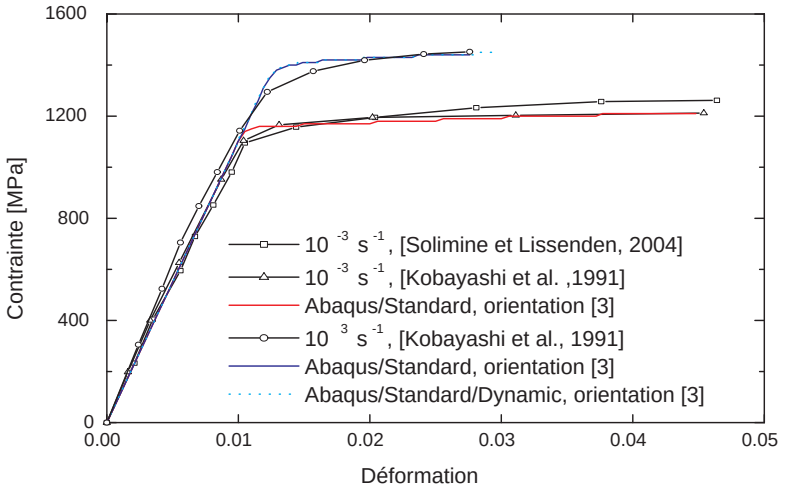


FIG. 4.14: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique de la phase β pour deux vitesses de déformation : 10^{-3} et 10^3 s^{-1}, orientations différentes pour chaque grain

Intéressons-nous maintenant à la détermination des paramètres de la loi de comportement de la **phase α hexagonale**. De la même manière que pour la phase β, les coefficients à déterminer sont $\dot{\gamma}^0$, n, ρ_0, Y_c, K, a^{gg} et a^{gh}. Les autres paramètres sont obtenus à partir de la littérature. Concernant les coefficients d'élasticité, Kelly et Groves [Kelly et Groves, 1970] ont calculé leurs valeurs pour un titane pur 100% α. Ces auteurs obtiennent : c_{11}=c_{22}=159.58 GPa, c_{12}=91.06 GPa, c_{13}=c_{23}=69.47 GPa, c_{33}=181.17 GPa, c_{44}=c_{55}=c_{66}=46.7 GPa et les autres $c_{ij}^{\cdot}s$=0 (i=1..6, j=1..6). Ces valeurs sont listées dans le tableau 4.6. Quant aux cissions critiques nécessaires pour activer le glissement plastique, Barton et Dawson [Barton et Dawson, 2001] donnent une relation entre les différentes cissions des trois familles de glissement propres aux HC.

$$\tau_c^{pri} = \tau_c^{bas} = \frac{1}{5}\tau_c^{pyr} \tag{4.45}$$

Cette relation et les différents coefficients sont ensuite incorporés dans la subroutine UMAT. Les courbes contrainte - déformation alors obtenues par simulation sont comparées aux courbes expérimentales de Chichili et al. [Chichili et al., 1998] et Xue et al. [Xue et al., 2002] sur un titane pur 100% α afin d'identifier les paramètres restants. Ces courbes sont tracées sur la figure 4.15 pour une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1}. Pour les simulations, chaque grain a sa propre orientation et est modélisé par huit éléments C3D8R. Quatre séries d'orientations numérotées de [1] à [4] sur la figure 4.15 ont été étudiées. Les différentes valeurs des coefficients utilisés pour ces simulations sont répertoriées dans le tableau 4.8.

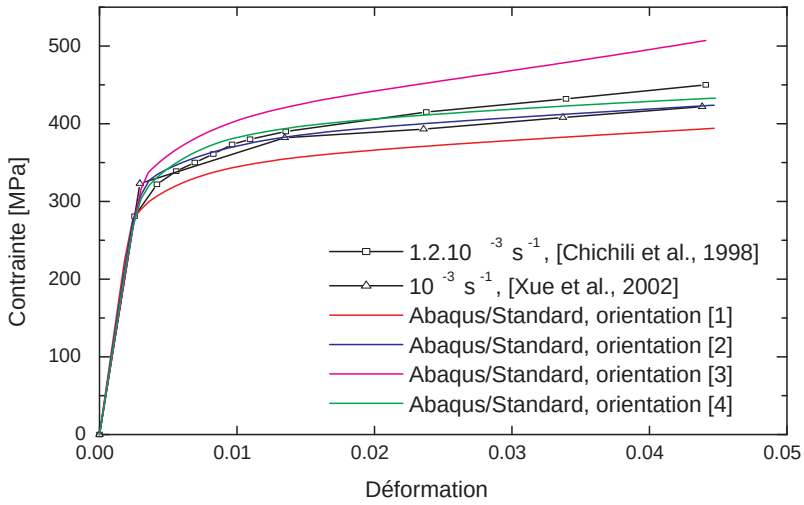


FIG. 4.15: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique de la phase α, orientations différentes pour chaque grain

TAB. 4.8: Valeurs des paramètres identifiés de la loi de comportement pour la phase α

	n	$\dot{\gamma}_0\,[s^{-1}]$	τ_c^{pri} [MPa]	τ_c^{bas}	τ_c^{pyr}	$\rho_0\,[m^{-2}]$	K	Y_c [nm]	a^{gg}	a^{gh}
phase α	57	$1.2.10^{-3}$	125	125	625	10^{14}	2	10^{-8}	0.3	0.3

Le coefficient de sensibilité à la vitesse n est déterminé en simulant un essai de traction sous Abaqus/Standard/Dynamic à une vitesse de déformation de 10^3 s^{-1}. Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 4.16.

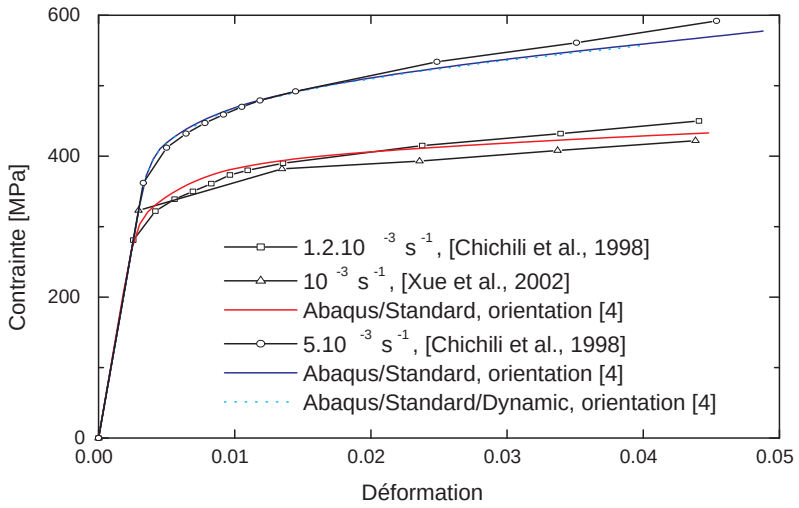


FIG. 4.16: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique de la phase α, pour les vitesses de déformation 10^{-3} et 10^3 s^{-1}, orientations différentes pour chaque grain

Les valeurs des coefficients régissant la viscosité $\dot{\gamma}^0$ et n sont en accord avec les travaux de Hasija et al. [Hasija et al., 2003]. On remarquera que les valeurs des coefficients d'auto-écrouissage a^{gg} et d'écrouissage latent a^{gh} sont égales, ce qui semble indiquer que pour de fortes déformations, l'effet du type d'interaction entre dislocations est faible. Concernant les cissions critiques des différentes familles de glissement, les valeurs calculées à partir d'un titane pur 100% α sont différentes de celles annoncées par Jones et Hutchinson [Jones et Hutchinson, 1981]. Ces auteurs ont déterminé les cissions critiques de la phase α dans un alliage de titane TA6V. Ils obtiennent

$$\tau_c^{pri} = 380\,\text{MPa},\ \tau_c^{bas} = 440\,\text{MPa}\ \text{et}\ \tau_c^{pyr} = 400\,\text{MPa} \tag{4.46}$$

La forte augmentation de ces cissions critiques par rapport à celles du titane pur 100% α que nous avons calculées est en partie due au durcissement par solution solide de l'aluminium présent dans le TA6V. Il semble donc plus correct pour la suite des simulations de prendre les valeurs des cissions critiques estimées par Jones et Hutchinson tout en gardant nos valeurs pour les différents coefficients caractérisant l'écrouissage.

4.4.3.3 Validation numérique des paramètres pour le TA6V

Les paramètres régissant la loi de comportement ont été calculés pour chacune des deux phases α et β. Il serait intéressant maintenant de vérifier ces valeurs en simulant un essai de traction à différentes vitesses de déformation sur un alliage de titane TA6V. Une simulation est donc effectuée en incorporant les différentes données obtenues pour les phases α et β. Une comparaison entre des

courbes contrainte - déformation expérimentales recensées dans la littérature et simulées numériquement sur Abaqus est ensuite faite afin de vérifier l'exactitude des valeurs des coefficients obtenus pour les phases α et β.

Dans un premier temps, afin de modéliser au mieux et simplement la microstructure lamellaire du TA6V, le maillage suivant est effectué. On modélise un cube de dimensions caractéristiques 3*3*3 mm composé d'un grain central de phase α enrobé dans un grain de phase β. La figure 4.17 de gauche schématise ce maillage.

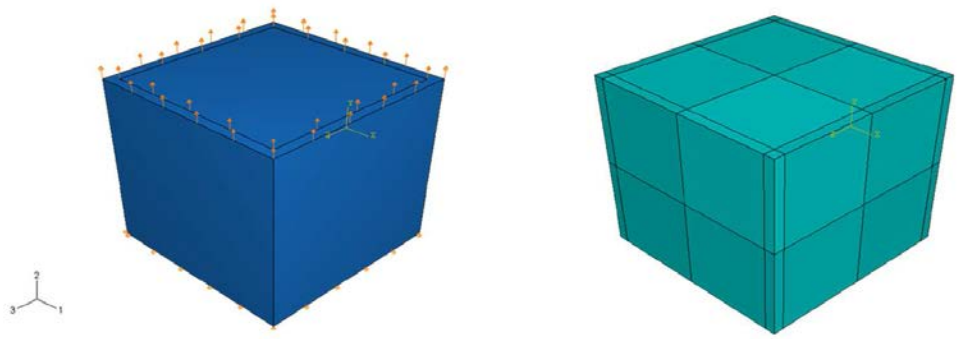


FIG. 4.17: Maillage utilisé pour la simulation d'un essai de traction sur un alliage de titane TA6V : phase α au centre, phase β autour

Les proportions des différentes phases sont respectées. Chaque grain du maillage est modélisé par des éléments cubiques C3D8R à intégration réduite, dans un premier temps 8 éléments pour la phase α et 24 pour la phase β comme illustré sur la figure 4.17 à droite. Les orientations des deux phases sont fixées de telle sorte qu'elles vérifient les relations particulières de Bürgers. En effet, lors de l'élaboration de l'alliage de titane TA6V, il a été mis en évidence l'existence de ces relations d'orientations. Celles-ci sont caractérisées par

$$\text{Plan} : \{110\}_\beta // \{0001\}_\alpha \tag{4.47}$$

$$\text{Direction} : < 111 >_\beta // < 11\bar{2}0 >_\alpha \tag{4.48}$$

L'orientation de la phase α est fixée arbitrairement par ces trois angles d'Euler $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)_\alpha$. L'orientation de la phase β $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)_\beta$ est alors déterminée de façon à ce que les équations 4.47 et 4.48 soient vérifiées. Pour se faire, Humbert et al. [Humbert et al., 1995] ont montré qu'un "parent β" (il existe au total 6 parents β pour une même orientation α vérifiant les relations de Bürgers) est obtenu à partir de la relation suivante

$$[M_\alpha].[D]^{-1} = [M_\beta] \tag{4.49}$$

où M est la matrice de passage d'un repère à un autre en fonction des trois angles d'Euler φ_1, ϕ et φ_2 tel que

$$M = \begin{bmatrix} \cos\varphi_1\cos\varphi_2 - \sin\varphi_1\cos\phi\sin\varphi_2 & \sin\varphi_1\cos\varphi_2 + \cos\varphi_1\cos\phi\sin\varphi_2 & \sin\phi\sin\varphi_2 \\ -\cos\varphi_1\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1\cos\phi\cos\varphi_2 & -\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + \cos\varphi_1\cos\phi\cos\varphi_2 & \sin\phi\cos\varphi_2 \\ \sin\varphi_1\sin\phi & -\cos\varphi_1\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix}$$

et D la matrice de transformation définie par [Humbert et al., 1995] comme

$$D = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}\left(1+\frac{1}{6^{1/2}}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3^{1/2}}-\frac{1}{2^{1/2}}\right) & \frac{1}{2^{1/2}} \\ \frac{1}{2}\left(1+\frac{1}{6^{1/2}}\right) & -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3^{1/2}}-\frac{1}{2^{1/2}}\right) & \frac{1}{2^{1/2}} \\ -\frac{1}{2}\left(1-\frac{2}{6^{1/2}}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3^{1/2}}+\frac{2}{2^{1/2}}\right) & 0 \end{bmatrix}$$

Les différents paramètres de la loi de comportement pour les phases α et β répertoriés dans les tableaux 4.7 et 4.8 sont ensuite incorporés dans la subroutine UMAT. Les cissions critiques des trois familles de glissement de la phase α sont celles de Jones et Hutchinson [Jones et Hutchinson, 1981] (équation 4.46). Un déplacement est alors imposé selon la direction globale 2 sur la face supérieure du maillage. Les courbes contrainte - déformation obtenues numériquement sont tracées sur la figure 4.18 pour deux vitesses de déformation 10^{-3} et 6.10^{3} s^{-1}. Ces résultats sont similaires aux courbes caractérisées expérimentalement par Xue et al. [Xue et al., 2002] et Nemat-Nasser et al. [Nemat-Nasser et al., 2001] sur un alliage de titane TA6V.

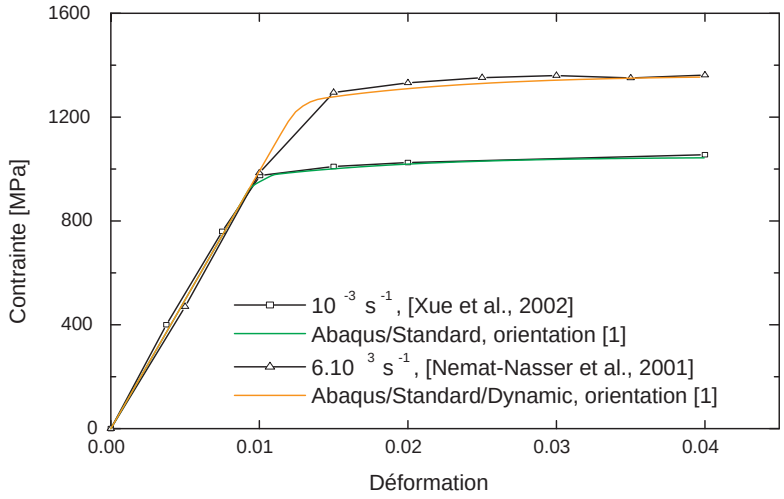


FIG. 4.18: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique du TA6V, pour deux vitesses de déformation 10^{-3} et 6.10^{3} s^{-1}

Différentes orientations pour les phases α et β sont étudiées. Nous rappelons ici que celles-ci sont fixées arbitrairement mais vérifient les relations d'orientations particulières de Bürgers. La figure 4.19 illustre ces résultats pour trois séries d'orientations numérotées de [1] à [3]. On notera que des simulations ont également été effectuées suivant une autre direction de traction : selon l'axe 1. Les résultats sont similaires. Sur la figure 4.19, sont enfin représentés les résultats des simulations effectuées avec un maillage "plus fin". Le nombre d'éléments C3D8R dans chaque phase

est augmenté, 216 éléments pour la phase α, 168 pour la phase β. Nous remarquons que la finesse du maillage a peu d'influence.

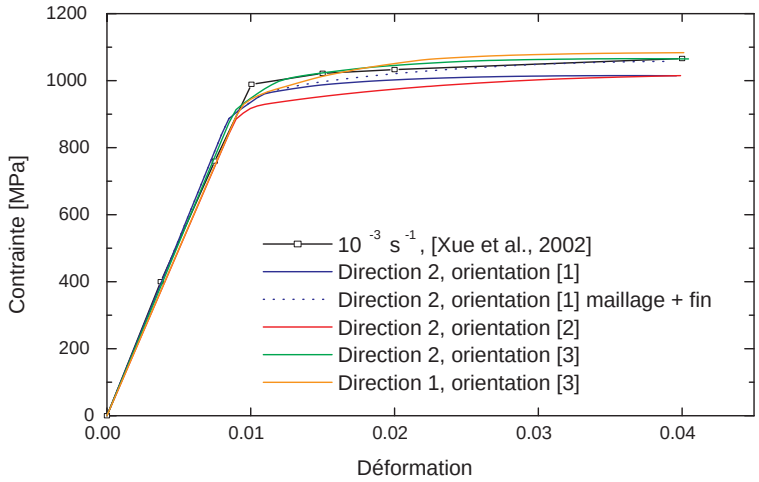


FIG. 4.19: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique du TA6V pour différentes directions de traction, différents maillages et différentes orientations des phases α et β

Ces simulations d'essai de traction sur l'alliage de titane TA6V ont par la suite été effectuées sur un autre maillage. Toujours dans le souci de modéliser au mieux et simplement la microstructure lamellaire du TA6V, on modélise un cube de dimensions caractéristiques 3*3*3 mm composé cette fois-ci d'un grain central de phase β en croix séparant quatre lamelles de phase α. La figure 4.20 de gauche schématise ce maillage. Les proportions des différentes phases sont respectées. Les quatre lamelles α ont la même orientation, fixée arbitrairement. Celle de la phase β est déterminée à partir des relations particulières de Bürgers. Chaque phase est modélisée par des éléments cubiques C3D8R à intégration réduite : maillage "grossier" dans un premier temps avec 8 éléments pour la phase α et 10 pour la phase β comme illustré sur la figure 4.20 à droite, maillage "plus fin" ensuite avec 216 et 168 éléments respectivement pour les phases α et β.

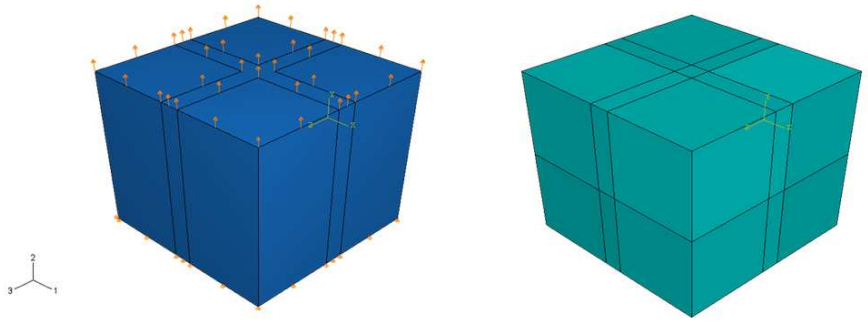


FIG. 4.20: Maillage utilisé pour la simulation d'un essai de traction sur un alliage de titane TA6V : phase β au centre en croix, phase α autour

Trois séries d'orientations numérotées de [1] à [3] identiques à celles des simulations du précédent maillage sont étudiées. Les résultats obtenus suivant deux directions de traction sont présentés sur la figure 4.21. Ces résultats sont similaires au précédent maillage.

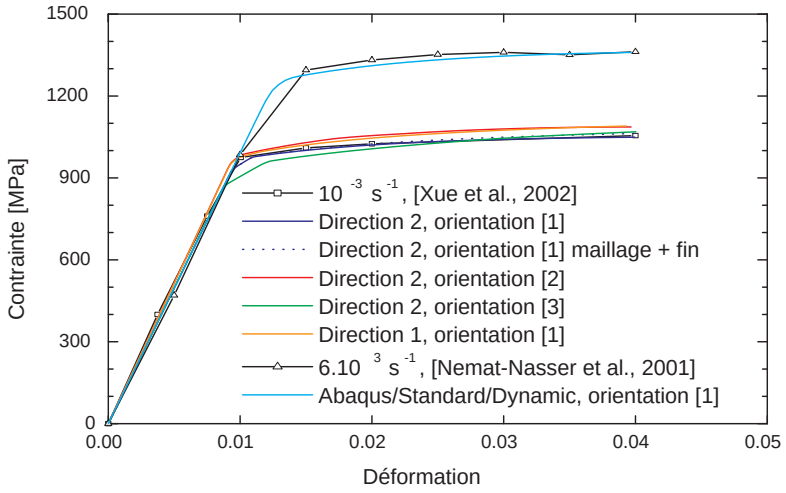


FIG. 4.21: Comparaison entre les courbes contrainte - déformation expérimentale et numérique du TA6V pour différentes directions de traction, différents maillages et différentes orientations des phases α et β

4.4.4 Bilan

La loi de comportement qui sera utilisée dans la partie suivante pour la modélisation par éléments finis du phénomène de nucléation s'appuie sur celle développée par Tabourot et al. et Hoc. Elle prend en compte les mécanismes de la plasticité cristalline (déformation sur les systèmes de glissement et rotation du réseau cristallin). L'ensemble des coefficients régissant cette loi est déterminé pour chacune des deux phases α et β présentes dans l'alliage de titane TA6V. Certains de ces paramètres tels que les coefficients d'élasticité ou de la matrice d'interaction mais également les relations entre les cissions critiques des différents systèmes de glissement sont directement obtenus de la littérature. Les autres, régissant la viscosité et caractérisant l'écrouissage, sont déterminés à partir de comparaisons successives entre des courbes contrainte - déformation expérimentales relevées dans la littérature et celles simulées numériquement dans le code de calcul Abaqus. Le calcul des coefficients de la phase α se fait alors par comparaison à des courbes de traction effectuée sur un titane pur 100% α. De la même manière, les coefficients de la phase β se déterminent à partir d'un titane 100% β.

Les différentes données obtenues pour les phases α et β sont ensuite incorporées dans la loi de comportement afin de simuler un essai de traction sur un alliage de titane TA6V. Deux maillages simplifiés de la microstructure lamellaire du TA6V avec des orientations pour les phases fixées arbitrairement mais vérifiant les relations de Bürgers ont permis de comparer les courbes contrainte - déformation numériques ainsi obtenues à des courbes expérimentales. Les résultats sont identiques et convainquants.

4.5 Modélisation par éléments finis du phénomène de nucléation

4.5.1 Objectifs

Dans les sections suivantes, l'ensemble des coefficients calculés précédemment, régissant la loi de comportement micromécanique, est introduit dans Abaqus afin de simuler un essai d'écaillage sur un maillage, de dimensions 33*30*15 μm, représentatif de la microstructure du TA6V. Ce maillage tient compte des observations microscopiques effectuées sur le matériau. Les dimensions ainsi que les proportions des différentes phases sont respectées. Les conditions aux limites à appliquer sur ce maillage sont déterminées à partir d'une simulation d'impact plaque/plaque dans les conditions réelles de tir. L'objectif de cette partie est de déterminer la contrainte de décohésion σ_d en prenant en compte l'effet de la microstructure particulière de cet alliage sur le mécanisme de nucléation des microvides.

4.5.2 Simulation d'un essai d'impact plaque/plaque

Les parties suivantes simulent des essais d'impact plaque/plaque. Les épaisseurs des cibles L_c et des impacteurs L_i ainsi que les vitesses d'impact sont celles utilisées lors des essais expérimentaux effectués dans le chapitre 2 sur l'alliage de titane TA6V. Ces grandeurs ainsi que le niveau d'endommagement correspondant sont recensés dans le tableau 4.9.

TAB. 4.9: Tirs effectués sur l'alliage de titane TA6V

Tir n°	L_i [mm]	L_c [mm]	V_{impact} [m/s]	Niveau
Ti1	3	6	420	absence d'écaillage
Ti2	3	6	429	initiation
Ti3	4	8	460	écaillage complet
Ti4	4	8	391	absence d'écaillage
Ti5	6	10	370	écaillage avancé
Ti6	6	16	360	écaillage avancé
Ti7	6	16	348	initiation
Ti8	8	16	340	écaillage avancé
Ti9	8	20	322	initiation
Ti10	10	20	300	écaillage
Ti11	10	20	291	initiation

Cette étude se divise en deux parties. La première s'attache à décrire le choix de la finesse du maillage. Dans la seconde, des simulations où le comportement viscoplastique du matériau est décrit au travers de la loi de comportement de Johnson-Cook sont effectuées. L'examen des résultats permet de déterminer l'évolution, au cours de l'impact, des contraintes exercées sur les différentes faces d'un élément de dimensions caractéristiques 33*30 μm situé au centre de la cible. Ces conditions aux limites seront par la suite appliquées sur un maillage, de même dimension, représentant la structure Widmanstätten du TA6V afin de simuler un essai d'impact plaque/plaque et de mieux percevoir les différents phénomènes qui se produisent au niveau de la microstructure.

4.5.2.1 Choix du maillage

Pour ces simulations, seule la moitié des plaques est maillée. Le calcul est en axi-symétrique. Il a été décidé de mailler les cibles de diamètre 57 mm avec des éléments quadrangulaires à intégration réduite (noté CAX4R dans la terminologie d'Abaqus) de dimensions 100*100 μm. Le maillage est raffiné là où le croisement des ondes a lieu (au centre de la cible dans le cas où $L_i = \frac{L_c}{2}$). Le maillage de la cible reste inchangé ailleurs. La dimension des éléments est alors diminuée progressivement en s'approchant du centre. L'ordre de grandeur suivant l'épaisseur est de 10 μm de telle sorte que la zone sur laquelle l'évolution des contraintes sera relevée comprenne au moins trois éléments. De la même manière, les éléments sont réduits suivant le rayon, passant progressivement de 100 à 33 μm. Le maillage obtenu est tracé sur la figure 4.22, un agrandissement permet de distinguer la partie centrale de la cible concernée par le raffinement. En trait rouge est représentée la zone qui nous intéressera pour les simulations suivantes.

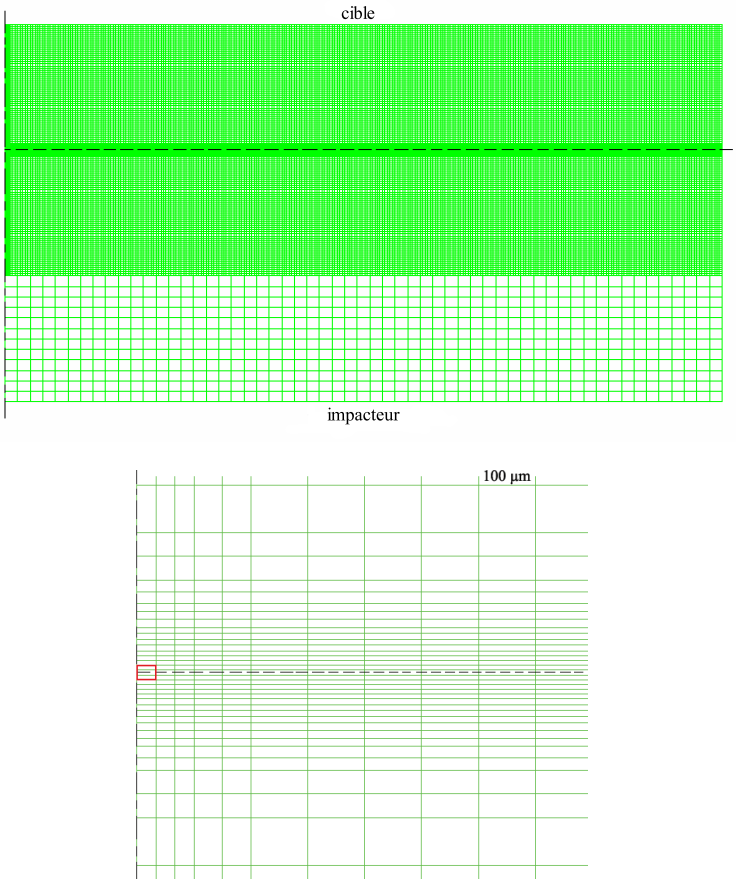


FIG. 4.22: Maillage des plaques : figure du bas, agrandissement de la partie centrale de la cible

Concernant l'impacteur dont l'examen des résultats a peu d'importance, son maillage est plus "grossier", le rayon comprend 57 éléments, le nombre d'éléments suivant l'épaisseur varie de 6 à 20 selon la dimension de l'impacteur utilisé. Au total, le maillage est composé au minium de 24 768 éléments quadrangulaires pour la simulation de l'essai Ti1 et au maximum de 65 088 éléments pour l'essai Ti11.

4.5.2.2 Présentation des résultats

Tous les essais que nous avons effectués sur le lanceur à gaz sont simulés sur le logiciel Abaqus. Le calcul axi-symétrique implique un blocage des déplacements radiaux sur l'axe de symétrie. La seule condition initiale à imposer est la vitesse de l'impacteur qui a été enregistrée par le dispositif expérimental. Aucun frottement n'est pris en compte pour le contact entre la cible et l'impacteur. Le calcul présenté dans cette section simule pendant 3 μs le tir n°Ti2. Le temps de calcul est de l'ordre de quelques minutes.
La loi de comportement choisie est celle de Johnson-Cook déjà implémentée dans le logiciel. Cette loi décrit le comportement viscoplastique du matériau. La contrainte est exprimée en fonction de plusieurs variables d'état telles que la déformation plastique ε_p, la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$ et la température T.

$$\sigma = \left(A + B\varepsilon_p^n\right)\left[1 + C\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right]\left[1 - \left(\frac{T - T_r}{T_m - T_r}\right)^m\right] \tag{4.50}$$

T_r et T_m sont respectivement les températures ambiante et de fusion. Les paramètres A, B, n, C et m sont des constantes du matériau. Afin de les déterminer, nous nous inspirons des travaux de Seo et al. [Seo et al., 2005] qui ont calculé ces coefficients pour un alliage de titane TA6V. Nous les modifions ensuite en ajustant la loi de comportement sur les courbes caractérisées expérimentalement par Xue et al. [Xue et al., 2002] et Nemat-Nasser et al. [Nemat-Nasser et al., 2001] (figure 4.23), courbes que nous avons déjà utilisées pour la détermination d'autres paramètres dans les parties précédentes. Les coefficients ainsi obtenus sont listés dans le tableau 4.10.

TAB. 4.10: Coefficients de la loi de comportement de Johnson-Cook pour l'alliage de titane TA6V

A [MPa]	B [MPa]	n	C	m	T_m [°C]	T_r [°C]	$\dot{\varepsilon}_0$ [s^{-1}]
1100	653.1	0.47	0.0198	0.7	1668	25	1

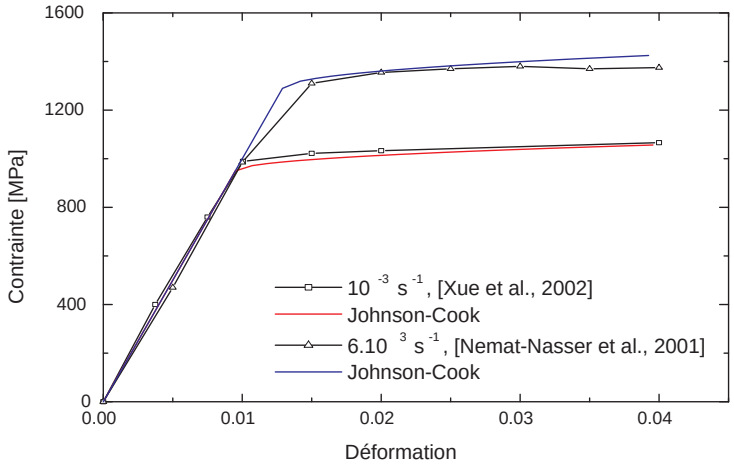


FIG. 4.23: Comparaison entre la loi de comportement de Johnson-Cook et les courbes contrainte - déformation expérimentales du TA6V pour deux vitesses de déformations : 10^{-3} et 6.10^3 s^{-1}

Les résultats du calcul sont présentés sur la figure 4.24. Celle-ci donne le profil de la contrainte axiale à différents instants clefs dans la cible et dans l'impacteur.

- au temps 0.55 μs, l'onde de compression se réfléchit sur la surface libre du projectile en onde de détente. Le front d'onde est linéaire dans toute la partie centrale des plaques. Les effets de bords sont déjà sensibles et se propagent radialement vers le centre des plaques ;
- au temps 1.05 μs, l'onde de compression se réfléchit sur la surface libre de la cible. Deux ondes de détente ramènent alors progressivement les deux plaques à un niveau de contrainte nulle. Les effets de bords continuent de se propager radialement ;
- au temps 1.6 μs, les ondes de détente (ou tout au moins leurs parties élastiques) commencent à se croiser au centre de la cible. L'interaction des ondes de détente venant du bord et des ondes axiales créent une zone de tension près du bord légèrement supérieure à celle située au centre de la cible ;
- au temps 1.75 μs, la contrainte au centre de la cible augmente suite à l'arrivée progressive des ondes plastiques ;
- au temps 2.1 μs, la contrainte au centre de la cible atteint son maximum.

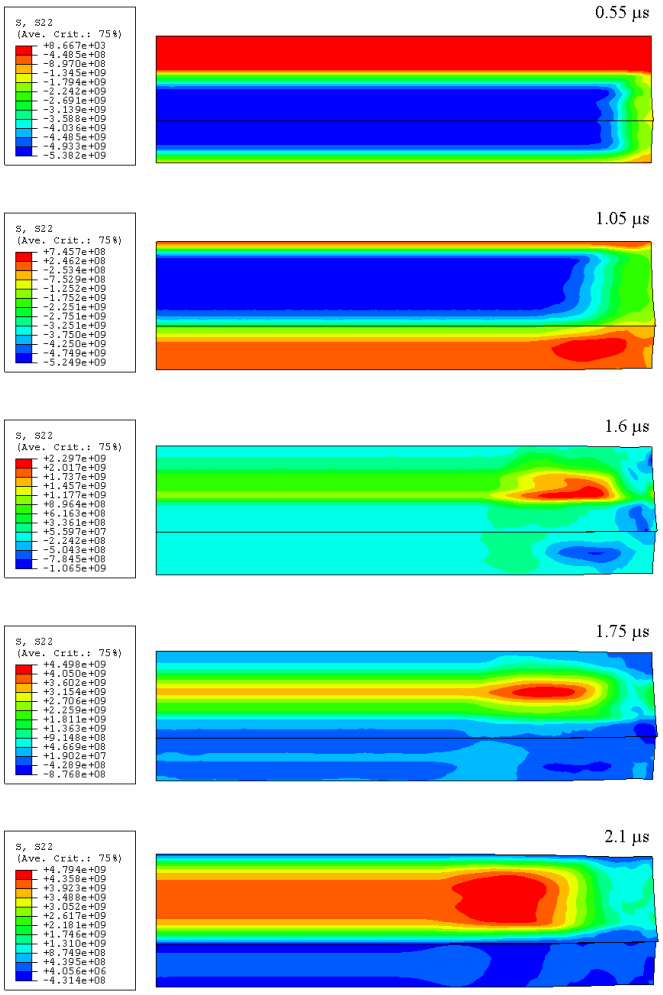


FIG. 4.24: Profil de la contrainte axiale pour différents temps dans la cible et l'impacteur

La morphologie globale des échantillons simulés est typique d'expériences d'impact menées en condition non confinées, c'est-à-dire en l'absence d'anneaux de garde en périphérie de la cible. L'influence des détentes latérales issues de la surface périphérique de la cible conduit donc à un état microstructural hétérogène le long du rayon. On peut distinguer trois zones, représentées sur la coupe radiale de la cible de l'essai n°Ti2 obtenue lors de la simulation d'impact effectuée précédemment à t=1.75 μs (figure 4.25).

- une zone centrale **1** qui subit une déformation uniaxiale dans la direction de l'épaisseur par propagation et interaction d'ondes planes de compression et de détente ;
- une couronne périphérique **2** plus fortement endommagée correspondant à la zone d'interaction entre les ondes planes de détente mentionnées précédemment et des ondes de détente latérales liées aux effets de bord. L'endommagement s'initie d'abord dans cette zone avant d'apparaître dans la région centrale ;
- le bord de la plaque **3**, non endommagée.

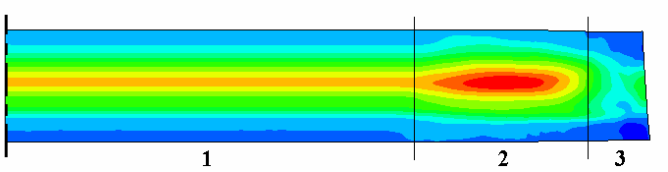


FIG. 4.25: Différentes zones dans la coupe radiale de la cible n°Ti2 à t=1.75 μs

Seule la zone **1** subit un chargement qui peut être reconstitué avec une bonne approximation par une approche mécanique monodimensionnelle. Cette seule partie est exploitable dans l'élaboration d'une modélisation de l'endommagement.

Ces simulations permettent alors de déterminer l'évolution, au cours de l'impact, des contraintes qui s'exercent sur les faces d'un élément de dimensions caractéristiques 33*30 μm, comme illustré sur la figure 4.26. Celle-ci est obtenue par agrandissement de la figure 4.22 du bas. Cet élément, en trait rouge, est situé dans la zone 1 à droite de l'axe de symétrie, là où le croisement des ondes a lieu (au centre de la cible dans le cas où $L_i = \frac{L_c}{2}$).

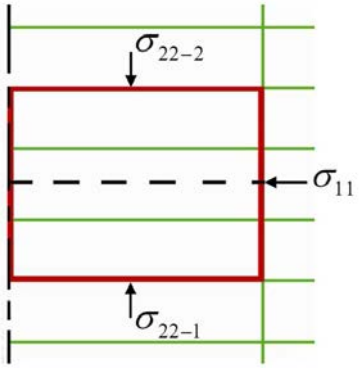


FIG. 4.26: Élément de dimension caractéristique 33*30 μm au centre de la cible sur lequel l'évolution des contraintes est relevée au cours de l'impact

L'évolution des contraintes ainsi relevée (σ_{11} , σ_{22-1} et σ_{22-2} respectivement sur les faces latérale, inférieure et supérieure) est présentée sur la figure 4.27. Lors de l'impact à $t = 0$, l'onde se propage de part et d'autre de la surface d'impact dans la cible et dans l'impacteur. Toute l'épaisseur de l'élément situé au centre de la cible passe progressivement d'un état initial au repos à un état de compression. Ces ondes de compression se réfléchissent ensuite sur les surfaces libres des plaques en ondes de détente ramenant progressivement la cible à une pression nulle. La zone passe alors d'un état comprimé à un état en tension... et ainsi de suite. On remarque également que la contrainte latérale est importante (2.7 GPa au maximum) et suit sensiblement la même évolution que la contrainte normale.

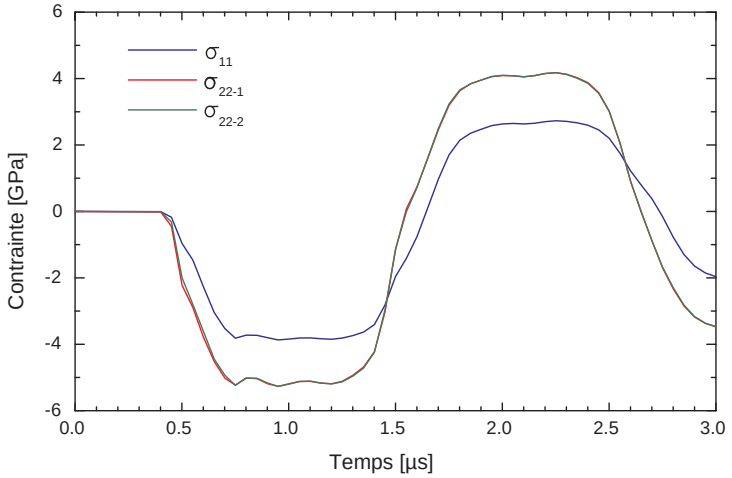


FIG. 4.27: Évolution des contraintes sur les faces de l'élément de dimensions 33*30 μm pour la simulation de tir n°ti2

Les simulations relatives aux autres essais d'impact (Ti1, Ti3..Ti11) donnent des résultats et des conclusions globalement similaires. La figure 4.28 présente l'évolution de la contrainte axiale σ_{22-2} sur la face supérieure de l'élément de dimensions 33*30 μm pour les dix autres tirs simulés. Pour l'ensemble de ces simulations, l'évolution de la contrainte axiale est identique. L'épaisseur de l'élément passe d'un état initial au repos à un état de compression puis de traction. La valeur de la contrainte locale maximale est comprise entre 4 et 5 GPa. Seul le temps de propagation de l'onde diffère, étant directement lié à l'épaisseur de l'impacteur.
Ces différentes données sont par la suite appliquées sur un maillage représentatif de la structure Widmanstätten du TA6V. Cette simulation permet de percevoir davantage les différents phénomènes qui se produisent au niveau de la microstructure lors d'un essai d'impact plaque/plaque.

4.5.3 Simulation d'un essai d'écaillage sur une structure Widmanstätten

Les calculs, décrits dans les sections suivantes, simulent un essai d'impact sur un maillage 3D, de dimension 33*30*15 μm, représentant la structure Widmanstätten du matériau. Comme nous chercherons par la suite à déterminer la contrainte de décohésion, nous nous intéressons tout particulièrement aux tirs ayant engendré un niveau d'initiation de l'endommagement (Ti2 - 7 - 9 et 11). Les simulations relatives à ces différents tirs donnant des résultats similaires, seul le tir n°Ti2 est

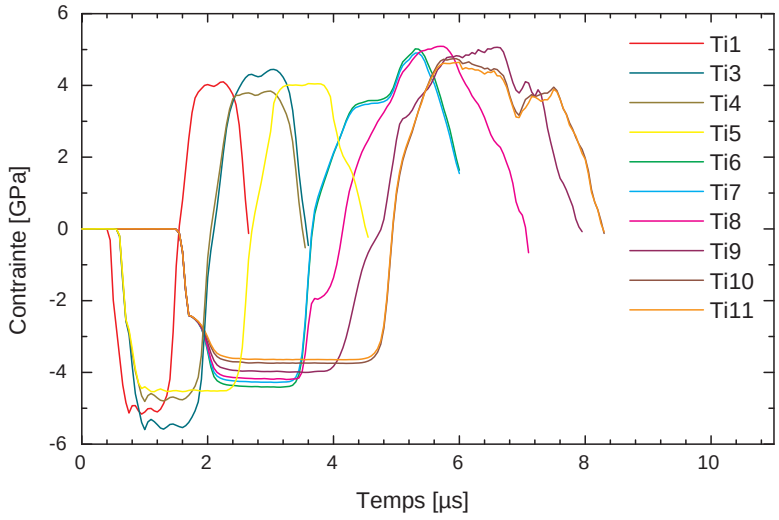


FIG. 4.28: Évolution de la contrainte axiale σ_{22-2} sur la face supérieure de l'élément de dimensions 33*30 μm pour les dix tirs simulés

envisagé dans ces paragraphes. Est décrit ici l'ensemble des données, paramètres et options nécessaires au bon déroulement d'une simulation, en s'intéressant tout particulièrement à la modélisation et à l'élaboration du maillage de cette structure.

4.5.3.1 Modélisation des phases α et β du TA6V

L'alliage de titane étudié présente une microstructure lamellaire particulière. Les micrographies effectuées dans le chapitre 2 ont révélé une structure biphasée composée de colonies de lamelles de phase α séparées par une phase β. Les grandeurs caractéristiques de ces deux phases sont les suivantes : 83% de phase α, 17% de phase β, longueur des lamelles α : 10-30 μm, épaisseur α : $\sim 6\,\mu m$ et épaisseur β : $\sim 1\,\mu m$. La modélisation de cette structure, que nous avons choisie pour les prochaines simulations, prend en compte ces différentes données. Les proportions des différentes phases ainsi que les épaisseurs spécifiques sont respectées. Cette modélisation est présentée en vue éclatée sur la figure 4.29. Elle est de dimensions 33*30*15 μm. Trente neuf lamelles de diamètre 6 μm, de longueur 15 μm et distantes de 1 μm sont ainsi modélisées par trente neuf octogones enrobés par une matrice β. Toutes ces lamelles sont identiques et orientées dans la même direction, suivant l'axe 3.

4.5.3.2 Maillage 3D de la structure

Chaque phase est modélisée par des éléments de type cubique solide C3D8R à intégration réduite. Ce maillage, que nous appellerons par la suite maillage Widmanstätten, est présenté en figure 4.30. Il contient dix éléments suivant l'axe 3. Il a été décidé de mailler la phase β de telle sorte qu'elle possède deux éléments suivant son épaisseur. Chaque lamelle α comprend, quant à elle, quatre éléments suivant l'axe 1 et six éléments suivant l'axe 2. Le maillage ainsi obtenu est composé de 7 600 éléments pour la phase α et de 7 520 pour la phase β, soit un total de 15 120 éléments.

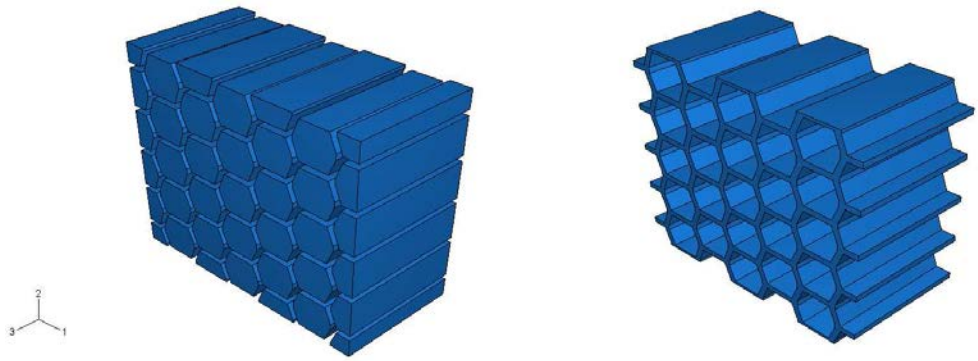


FIG. 4.29: Vue éclatée de la structure Widmanstätten modélisée : figure de gauche, lamelles α ; figure de droite, matrice β

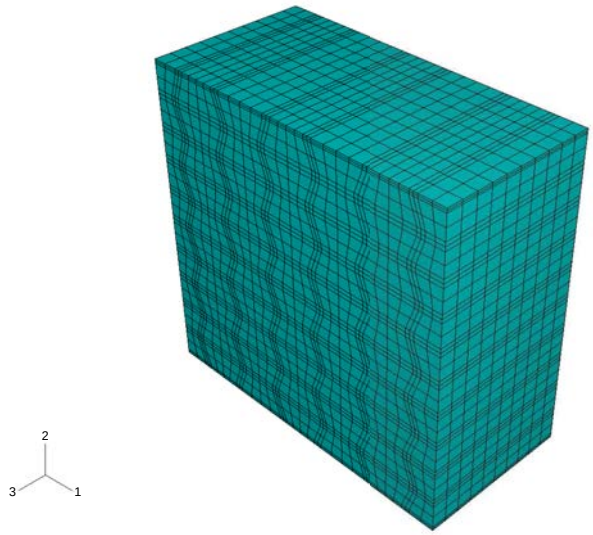


FIG. 4.30: Maillage de la structure Widmanstätten

4.5.3.3 Conditions aux limites et conditions initiales

Les contraintes (σ_{11} , σ_{22-1} et σ_{22-2}), qui sont appliquées sur ce maillage pour simuler un essai d'écaillage, sont déterminées à partir d'un calcul en axi-symétrique d'un impact plaque/plaque. Afin de respecter les conditions initiales de ce calcul, les mêmes symétries (par rapport aux axes 1 et 3) sont appliquées sur le maillage Widmanstätten, comme illustré sur la figure 4.31.
Les différentes contraintes σ_{22-1} et σ_{22-2} sont ensuite respectivement exercées sur les faces inférieure et supérieure du maillage. Les ondes de compression puis de détente se propagent alors suivant l'axe 2. σ_{11} est, quant à elle, appliquée sur les deux dernières faces latérales (figure 4.31). L'évolution de ces différentes contraintes est donnée en figure 4.27. Elle est telle que le maillage passe par un état de compression puis de traction (pour un temps t=3 μs). Les autres étapes où les ondes de détentes se réfléchissent à nouveau sur les surfaces libres des plaques... et ainsi de suite, ne sont pas représentées. En effet, la rupture par écaillage apparaît, si la contrainte en tension est suffisante,

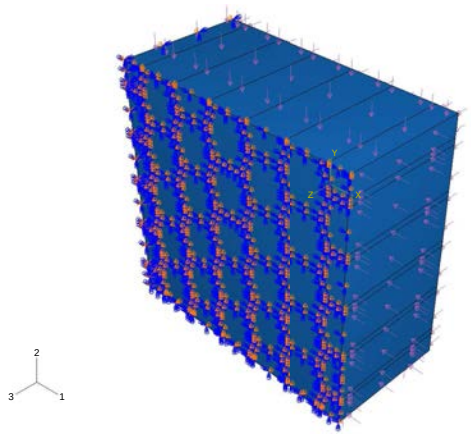


FIG. 4.31: Conditions aux limites pour la simulation d'écaillage sur la structure Widmanstätten

dès le premier passage en tension. On notera que cette rupture n'est cependant pas immédiate mais demande un "certain" temps pour se produire.

4.5.3.4 Présentation des résultats

La loi de comportement, introduite en section 5.4.2.1, qui prend en compte les mécanismes de la plasticité cristalline, est alors implémentée dans le code de calcul Abaqus/Standard/Dynamic. L'ensemble des coefficients régissant cette loi a été calculé précédemment pour chacune des deux phases. Les orientations de ces phases sont fixées arbitrairement mais vérifient les relations particulières de Bürgers. Toutes les lamelles de phase α ont la même orientation.

Le temps de calcul, pour cette simulation de tir Ti2, est de l'ordre de 70 heures. Une fois la simulation terminée, nous vérifions l'évolution des contraintes que nous avons appliquées sur les différentes faces du maillage. Les résultats présentés en figure 4.32 correspondent à l'évolution de la contrainte σ_{22-2} relevée sur les éléments de la face supérieure (360 au total).

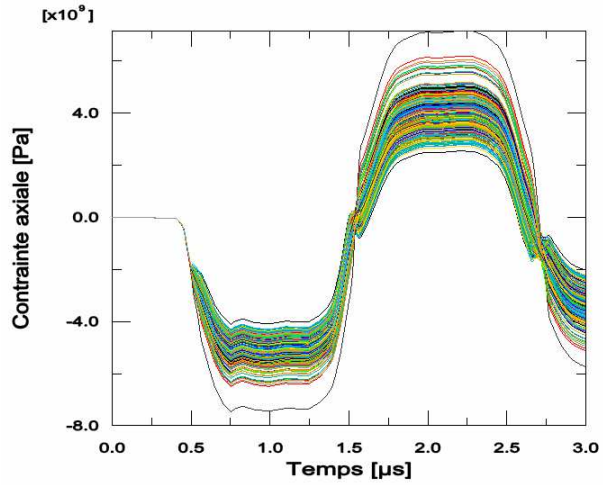


FIG. 4.32: Évolution de la contrainte σ_{22-2} relevée sur les éléments de la face supérieure du maillage

En moyennant ces valeurs, nous obtenons, sur la figure 4.33, une contrainte σ_{22-2}, relevée après calcul, identique à celle obtenue lors de la simulation d'impact en axi-symétrique. De la même manière, les contraintes σ_{11} et σ_{22-1} qui s'exercent sur les autres faces sont vérifiées et tracées sur la figure 4.33.

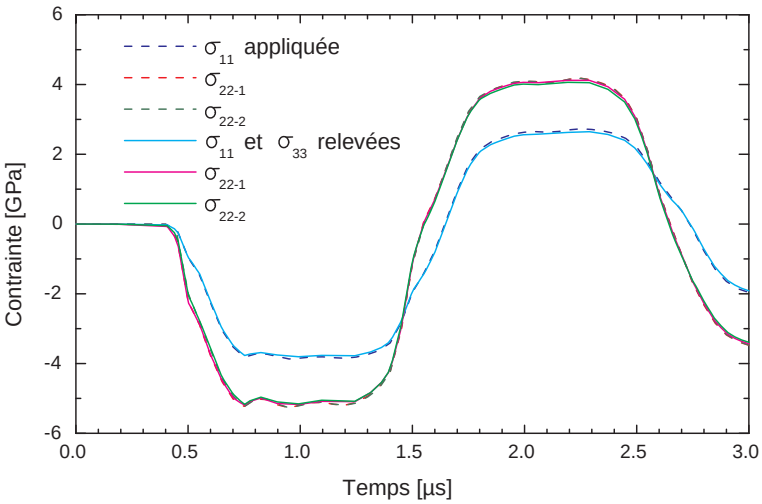


FIG. 4.33: Évolution des contraintes appliquées et relevées après simulation sur les faces du maillage Widmanstätten

Les résultats du calcul sont illustrés sur la figure 4.34. Celle-ci donne le niveau de contrainte σ_{22}, suivant la direction de chargement, dans la partie centrale du maillage à un instant $t = 2.289$ μs. Ce temps correspond à celui où la contrainte axiale est maximale. Par souci de visualisation, seule la phase β est représentée, les lamelles α sont désactivées.

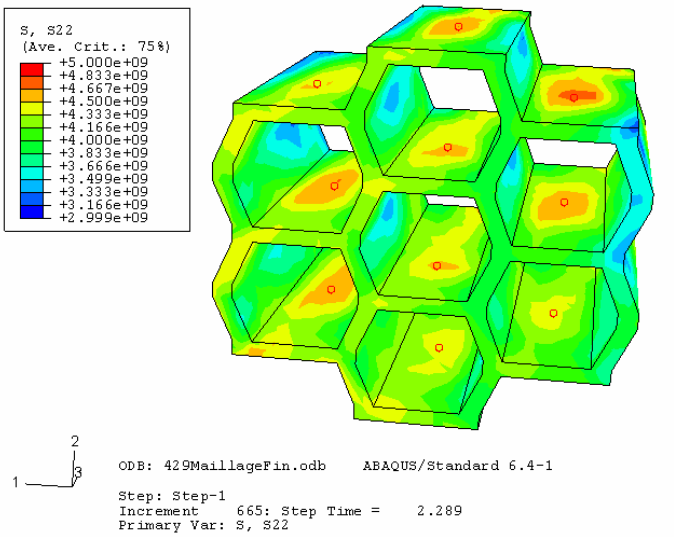


FIG. 4.34: Niveau de contrainte σ_{22} dans le maillage Widmanstätten à $t = 2.289$ μs, seule la partie centrale de la phase β est représentée

Cette simulation révèle des contraintes importantes, de l'ordre de 4.8 GPa, au niveau de l'interface α/β, et particulièrement de part et d'autre des facettes parallèles au plan d'impact. Ces constatations sont similaires aux observations microscopiques, effectuées sur les cibles impactées, qui ont révélé un très grand nombre de sites d'amorçage au niveau de l'interface α/β. Sur la figure 4.34, seul le niveau de contrainte sur les facettes "supérieures" est visible. On notera que le même phénomène apparaît sur les facettes "inférieures". Il est alors possible de calculer, pour les points de ces facettes où la contrainte axiale est maximale (points repérés en rouge sur la figure 4.34), la contrainte normale σ_n et la contrainte de cisaillement τ. Ces dernières permettront de déterminer un critère simple de rupture : le critère de Coulomb qui s'exprime par $f(\underline{\underline{\sigma}}) = |\tau(\underline{n})| + \sigma_n(\underline{n}) \tan\phi - C \leq 0$ où $\underline{n}$ est la normale au plan. Cette surface de charge définit alors les limites du domaine d'élasticité du matériau (figure 4.35).

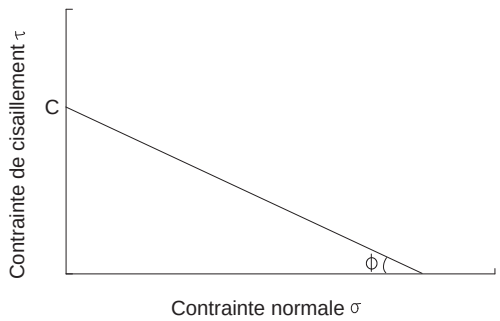


FIG. 4.35: Formulation du critère de Coulomb

On désigne par $\underline{T}(\underline{n})$ le vecteur-contrainte induit au point M par le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ sur une facette de normale $\underline{n}$. Les composantes normales selon $\underline{n}$ et tangentielle, dans le plan de la facette, de $\underline{T}(\underline{n})$ sont respectivement $\sigma_n(\underline{n})$ et $\underline{\tau}(\underline{n})$ tel que

$$\left\{ \begin{array}{c} \underline{T}(\underline{n}) = \underline{\underline{\sigma}}.\underline{n} \\ \sigma_n(\underline{n}) = \underline{n}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{n} \\ \tau^2(\underline{n}) = [\underline{\underline{\sigma}}.\underline{n}]^2 - (\underline{n}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{n})^2 \end{array} \right. \tag{4.51}$$

Si nous voulons les composantes du vecteur-contrainte s'exerçant sur une facette supérieure ou inférieure définie par sa normale $\underline{n}$, nous obtenons

$$\underline{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.52}$$

$$\underline{T}(\underline{n}) = \begin{pmatrix} \sigma_{12} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{32} \end{pmatrix} \tag{4.53}$$

Si nous projetons ce vecteur-contrainte sur l'axe $\underline{n}$ et l'axe perpendiculaire à $\underline{n}$, nous avons

$$\begin{pmatrix} \sigma_n \\ \tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{n}.\underline{T}(\underline{n}) \\ \sqrt{\underline{T}(\underline{n}).\underline{T}(\underline{n}) - \sigma_n^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{22} \\ \sqrt{\sigma_{12}^2 + \sigma_{32}^2} \end{pmatrix} \tag{4.54}$$

Nous constatons que pour déterminer les contraintes normale et de cisaillement aux différents points des facettes parallèles au plan d'impact, il suffit de relever les trois composantes σ_{12}, σ_{22} et σ_{32} du tenseur des contraintes pour chacun de ces points. La figure 4.36 donne un exemple d'une évolution de ces composantes pour le point situé sur la plus haute facette de la figure 4.34.

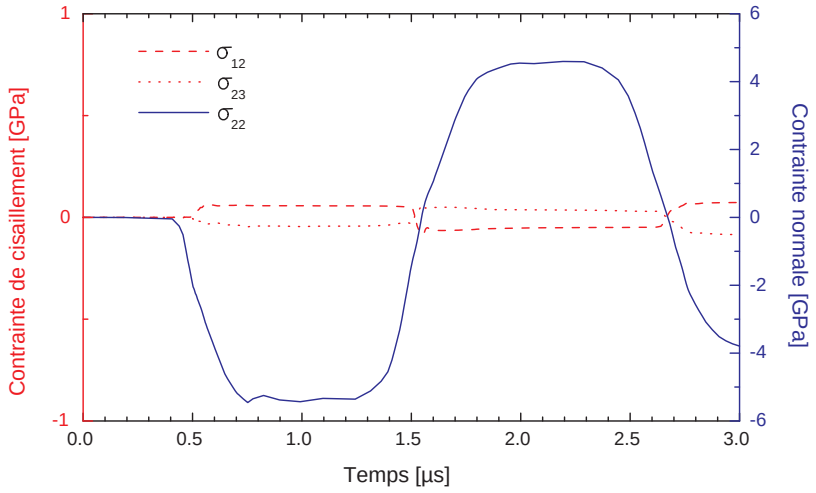


FIG. 4.36: Exemple d'évolution des contraintes σ_{12}, σ_{22} et σ_{32} sur une facette parallèle au plan d'impact

Nous remarquons que la valeur maximale des contraintes σ_{12} et σ_{32}, égale à 60 MPa, est nettement inférieure à celle de la contrainte normale σ_{22} qui vaut 4.6 GPa.

L'ensemble des valeurs (σ_n, τ) ainsi obtenues, pour chaque point des facettes où la contrainte axiale est maximale, est tracé sur la figure 4.37. Les losanges "pleins" correspondent aux valeurs des points situés sur les facettes supérieures, les losanges "vides" aux facettes inférieures.

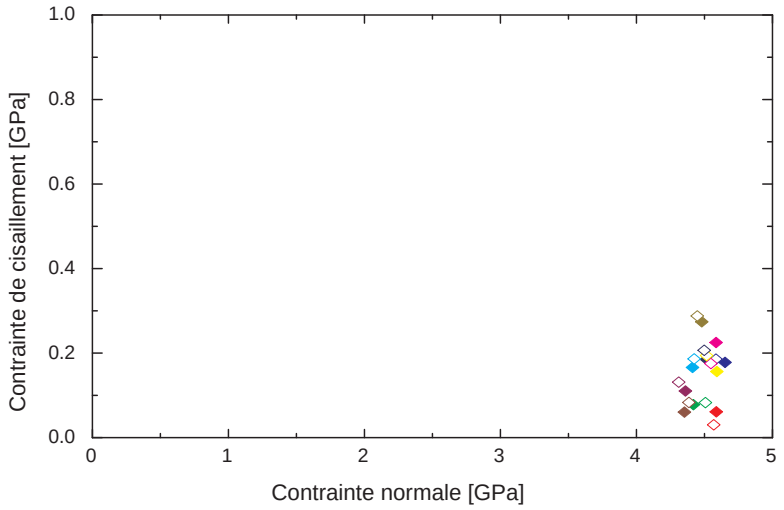


FIG. 4.37: Contrainte normale σ_n et contrainte de cisaillement τ pour les points des facettes où la contrainte axiale est maximale

En moyennant ces valeurs, nous obtenons pour cette simulation une contrainte normale σ_n^{moy} de 4.49 GPa, nettement supérieure à la contrainte de cisaillement τ^{moy} égale à 153 MPa.

Afin d'obtenir un second point référence $(\sigma_n^{moy}, \tau^{moy})$ pour la détermination du critère de rupture, une simulation similaire est effectuée mais, cette fois, avec une direction de chargement différente. Le maillage de la structure Widmanstätten, l'ensemble des coefficients de la loi de comportement, l'orientation des phases α et β ainsi que l'évolution des contraintes appliquées sur les faces du maillage restent identiques, seules les conditions aux limites et initiales changent. Elles sont telles que les ondes de compression puis de détente se propagent maintenant suivant l'axe 1 et non plus l'axe 2.
Les résultats de ce calcul sont illustrés sur la figure 4.38. Celle-ci donne le niveau de contrainte σ_{11}, suivant la direction de chargement, dans la partie centrale du maillage au temps où la contrainte axiale est maximale, à $t = 2.262$ μs. Ce temps est légèrement inférieure à celui de la précédente simulation ($t = 2.289$ μs), ceci est simplement dû au pas de calcul différent pour ces deux simulations et au fait que le fichier "résultat" enregistre tous les cinq incréments. Pour un même souci de visualisation, seule la phase β est représentée.

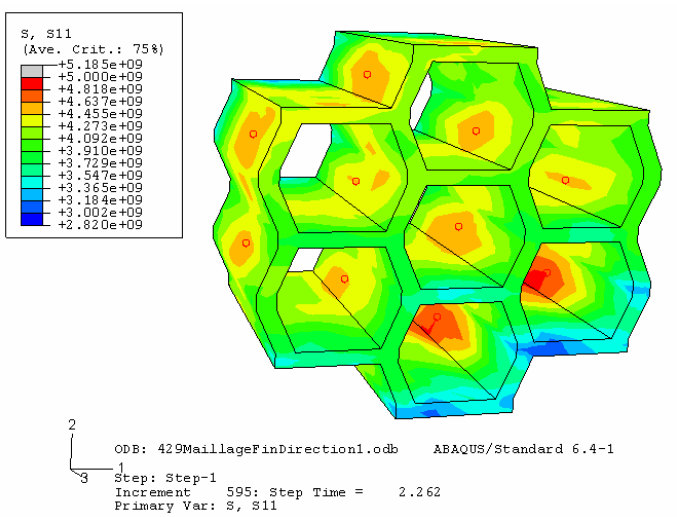


FIG. 4.38: Niveau de contrainte σ_{11} dans le maillage Widmanstätten à $t = 2.262$ μs, seule la partie centrale de la phase β est représentée

Cette simulation révèle également des contraintes importantes, toujours de l'ordre de 4.8 GPa, au niveau de l'interface α/β. Les points sur les facettes où la contrainte σ_{11} est maximale sont repérés en rouge sur la figure 4.38. De la même manière que pour la simulation suivant la direction de chargement 2, il est possible de déterminer la contrainte normale σ et la contrainte de cisaillement τ. Du fait de la géométrie particulière du maillage, les composantes du vecteur-contrainte s'exercent, cette fois-ci, sur les facettes définies par leur normale $\underline{n}$ faisant un angle $\theta = 67^\circ$ avec la direction principale 1.

Nous obtenons alors

$$\underline{n} = \begin{pmatrix} -\sin(\theta) \\ \cos(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \text{ avec } \theta = 67^{\circ} \tag{4.55}$$

En projetant le vecteur-contrainte sur l'axe $\underline{n}$ et l'axe perpendiculaire à $\underline{n}$, nous avons

$$\begin{pmatrix} \sigma_n \\ \tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin^2(\theta)\sigma_{11} - 2\cos(\theta)\sin(\theta)\sigma_{12} + \cos^2(\theta)\sigma_{22} \\ \sqrt{(-s\theta.\sigma_{11} + c\theta.\sigma_{12})^2 + (-s\theta.\sigma_{21} + c\theta.\sigma_{22})^2 + (-s\theta.\sigma_{31} + c\theta.\sigma_{32})^2 - \sigma^2} \end{pmatrix} \tag{4.56}$$

Pour déterminer la valeur de ces contraintes normale et de cisaillement, il suffit alors de relever, pour chacun des points des facettes inclinées d'un angle de 67° par rapport à la direction de chargement, les cinq composantes σ_{11}, σ_{12}, σ_{13}, σ_{22} et σ_{23} du tenseur des contraintes. La figure 4.39 donne un exemple d'une évolution de ces composantes pour le point de la facette située en haut à gauche sur la figure 4.38.

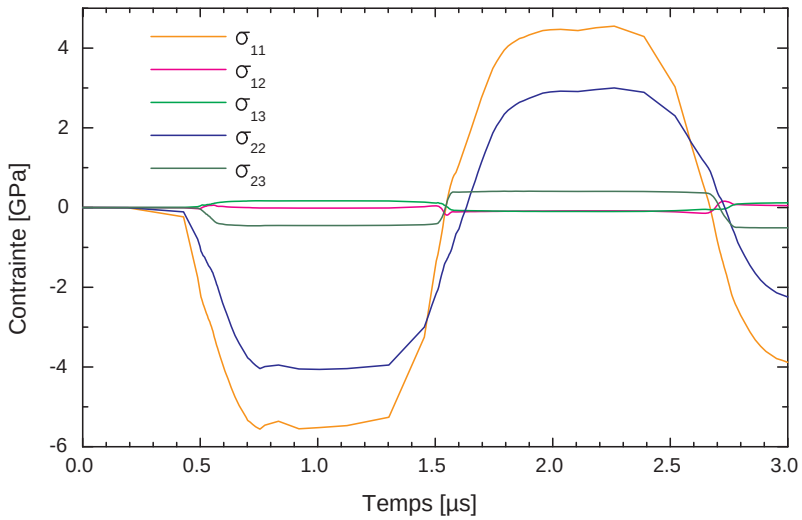


FIG. 4.39: Exemple d'évolution des contraintes σ_{11}, σ_{12}, σ_{13}, σ_{22} et σ_{23} sur une facette inclinée d'un angle de 67° par rapport à la direction de chargement

L'ensemble des valeurs (σ_n, τ) ainsi obtenues pour chaque point des facettes est tracé avec les valeurs de la simulation précédente sur la figure 4.40. Les triangles "pleins" correspondent aux valeurs des points situés sur les facettes "gauche", les triangles "vides" aux facettes "droite".
En moyennant ces valeurs, nous obtenons pour cette simulation une contrainte normale σ_n^{moy} de 4.37 GPa, encore nettement supérieure à la contrainte de cisaillement τ^{moy} égale à 592 MPa.
Nous remarquons sur la figure 4.40 que, quelque soit la direction de chargement, la contrainte normale est quasiment constante, de l'ordre de 4.4 GPa. Le critère de Coulomb énoncé précédemment n'est donc plus adéquat. Pour le tir n°Ti2 que nous venons de simuler, les observations microsco-

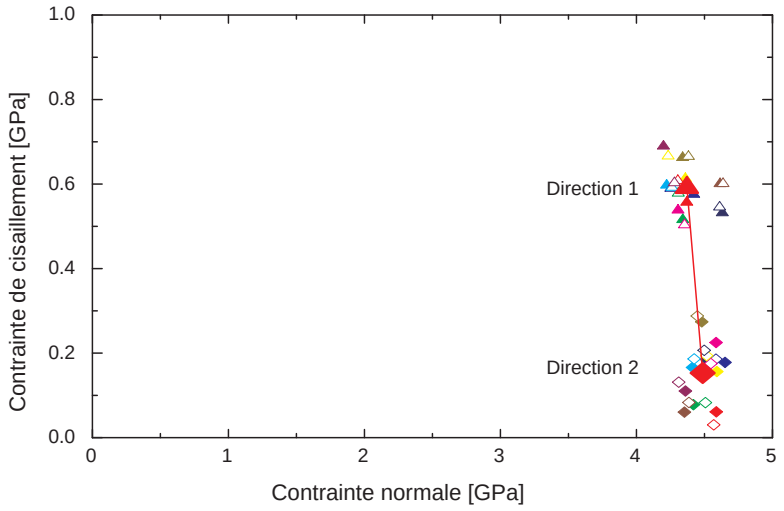


FIG. 4.40: Contrainte normale σ et contrainte de cisaillement τ, pour les points des facettes où la contrainte selon la direction de chargement est maximale, pour une direction d'impact suivant les axes 1 et 2

piques effectuées sur la cible ont révélé un niveau d'initiation de l'endommagement. Ces simulations permettent alors de déduire que :

- le phénomène de nucléation intervient dès lors que la contrainte locale atteint une valeur de 4.4 GPa, appelée contrainte de nucléation σ_{nucl} ou de décohésion σ_d. Elle est obtenue dans le cas où les lamelles sont parallèles au plan d'impact mais cette modélisation doit suffir dans la mesure où cette contrainte est intimement liée à la cohésion des deux phases au niveau de leur interface et que sa valeur doit être indépendante de l'orientation des lamelles ;
- les microvides apparaissent au niveau de l'interface α/β.

Nous nous intéressons ensuite à l'influence de l'orientation initiale (φ_1, ϕ, φ_2) des différentes phases α et β. Des orientations différentes pour ces phases sont alors étudiées. Elles sont fixées arbitrairement et vérifient les relations particulières de Bürgers. Les lamelles α sont toujours parallèles au plan d'impact. Les mêmes simulations de tir n°Ti2 sont effectuées sur le maillage Widmanstätten dans des directions d'impact suivant les axes 1 et 2. La démarche du calcul des valeurs (σ_n, τ) pour chaque point des facettes, où la contrainte selon la direction de chargement est maximale, est identique. Les résultats sont comparés à ceux des simulations effectuées avec la première série d'orientations et présentés sur la figure 4.41. Les cercles et les carrés correspondent respectivement aux valeurs pour une direction de chargement suivant l'axe 1 et 2.
Ces résultats sont globalement similaires. Nous obtenons une contrainte normale quasiment constante, quelque soit la direction de chargement, de l'ordre de 4.55 GPa.

Cette modélisation permet de déterminer une contrainte de décohésion σ_d en bon accord avec les résultats des essais expérimentaux d'impact plaque/plaque effectués. La figure 4.42 présente l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement, ainsi que les différents niveaux d'endommagement observés. Il faut rappeler que l'approche macroscopique par la théorie

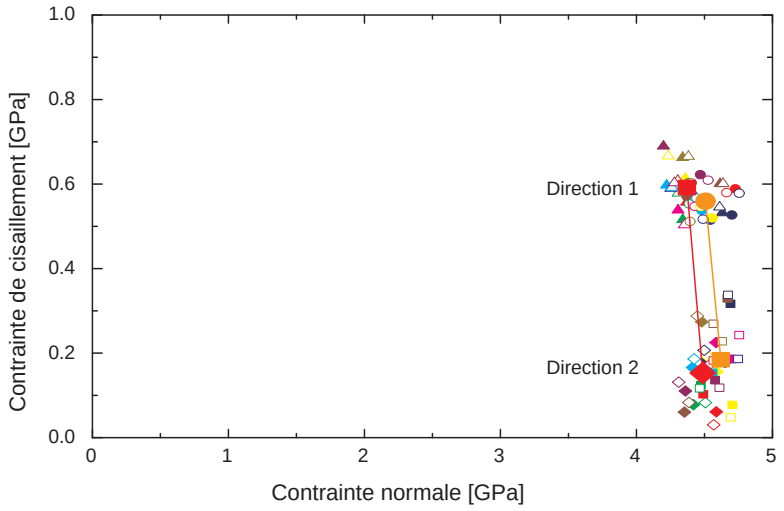


FIG. 4.41: Contrainte normale σ et contrainte de cisaillement τ pour une direction de chargement suivant les axes 1 et 2 et pour deux orientations de phase α différentes

élastique surestime cette contrainte d'écaillage. Pour évaluer la valeur de celle-ci, il faudrait prendre 60% de celle affichée sur la figure 4.42. La courbe d'écaillage obtenue avec les critères 1 et 2 proposés par Klepaczko et décrits en section 2.3.2 est alors tracée en prenant 60% des valeurs des points expérimentaux correspondant à un seuil d'initiation d'endommagement. La valeur de la contrainte de décohésion obtenue par simulation correspond, dans l'hypothèse d'un chargement rectangulaire de type $\sigma(t) = H(t).\sigma$ d'amplitude σ et de durée t_c, à un temps de chargement t_c qui tend vers zéro. En plaçant cette valeur sur la figure, nous observons que la contrainte σ_d semble correcte.

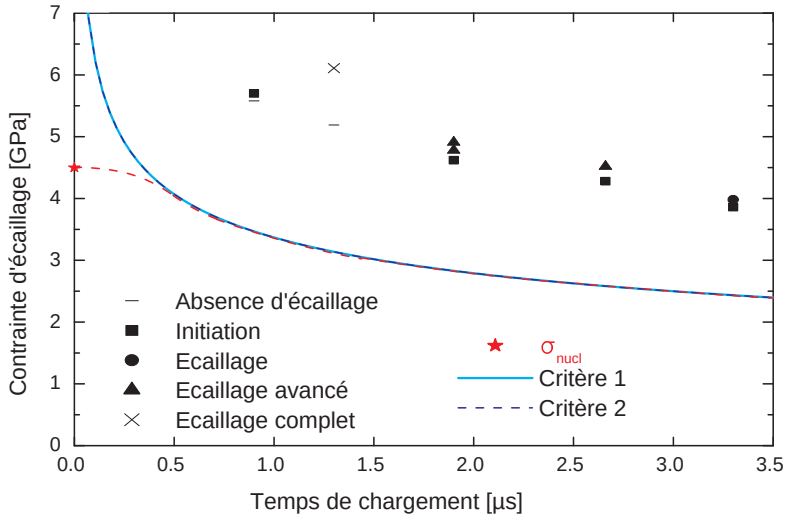


FIG. 4.42: Contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour l'alliage de titane TA6V

4.5.4 Bilan

La loi de comportement micromécanique ainsi que l'ensemble des coefficients calculés pour chacune des phases α et β sont introduits dans le code éléments finis. Un tir, effectué lors de la campagne d'essais sur l'alliage de titane, ayant engendré un niveau d'initiation de l'endommagement, est simulé sur un maillage, de dimensions 33*30*15 μm, représentant la microstructure lamellaire du matériau. Les conditions aux limites à appliquer sur ce maillage sont déterminées à partir d'une simulation d'impact plaque/plaque pour laquelle les données expérimentales du tir (épaisseurs de la cible et de l'impacteur, vitesse d'impact) sont respectées. La modélisation de cette structure particulière tient compte des observations microscopiques. Les grandeurs caractéristiques des deux phases (proportions, épaisseurs, longueurs) sont conservées.
Différentes directions de chargement mettent en évidence l'apparition de contraintes importantes au niveau de l'interface α/β et le rôle essentiel que joue la contrainte normale dans le phénomène de nucléation. Il est par ailleurs observé que ce phénomène apparaît dès lors que la contrainte locale atteint une valeur de l'ordre de 4.5 GPa.

4.6 Conclusions et perspectives

Ce chapitre donne tout d'abord une vue d'ensemble des différents mécanismes de déformation de l'alliage de titane TA6V. La plupart des études portant sur ce sujet considère que la déformation de l'alliage n'est contrôlée que par la phase α majoritaire ; la phase β ne jouant qu'un rôle d'accommodation de la déformation. Le comportement individuel de chacune des phases est alors étudié respectivement par analogie à celui des métaux à structure hexagonale compacte et à structure cubique centrée. En ce qui concerne le comportement global du matériau, il a été mis en évidence l'existence de relations d'orientations particulières entre ces phases pouvant favoriser la concentration de contrainte à l'interface α/β.

La loi de comportement micromécanique utilisée pour la modélisation du phénomène de nucléation a ensuite été introduite. Elle repose sur un modèle cristallin développé au sein du laboratoire prenant en compte les mécanismes de la plasticité cristalline. Les outils déjà développés sur les CC sont modifiés pour la phase α de structure hexagonale compacte et appliqués pour nos simulations sur l'alliage de titane. L'ensemble des coefficients régissant cette loi est déterminé pour les phases α et β à partir de comparaisons successives de courbes contrainte - déformation obtenues par simulations numériques d'essai de traction avec des courbes expérimentales relevées dans la littérature. Des simulations d'essai de traction sur des maillages représentant au mieux et simplement la microstructure du TA6V, en incorporant les différents coefficients calculés pour chacune des phases, ont permis de vérifier l'exactitude de ces paramètres.

Des simulations de tirs réalisés lors de la campagne d'essais ont finalement été effectuées sur un maillage représentatif de la structure lamellaire du matériau ; ceci afin de déterminer la contrainte de décohésion en prenant compte de la microstructure particulière du TA6V. Ce maillage respecte les dimensions ainsi que les proportions des différentes phases. Les conditions aux limites à appliquer sont obtenues lors d'une simulation d'essai d'impact plaque/plaque pour laquelle les données expérimentales du tir sont conservées. Cette simulation permet en effet de déterminer les évolutions des contraintes qui, au cours de l'impact, s'exercent sur un élément de dimensions 33*30 μm situé au centre de la cible. Ces données sont par la suite appliquées au maillage représentatif du TA6V de même dimension. Ces simulations ont mis en évidence que le phénomène de nucléation des microvides apparaît au niveau de l'interface α/β lorsque la contrainte locale atteint une valeur critique de l'ordre de 4.5 GPa.

Notre modélisation a permis de déterminer une contrainte de décohésion en accord avec les résultats des essais expérimentaux d'impact plaque/plaque. Même si la modélisation proposée nécessite quelques ajustements, les résultats semblent prometteurs. Elle fera donc l'objet d'une étude plus approfondie afin d'améliorer les points sensibles. Il s'agira notamment d'affiner la microstructure du maillage, la rendre moins symétrique et plus représentative de l'alliage de titane. En ce qui concerne la contrainte de décohésion obtenue, elle sera par la suite incorporée dans le modèle mésoscopique décrit en chapitre 3.

4.7 Synthèse

En résumé, dans ce chapitre, ont été abordés successivement les thèmes suivants :

- l'étude des mécanismes de déformation dans les phases α et β par analogie à ceux des métaux à structure hexagonale compacte et à structure cubique centrée ;

- la description et la modélisation du comportement plastique des matériaux polycristallins ;
- la formulation de la loi de comportement micromécanique introduite dans le code d'éléments finis et utilisée pour les simulations du phénomène de nucléation. L'ensemble des coefficients régissant cette loi est déterminé pour chacune des deux phases α et β ;
- la détermination de la contrainte de décohésion en considérant la microstructure particulière de l'alliage de titane TA6V.

Conclusions et perspectives

Deux objectifs avaient été fixés initialement lors de cette étude :

- le premier concernait une approche expérimentale permettant d'étudier l'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques, en l'occurrence la technique d'impact plaque/plaque. Il s'agissait d'identifier les mécanismes physiques conduisant à l'écaillage dans l'alliage de titane TA6V et d'analyser le rôle joué par la microstructure sur le phénomène d'amorçage des microvides ;
- le second était relatif à la formulation d'un modèle mésoscopique de rupture s'inspirant des mécanismes physiques qui interviennent au cours de la rupture par écaillage. Il était question de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture à partir d'observations post-mortem du matériau écaillé.

Avant de s'intéresser au comportement du titane sous sollicitations dynamiques, une caractérisation microstructurale et mécanique du matériau a été effectuée dans le chapitre 1 afin de disposer d'une bonne connaissance de son état de référence. Un rapide état de l'art des propriétés et caractéristiques du titane et de ses alliages était indispensable pour aborder l'expertise de la nuance de notre titane. L'état métallurgique ainsi que le comportement mécanique dans un large domaine de sollicitations du TA6V ont ensuite été analysés. Ces études ont révélé une microstructure biphasée lamellaire, fortement influencée par le processus d'élaboration, qui conditionne en tout premier lieu les propriétés mécaniques et qui apparaît comme un élément essentiel dans l'analyse de l'endommagement. Un état des lieux des connaissances expérimentales sur l'endommagement dynamique par écaillage de l'alliage de titane TA6V s'est également avéré nécessaire afin d'examiner les résultats disponibles dans la littérature et de se familiariser avec la technique d'impact plaque/plaque.

Afin de répondre au premier objectif, des essais expérimentaux d'impact sur un lanceur à gaz de 57 mm de diamètre, capable d'atteindre des vitesses de projectile de l'ordre de 600 m/s, ont été réalisés sur le TA6V dans le chapitre 2. Cette technique a permis d'étudier l'endommagement et la rupture par écaillage du matériau à la fois de manière quantitative, à partir de la contrainte critique d'écaillage calculée pour plusieurs temps de chargement compris entre 0.9 et 3.3 μs, et de manière qualitative, à partir de l'analyse du rôle joué par la microstructure. Différentes observations en microscopie électronique à balayage ont été effectuées sur une cible de TA6V écaillée. Les processus bien connus d'amorçage, de croissance et de coalescence de microfissures ont été identifiés et décrits. Le TA6V présente un faciès de rupture ductile. L'amorçage des vides se fait à l'interface α/β dans la lamelle α. Deux localisations des vides ont été observées selon l'orientation des lamelles. La croissance de l'endommagement résulte de l'augmentation du nombre et de la taille des cavités qui

s'opère par propagation de microfissures dans une direction parallèle au plan d'impact rejoignant les microvides voisins. La coalescence est le résultat de la localisation de la déformation plastique entre les microfissures situées dans des plans parallèles provoquant l'apparition de bandes de cisaillement. La rupture de ces segments de liaison forme alors une fissure macroscopique de profil dit "en escalier".

S'appuyant sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux, la suite de l'étude (chapitre 3) a été consacrée au second objectif, à savoir la formulation d'un modèle mésoscopique de rupture au sens statistique. Cette approche mésoscopique était intéressante sur de nombreux aspects puisqu'elle permettait notamment d'interpréter les principaux mécanismes physiques intervenant au cours de la rupture sans tomber dans une trop grande complexité. Les trois étapes successives de la rupture par écaillage ont été mises en équations. Le modèle obtenu a permis de déterminer la contrainte seuil d'écaillage ainsi que le temps de rupture à partir d'observations post-mortem du matériau écaillé. Malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices de ce modèle, les résultats obtenus dans le cas de l'alliage de titane TA6V sont prometteurs et en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Une fois les objectifs initiaux atteints, certains points sensibles du modèle mésoscopique, notamment la non-prise en compte de la microstructure particulière du matériau ou encore le nombre important de coefficients, nous ont poussé vers une approche numérique. La première étape de la modélisation, à savoir l'étape d'amorçage des microvides, a donc été étudiée par la méthode des éléments finis. Les autres étapes feront également l'objet d'une étude dans de futurs développements. Cette approche nous a permis de déterminer la contrainte de décohésion et de réduire par la même occasion le nombre de paramètres, en prenant compte de l'effet de la microstructure particulière de l'alliage de titane TA6V sur le phénomène de nucléation des microvides.
Une loi de comportement micromécanique, prenant en compte les mécanismes de la plasticité cristalline a alors été implémentée dans un code de calcul éléments finis dans lequel des simulations d'essais d'impact sur un maillage représentatif de la microstructure du TA6V ont été effectuées. Ce maillage s'est inspiré des observations microscopiques. Bien que notre modélisation ait permis de déterminer une contrainte de décohésion en accord avec les résultats des essais expérimentaux, elle nécessite quelques ajustements et fera l'objet d'une étude plus approfondie. Il s'agira notamment d'affiner la microstructure du maillage afin de la rendre plus représentative de celle du matériau.

Bibliographie

[Abaqus, 2002] Abaqus, version 6.4. Hibbitt, Karlson and Sorensen. Inc, Pawtucket, RI 02860, USA, 2002

[Ankem et Margolin, 1986] Ankem S., Margolin H. A rationalization of stress strain behaviour of two ductile phase alloy. Met. Trans., 1986, vol. 17A, pp. 2209-2226.

[Akhtar et Teghtsoonian, 1975] Akhtar A., Teghtsoonian E. Prismatic slip in α titanium single crystals. Met. Trans., 1975, vol. 6A, pp. 235-244.

[Arrieta et Espinosa, 2001] Arrieta H.V., Espinosa H.D. The role of thermal activation on dynamic stress induced inelasticity and damage in Ti-6Al-4V. Mech. of Mater., 2001, vol. 33, pp. 573-591.

[Balasubramanian et Anand, 2002] Balasubramanian S., Anand L. Plasticity of initially textured hexagonal polycrystals at high homologous temperatures : application to titanium. Acta Mater., 2002, vol. 50, pp. 133-148.

[Banerjee et al., 1993] Banerjee D., Gogia A.K., Nandy T.K., Muraleedharan K. Mishra R.S. In : Structural intermetallics. Eds. R. Darshia, J.J. Lewandowski, C.T. Liu, P.L. Martin, D.B. Miracle, M.V. Nathal, Warrendale, The Mater. Soc., 1993, pp. 19.

[Barker et Hollenbach, 1972] Barker L.M., Hollenbach R.E. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. J. of Appl. Phys., 1972, vol. 43, pp. 11.

[Barrett et al., 1937] Barrett C.S., Ansel G., Mehl R.F. Slip twinning and cleavage in iron and silicon ferrite. Trans. A.S.M., 1937, pp. 702-736.

[Barton et Dawson, 2001] Barton N.R., Dawson P.R. On the spatial arrangement of lattice orientations in hot-rolled multiphase titanium. Modeling Simul. Mater. Sci. Engng., 2001, vol. 9, pp. 433-463.

[Bhattacharyya et al., 2001] Bhattacharyya A., El-Danal E., Kalidindi S., Doherty R. Evolution of grain scale microstructure during large strain simple compression of polycrystalline aluminium with quasi columnar grains : OIM measurements and numerical simulations. Int. J. Plast., 2001, vol. 17, pp. 861-889.

[Boidin et al., 2003] Boidin X., Chevrier P., Klepaczko J.R. Validation of a fracture model based on mesoscale approach for spalling of hard steel and aluminium alloy. J. Phys. IV France, 2003, vol. 110, pp. 550-845.

[Boidin et al., 2005] Boidin X., Chevrier P., Klepaczko J.R., Sabar H. Identification of damage mechanism and validation of a fracture model based on mesoscale approach in spalling of titanium alloy. Int. J. of Solids and Struct., 2005.

[Bonnet, en cours] Bonnet N. Thèse en cours

[Bonnet et al., 2005] Bonnet N., Favier V., Ben Zineb T., Lipinski P. Comportement mécanique des films minces en emboutissage. Colloque national Mecamat : Mécanismes et mécanique du comportement, de la rupture des matériaux sous sollicitations dynamiques. Aussois, 2005.

[Boustie, 1991] Boustie M. Etude de l'endommagement dynamique sous l'action d'une onde de choc induite par une impulsion laser de forte puissance dans une cible solide. Thèse, Université de Poitiers, 1991.

[Bürgers, 1934] Bürgers W.G. Metallwirstchaft, 1934, vol. 13, pp. 785.

[Buy, 1996] Buy F. Etude expérimentale et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire du chargement. Thèse, Université de Metz, 1996.

[Cailletaud, 1987] Cailletaud G. Une approche micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux. Thèse, Université de Paris 6, 1987.

[Chevrier, 1998] Chevrier P. Mécanique et méso-mécanique de l'écaillage, essais expérimentaux et critères de rupture : étude d'un alliage d'aluminium et d'un acier de blindage. Thèse, Université de Metz, 1998.

[Chevrier et Funfrock, 1994] Chevrier P., Funfrock F. Automatisation et informatisation du fonctionnement d'un canon à gaz haute performance, et étude de l'endommagement dynamique d'un alliage d'aluminium soumis à une onde plate induite par un impact plaque/plaque. Final Engng. Report, Université de Metz, 1994.

[Chevrier et Klepaczko, 1999] Chevrier P., Klepaczko J.R. Spall fracture : mechanical and microstructural aspects. Engng. Fract. Mech., 1999, vol. 63, pp. 273-294.

[Chichili et al., 1998] Chichili D.R., Ramesh K.T., Hemker K.J. The high-strain-rate response of alpha-titanium : experiments, deformation mechanisms and modeling. Acta Mater., 1998, vol. 46, pp. 1025-1043.

[Chin, 1972] Chin G.Y. Competition among {110}, {112} and {123} < 111 > slip modes in bcc metals. Metal. Trans., 1972, vol. 3A, pp. 2213-2216.

[Church et al., 2003] Church P., Cullis I., Bardilas A., Cogar J., Proud W.G., Hammond R.I. An investigation into spallation of titanium alloy using plate impact experiments and simulation. J. Phys. IV France, 2003, vol. 110, pp. 779-784.

[Churchman, 1954] Churchman A.T. The slip modes of titanium and the effect of purity on their occurrence during tensile deformation of single crystals. Proc. R. Soc., 1954, vol. 226A, pp. 216-226.

[Combres, 1999] Combres Y. Propriétés du titane et de ses alliages. Traité matériaux métalliques, 1999, vol. M557, pp. 3.

[Combres et Blandin, 1995] Combres Y., Blandin J.J. Titanium Science and Technology, 1995, pp. 864.

[Curran et al., 1987] Curran D.R., Seaman L., Shockey L. Dynamic failure of solids. Physics reports, 1987, vol. 5, Amsterdam, North-Holland, n°147, pp. 253-388.

[El-Magd et Abouridouane, 2003] El-Magd E., Abouridouane M. Influence of strain rate and temperature on the compressive ductility of Al, Mg and Ti alloys. J. Phys. IV France, 2003, vol. 110, pp. 15-20.

[Essman et Mughrabi, 1979] Essman U., Mughrabi H. Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities. Phil. Mag., 1979, vol. 40A, pp. 731-756.

[Estrin et Mecking, 1984] Estrin Y., Mecking H. A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one parameter models. Acta Metall., 1984, vol. 32, pp. 57-70.

[Follansbee et Gray, 1989] Follansbee P.S., Gray G.T. An analysis of the low temperature, low and high strain rate deformation of Ti-6Al-4V. Metall. Trans., 1989, vol. 20A, pp. 863-874.

[Franciosi, 1984] Franciosi P. Etude thèorique et expérimentale du comportement élastoplastique des monocristaux métalliques se déformant par glissement : modélisation pour un chargement complexe quasi-statique. Thèse, Université de Paris 13, 1984.

[François et al., 1995] François D., Pineau A., Zaoui A. Comportement mécanique des matériaux. Tomes 1 et 2. Paris : Editions hermès, 1995.

[Gilman, 1960] Gilman J.J. Direct measurements of surface energies of crystals. J. of Appl. Phys., 1960, vol. 31, pp. 2208-2218.

[Golubev et al., 1983] Golubev W.K., Movikov S.A., Sobolev Ju.S., Yukina N.A. On characteristics of spall failure of copper, nickel, titanium and iron

in the temperature range -196°C...800°C. Problems of strength, 1983, vol. 3, pp. 78.

[Gray III, 1990] Gray III G.T. Shock recovery experiments : an assessment. In : Shock compression of condensed matter. Eds. S.C. Schmidt, J.N. Johson and L.W. Davison, Amsterdam, 1990, pp. 407-414.

[Gray III, 1998] Gray III G.T. Shock induced defects in bulk materials. Mater. Res. Symp. Proc., 1998, vol. 499, pp. 87.

[Hanim, 1998] Hanim S. Modélisation de l'écaillage d'un aluminium et d'un acier, effet de la température initiale. Thèse, Université de Metz, 1998.

[Hanim et Klepaczko, 1999] Hanim S., Klepaczko J.R. Numerical study of spalling in an aluminium alloy 7020-T6. Int. J. of Imp. Engng., 1999, vol. 22, pp. 649-673.

[Hardie et Ouyang, 1999] Hardie D., Ouyang S. Effect of hydrogen and strain rate upon the ductility of mill-annealed Ti-6Al-4V. Corrosion Sci., 1999, vol. 41, pp. 155-177.

[Harding, 1975] Harding J. Archives of Mechanics, 1975, vol. 27, pp. 715.

[Hasija et al., 2003] Hasija V., Ghosh S., Mills M.J., Joseph D.S. Deformation and creep modeling in polycristalline Ti-6Al alloys. Acta Mater., 2003, vol. 51, pp. 4533-4549.

[Helbert et al., 1998] Helbert A.L., Feaugas X., Clavel M. Effects of microstructure parameters and back stress on damage mechanisms in titanium alloys. Acta Mater., 1998, vol. 46, pp. 939-951.

[Hoc, 1999] Hoc T. Etudes expérimentale et numérique de la localisation lors de changements de trajets dans un acier doux. Thèse, Ecole centrale Paris, 1999.

[Humbert et al., 1995] Humbert M., Wagner F., Moustahfid H., Esling C. Determination of the orientation of a parent β grain from the orientations of the inherited α plates in the phase transformation from body-centered cubic to hexagonal close packed. J. Appli. Cryst., 1995, vol. 28, pp. 571-576.

[Jaoul et Gonzalez, 1960] Jaoul B., Gonzalez D. Déformation plastique de monocristaux de fer. J. Mech. Phys. Soc., 1960, vol. 9, pp. 16-38.

[Jones et Hutchinson, 1981] Jones L.P., Hutchinson W.B. Stress state dependence of slip in Ti-6Al-4V and other hcp metals. Acta Metall., 1981, vol. 29, pp. 2091.

[Kahveci et Welsch, 1986] Kahveci A.I., Welsch G.E. Effect of oxygen on the hardness and α/β phase ratio of Ti-6Al-4V alloy. Scripta Metall., 1986, vol. 20A, pp. 1287-1290.

[Kanel et Petrova, 1981] Kanel G.I., Petrova E.N. The strength of titanium BT6 at shock wave loading. In : II workshop on detonation, Chernogolovka, 1981, pp. 136-142.

[Kanel et al., 2003] Kanel G.I., Razorenov S.V., Zaretsky E.B., Hermann B. Impact response of titanium alloys at elevated temperatures. J. Phys. IV France, 2003, vo. 110, pp. 839-844.

[Kanninen et Popelar, 1985] Kanninen M.F. Popelar C.H. Advanced fracture mechanics. Oxford engineering series 15, Oxford University Press, 1985, vol. 32.

[Keh et Nakada, 1967] Keh A.S., Nakada Y. Plasticity of iron single crystals. Canadian J. of Phys., 1967, vol. 45, pp. 1101-1120.

[Keh et Nakada, 1968] Keh A.S., Nakada Y. Yielding, plastic flow and dislocation substructure in iron single crystals. Trans. J.I.M., 1968, vol. 9, pp. 876-884.

[Kelly et Groves, 1970] Kelly A., Groves G.W. Crystallography and crystal defects, Herndon, VA : TechBooks, 1970.

[Khan et al., 2004] Khan A.S., Suh Y.S., Kazmi R. Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys. Int. J. of Plast., 2004, vol. 20, pp. 2233-2248.

[Klepaczko, 1988] Klepaczko J.R. A general approach to rate sensitivity and constitutive modelling of BCC metals. In : Effects of fast transient loadings, Rotterdam, 1988, pp. 3-35.

[Klepaczko, 1990] Klepaczko J.R. Dynamic crack initiation, some experimental methods and modelling. In : Crack dynamics in metallic materials. Eds. J.R. Klepaczko, Spinger-Verlag, Vienna, 1990, pp. 255.

[Klepaczko et Chevrier, 2003] Klepaczko J.R., Chevrier P. A meso-model of spalling with thermal coupling for hard metallic materials. Engng. Fract. Mech., 2003, vol. 70, pp. 2543-2558.

[Klepaczko et Duffy, 1982] Klepaczko J.R., Duffy J. Strain rate history effects in bcc metals, mechanical testing for deformation model development. Eds. R.W. Rohde, J.C. Swearengen. American society for testing and materials, 1982.

[Kobayashi et al., 1991] Kobayashi A., Takeda N., Ogihara S., Li Y.C. On strain rate sensitivity of beta titanium alloys. J. of Phys. IV, 1991, vol. 1, pp. 209.

[Kocks, 1976] Kocks U.F. Laws for work hardening and low temperature creep. J. Engng. Mat. Tech., 1976, vol. 98, pp. 76-85.

[Kutsar et al., 1982] Kutsar A.R., Pavlovski M.N., Kommisarov V.V. Observation of a two wave shock configuration in titanium. JETP Letters, 1982, vol. 35, pp. 108-112.

[Lecomte, 2000] Lecomte J.S. Etude de la plasticité de l'alliage TA6V entre 25 et 800°C. Thèse, Université de Metz, 2000.

[Lee et Lin, 1998] Lee W.S., Lin C.F. Plastic deformation and fracture behaviour of Ti-6Al-4V alloy loaded with high strain rate under various temperatures. Mater. Sci. Engng., 1998, vol. A241 pp. 855-860.

[Lipinski et Berveiller, 1989] Lipinski P. Berveiller M. Elastoplasticity of micro-inhomogeneous metals at large strains. Int. J. of Plast., 1989, vol. 5, pp. 149-172.

[Louchet et Kubin, 1979] Louchet F., Kubin L.P. In situ deformation of bcc crystals at low temperatures in a high-voltage electron microscope dislocation mechanisms and strain rate equation. Phil.Mag., 1979, vol. 39A, pp. 433-454.

[Majorell et al., 2002] Majorell A., Srivatsa S., Picu R.C. Mechanical behavior of Ti-6Al-4V at high and moderate temperature - Part I : Experimental results. Mat. Sci. and Engng., 2002, vol. A326, pp. 297-305.

[Marchand et Duffy, 1988] Marchand A., Duffy J. An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in structural steel. J. of the Mech. and Phys. of Solids, 1988, vol. 36, pp. 251-283.

[Me-Bar et al., 1987] Me-Bar Y., Boas M., Rosemberg Z. Spall studies on Ti-6Al-4V. Mater. Sci. Engng., 1987, vol. 85, pp. 77.

[Mecking et Kocks, 1981] Mecking H., Kocks U.F. Kinetics of flow and strain hardening. Acta Metall., 1981, vol. 29, pp. 1865-1875.

[Meester et al., 1975] Meester B., Doner M., Conrad H. Deformation kinetics of the Ti-6Al-4V alloy at low temperatures. Metall. Trans., 1975, vol. 6A, pp. 65-74.

[Mescheryakov et Divakov, 2001] Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K. Affect of shock induced phase transformation on dynamic strength of titanium alloys. Int. J. of Imp. Engng., 2001, vol. 26, pp. 497-508.

[Mescheryakov et al., 2000] Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K., Zhigacheva N.I. Shock induced phase transformation and vortex instabilities in shock loaded titanium alloys. Shock waves, 2000, vol. 10, pp. 43-56.

[Meyer, 1984] Meyer L.W. Strength and ductility of a titanium alloy Ti-6Al-4V in tensile and compressive loading under low, medium and high rates osf strain. In : Titanium science and technology. Eds. G. Lutjering, U. Zwicker and W. Bunk, Deutsche gessellschaft fur metallkunde, 1984, pp. 1851-11858.

[Meyers, 1994] Meyers M.A. Dynamic behavior of materials. John Wiley & Sons, 1994.

[Meyers et Aimone, 1983] Meyers M.A., Aimone C.T. Dynamic fracture of metals. Progress in materials science, 1983, vol. 28, pp. 1-96.

[Meyers et al., 1994] Meyers M.A., Subhash G., Kad B.K., Prasad L. Evolution of microstructure and shear band formation in hcp titanium. Mech. of Mat., 1994, vol. 17, pp. 175-193.

[Montheillet et Moussy, 1986] Montheillet F., Moussy F. Physique et mécanique de l'endommagement. Les Ulis : Les Editions de Physique, 1986.

[Nabarro, 1947] Nabarro F.R.N. Dislocations in a simple cubic lattice. Proc. of the Phys. Soc., 1947, vol. 59, pp. 256-272.

[Naka, 1983] Naka S. Etude des mécanismes de déformation plastique à basse température de monocristaux de titane α. Thèse, Université de Paris-Sud, 1983.

[Nemat-Nasser et al., 1999] Nemat-Nasser S., Guo W.G., Cheng J.Y. Mechanical properties and deformation mechanisms of a commercially pure titanium. Acta Mater., 1999, vol. 47, pp. 3705-3720.

[Nemat-Nasser et al., 2001] Nemat-Nasser S., Guo W.G., Nesterenko V.F., Indrakanti S.S., Gu Y.B. Dynamic response of conventional and hot isostatically pressed Ti-6Al-4V alloys : experiments and modeling. Mech. of Mater., 2001, vol. 33, pp. 425-439.

[Niimoni, 1990] Niimoni M. The effect of deformation induced transformation on the fracture toughness of commercial titanium alloy. Met. Trans., 1990, vol. 21A, pp. 1733-1744.

[Orowan, 1948] Orowan E. Fracture and strength of solids. Reports on Progress in Physics, 1948, vol. 12, pp. 185-232.

[Ouchi et al., 1998] Ouchi C., Iizumi H., Mitao S. Effects of ultra-high purification and addition of interstitial elements on properties of pure titanium and titanium alloy. Mat. Sci. and Engng., 1998, vol. 243, pp. 186-195.

[Paton et al., 1973] Paton N.E., Williams J.C., Rauscher G.P. Titanium science and technology. Jaffee R.I., Burte H.M., eds., Plenum press, New-York, 1973, pp.1049-1069.

[Peierls, 1940] Peierls R.E. The size of a dislocation. Proc. of the Phys. Soc., 1940, vol. 52, pp. 34-37.

[Peirce et al., 1983] Peirce D., Asaro R.J., Needleman A. Material rate dependance and localized deformation in crystalline solids. Acta Metall., 1983, vol. 31, pp. 1951-1976.

[Perilla et Sevillano, 1995] Perilla J.A.M., Sevillano J.G. Two dimensional sections of the yieldlocus of a Ti-6Al-4V alloy with a strong transverse type crystallographic α-texture. Mat. Sci. and Engng., 1995, vol. 201A, pp. 103-110.

[Rauch, 1993] Rauch E.F. Etude de l'écrouissage des métaux - Aspects microstructuraux et loi de comportement. Thèse, Institut Nationale Polytechnique de Grenoble, 1993.

[Rinehart, 1952] Rinehart J.S. Scabbing of metals under explosive attack : multiple scabbing. J. of Appl. Phys., 1952, vol. 23, pp. 1229-1233.

[Rollett, 1988] Rollett E.A.D. Strain hardening at large strains in aluminum alloys. Thèse, Drexel University, 1988.

[Romanchenko et Stepanov, 1980] Romanchenko V.I., Stepanov G.V. Dependance of the critical stresses on the loading time parameters during spall in copper, aluminium and steel. Zhurnal Prikladnoi Mekhanini i Tekhnicheskoi Fiziki (translated from), 1980, vol. 4, pp. 141-147.

[Roy, 2003] Roy G. Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. Thèse, Université de Poitiers, 2003.

[Schmid et Siebel, 1931] Schmid E.,Siebel G. Zeitschrift für elektrochemie und angewandte physikatroche chemie, 1931, vol. 37, pp. 447-459.

[Schroder et Duering, 1984] Schroder G., Duering T.W. Titanium Science and Technology, 1984, pp. 585.

[Seo et al., 2005] Seo S., Min O., Yang H. Constitutive equation for Ti-6Al-4V at high temperature measured using the SHPB technique. Int. J. of Impact Engng., 2005, vol. 31, pp. 735-754.

[Sergueeva et al., 2001] Sergueeva A.V., Stolyarov V.V., Valiev R.Z., Mukherjee A.K. Advanced mechanical properties of pure titanium with ultrafine grained structure. Scripta Mater., 2001, vol. 45, pp. 747-752.

[Sevillano, 1993] Sevillano J.G. Flow stress and work hardening. In : Mater. Sci. and Tech. A comprehensive treatment. Eds. R.W. Cahn, P. Haasen, E.J. Kramer, 1993, pp. 19-88.

[Sikka et al., 1982] Sikka S.K., Vohra Y.K., Chidambaram R. Omega phase in materials. Prog. Mater. Sci., 1982, vol. 27, pp. 245.

[Solimine et Lissenden, 2004] Solimine P.A., Lissenden C.J. Fatigue of beta-titanium alloy at 20, 482 and 648°C. Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 2004,vol. 27, pp. 943-955.

[Speight et Taylor, 1986] Speight C.S., Taylor P.F. Metallurgical applications of shockwave and high strain rate phenomena. In : Murr L.E., Standhammer K.P., Taylor P.F. Eds., International Conference Portland, USA, 1986.

[Spitzig et Keh, 1970] Spitzig W.A., Keh A.S. Orientation dependance of the strain rate sensitivity and thermally activated flow in iron single crystals. Acta Metall., 1970, vol. 18, pp. 1021-1033.

[Suffis, 2004] Suffis A. Développement d'un modèle d'endommagement à taux de croissance contrôlé pour la simulation robuste de ruptures sous impacts. Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.

[Tabourot, 1992] Tabourot L. Loi de comportement élastoviscoplastique du monocristal en grandes déformations. Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992.

[Takahashi et al., 1997] Takahashi T., Asano K., Hasegawa K., Hasegawa T. Alloying effect of vanadium on the structure and strength of γ-phase titanium aluminides with aluminum-rich compositions. Mat. Sci. and Engng., 1997, vol. 239-240, pp. 271-275.

[Tang et al., 2002] Tang J., Huang B., He Y., Liu W., Zhou K., Wu A. Hall-Petch relationship in two-phase TiAl alloys with fully lamellar microstructures. Mat. Research Bulletin, 2002, vol. 37, pp. 1315-1321.

[Taylor et Elam, 1926] Taylor G.I., Elam C.F. The distorsion of iron crystals Proc. Roy. Soc., 1926, vol. 119A, pp. 337-361.

[Teodosiu et al., 1993] Teodosiu D., Raphanel J.L., Tabourot L. Finite implementation of the large elastoplastic deformation of multicrystals. In : Proc. Int. Seminar Mecamat'91. Eds. C. Teodosiu, J.L. Raphanel, F. Sidoroff, 1993, pp. 153-168.

[Teodosiu et Sidoroff, 1976] Teodosiu C., Sidoroff F. A finite theory of the elastoviscoplasticity of single crystals. Int. J. of Engng. Sci., 1976, vol. 14, pp. 713-723.

[Tyson, 1967] Tyson W. Basal and prismatic slip in hcp crystals. Acta Metall., 1967, vol. 15, pp. 574-577.

[Welsch, 1977] Welsch G. Deformation characeristics of age hardened TA6V. Met. Trans., 1977, vol. 8A, pp. 169-177.

[Wisniewski et al., 2004] Wisniewski D.R., Beaudoin A.J., Kurath P. Temperature dependent dynamic strain aging in Ti-6Al-4V. University of Illinois at Urbana-Champaign, 2004.

[Wright et Ockendon, 1992] Wright T.W., Ockendon H. A model for fully formed shear bands. J. of the Mech. and Phys. of Solids, 1992, vol. 40, pp. 1217-1226.

[Wulf, 1979] Wulf G.L. High strain rate compression of titanium and some titanium alloys. Int. J. of Mech. Sci., 1979, vol. 21, pp. 713-718.

[Xue et al., 2002] Xue Q., Meyers M.A, Nelsterenko V.F. Self organization of shear bands in titanium and Ti-6Al-4V alloy. Acta Mater., 2002, vol. 50, pp. 575, 596.

[Yoo et Lee, 1991] Yoo M.H., Lee J.K. Deformation twinning in hexagonal close-packed metals and alloys. Phil. Mag., 1991, vol. 63A, pp. 987-1000.

[Zhou et Chew, 2002] Zhou W., Chew K.G. The rate dependent response of a titanium alloy subjected to quasi-static loading in ambient environment. J. of Mat. Sci., 2002, vol. 37, pp. 5159-5165.