

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI MOKHTAR – ANNABA UNIVERSITY

UNIVERSITE BADJI MOKHTAR – ANNABA



جامعة باجي مختار – عنابة

Année : 2013

Faculté des sciences de l'ingénieur

Département de métallurgie et génie des matériaux

## THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT

*ETUDE DU COMPORTEMENT DE L'ALLIAGE TA6V EN  
COMPRESSION DANS UNE LARGE GAMME DE VITESSES DE  
DEFORMATION*

Option : Métallurgie et génie des matériaux

Par

**DJAMEL TOUALBIA**

**DIRECTEUR DE THESE : A. DARSOUNI Pr. Université de Annaba**

**DEVANT LE JURY**

**PRESIDENT : M. ZAHZOUH Pr. Université de Annaba**

**EXAMINATEURS : H. AIT MOKHTAR Pr. Université de Béjaia**

**Y. KHALFAOUI Pr. Université de Béjaia**

**M. RETIMA Pr. E.N.S.M.M Annaba**

## *Dédicace*

*A mes parents*

*à mon épouse et mes enfants :Amjed, Maram, Amir et Assa*

*et à vous*

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur Abderrazek DARSOUNI mon directeur de thèse, pour sa confiance, son aide précieuse et surtout la disponibilité qu'il m'a accordée.

Particulièrement je remercie Monsieur le Professeur Janusz Roman KLEPACZKO, qui nous a quitté en 2009 et qui était mon co-directeur de thèse, qui m'avait bien reçu dans le laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM), université Paul Verlaine de Metz, France. Il m'avait fourni un environnement de travail très agréable et surtout une aide précieuse.

Je suis très reconnaissant envers le professeur Alexis RUSINEK, de l'école nationale d'ingénieurs de Metz (ENIM), France pour tout le temps qu'il m'a consacré pour mener à terme la partie modélisation de ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance au Professeur Moussa ZAHZOUH pour avoir bien voulu me faire l'honneur de présider mon jury de thèse et pour ses conseils précieux et son aide varié.

Je remercie également Messieurs les professeurs Hakim AIT MOKHTAR, Youcef KHALFAOUI et Mohamed RETIMA qui ont accepté d'examiner ce travail et de faire partie de mon jury de thèse.

Ma gratitude va aussi à Monsieur, docteur Edgar DOUSSOU au laboratoire LPMM pour son aide très précieuse durant les essais quasi-statiques.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Richard BERNIER ingénieur au laboratoire LPMM, Metz pour son aide et ses contributions durant les essais sur la barre Hopkinson

Enfin, je remercie tout le personnel technique et administratif du département de Métallurgie et génie des matériaux de l'université d'Annaba. Je remercie également tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à l'aboutissement de ce travail.

Pour leur patience, leur soutien permanent et leur sacrifice, je remercie fortement mes parents et mon épouse.

Que toutes ces personnes trouvent ici ma profonde gratitude pour m'avoir fait bénéficier de leur confiance scientifique et technique.

## Résumé

Dans ce travail, le comportement thermo-viscoplastique d'un alliage de titane de type TA6V sous chargement de compression est analysé. Des expériences utilisant deux configurations différentes ont été réalisées. Des essais à des vitesses de déformation faibles (domaine quasistatique)  $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon}^p \leq 5 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$  ont été réalisés en utilisant la machine hydraulique. Des essais à des vitesses élevées (domaine dynamique) ont été réalisés pour des vitesses de déformation de la gamme  $4564 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon}^p \leq 7100 \text{ s}^{-1}$ , pour cette tâche, il a été utilisé une barre de Hopkinson modifiée qui est basée sur la technique de l'impact direct (DICT : Direct Impact Compression Test). Sur la base des résultats expérimentaux et dans le but de décrire le comportement thermo-viscoplastique de l'alliage de titane étudié ici, la relation constitutive (modèle) RK (Rusinek-Klepaczko) a été utilisée, ce modèle a été proposé en 2001 et prend en compte l'érouissage, la vitesse de déformation, et la sensibilité à la température. Nous avons remarqué que ce modèle qui a été utilisé dans le cas des aciers a donné un bon compromis entre résultats empiriques et analytiques dans le cas de l'alliage étudié.

**Mots-clés**: TA6V; essai de compression; alliage de titane; érouissage, la vitesse de déformation et de sensibilités en température, comportement thermo-viscoplastique, technique barres de Hopkinson ; modèle RK(Rusinek-Klepaczko).

# Abstract

In this work, the thermo-viscoplastic behaviour of a titanium alloy of the type TA6V under compressive loading is analyzed. Experiments using two different configurations were performed. Tests at low strain rates (quasistatic domain)  $5 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1} \leq \dot{\epsilon}^p \leq 5 \cdot 10^{-1} \text{s}^{-1}$  were carried out using the hydraulic machine. Other tests at high strain rates (dynamic domain) were performed for strain rates in the range  $4564 \text{s}^{-1} \leq \dot{\epsilon}^p \leq 7100 \text{s}^{-1}$ , for this task, it was used a modified Hopkinson bar which is based on the technique of direct impact (DICT: Direct Impact Compression Test). Based on the experimental results and in order to describe the thermo-viscoplastic behavior of the titanium alloy studied here, the constitutive relationship (model) RK (Rusinek-Klepaczko) was used, this model was proposed in 2001 and takes account of the strain hardening, strain rate and temperature sensitivity. We noted that this model which was used in the case of steels gave a good agreement between analytical and experimental results in the case of the alloy studied.

**Keywords:** TA6V; Compression, strain hardening, strain rate and temperature sensitivities, thermo-viscoplastic behaviour; Hopkinson bar ; RK(Rusinek-Klepaczko) model;

## ملخص:

في هذا العمل، يتم تحليل السلوك البلاستيكونزج الحراري للخليط المعدني من التيتان الذي يحتوي على ستة بالمائة من الالمنيوم و أربعة بالمائة من الفاناديوم وأجريت التجارب باستخدام صورتين مختلفتين:  
أجريت اختبارات باستعمال سرعة تشوه منخفضة اي في ميدان شبه ثابت على ماكينة هيدروليكية. كما أجريت اختبارات باستعمال سرعة تشوه عالية (النطاق الديناميكي) باستخدام شريط هوبكنسون المعدل الذي يقوم على أسلوب التأثير المباشر. استنادا إلى النتائج التجريبية ومن أجل وصف سلوك التشوه للخليط المعدني من التيتان المدروس هنا تم استخدام العلاقة النموذجية (RK (Rusinek-Klepaczko) هذه العلاقة تم اقتراحها سنة 2001 وتأخذ بعين الإعتبار التصلب، حساسية سرعة التشوه و حساسية درجة الحرارة.  
لاحظنا أن هذا النموذج الذي تم استخدامه في حالة الفولاذ أعطى اتفاقا جيدا بين النتائج التحليلية والتجريبية في حالة الخليط المعدني من التيتان المدروس هنا.

**الكلمات الدلالية:** خليط معدن التيتان، التصلب، حساسية سرعة التشوه، حساسية الحرارة، السلوك البلاستيكونزج الحراري، شريط هوبكنسون، العلاقة النموذجية ريزيناك-كليباكزو.

**Nomenclature**

**A**

Å Angström

A Constante de la relation de Johnson-Cook

**B**

B Constante de la relation de Johnson-Cook

b Module du vecteur de Burgers

B Coefficient de viscosité

B<sub>0</sub> Constante du matériau,[MPa]

B Module de plasticité

**C**

CC Cubique centré

CFC Cubique à face centré

C Constante de la relation de Johnson-Cook

Co Cobalt

Cr Chrome

C<sub>p</sub> Chaleur spécifique

C<sub>t</sub> Célérité

C<sub>0</sub> Vitesse de propagation des ondes [m/s]

**D**

D Coefficient de diffusion

D<sub>0</sub> Constante reliée à la fréquence de saut (équation d'Arrhenius)

DICT Direct Impact Compression Test

|                |                            |
|----------------|----------------------------|
| D              | Diamètre du grain [mm]     |
| d              | Diamètre [mm]              |
| $d\varepsilon$ | Déformation infinitésimale |
| $D_1$          | Constante du matériau      |
| $D_2$          | Constante du matériau      |

### E

|           |   |
|-----------|---|
| E         | Module de Young                               |
| $E_{ep}$  | Module de Young de l'éprouvette               |
| $E_M$     | Module de Young de la machine                 |
| $E_T$     | Module de Young totale                        |
| $E_{bar}$ | Module de Young de la barre d'Hopkinson       |
| $E(T)$    | Module de Young en fonction de la température |
| $E_0$     | Module de Young à $T=0^\circ\text{C}$         |

### F

|                    |   |
|--------------------|---|
| F                  | Force [N]   |
| $F_\tau, F_\sigma$ | Facteurs de Taylor                                    |
| $F_e$              | Fer   |
| F                  | Force d'amortissement visqueux par unité de longueur  |
| $F(t)$             | Force en fonction du temps                            |
| $F_{ep}(t)$        | Force appliquée sur l'éprouvette en fonction du temps |

### G

|   |                        |
|---|------------------------|
| G | Module de cisaillement |
|---|------------------------|

### H

|    |                    |
|----|--------------------|
| HC | Hexagonal compacte |
|----|--------------------|



|             |   |
|-------------|---|
| $H_0$       | Hauteur initiale du spécimen  |
| $H$         | Hauteur de l'éprouvette à l'instant $t$   |
| <b>J</b>    |   |
| JC          | Johnson-Cook  |
| <b>K</b>    |   |
| $k_1(t)$    | Sensibilité du capteur  |
| $k_2(t)$    | Sensibilité du capteur  |
| $k_F(t)$    | Sensibilité du capteur liée à la force  |
| $k_Z$       | Sensibilité du capteur optique  |
| K           | Constante de Boltzmann  |
| <b>L</b>    |   |
| LVDT        | Linear Variable Differential Transducer   |
| $l_0$       | Longueur initiale   |
| <b>M</b>    |   |
| $m$         | Coefficient de sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation                      |
| $M_{eff}$   | Coefficient effectif d'accumulation des dislocations                                      |
| $M_g$       | Coefficient de contribution à la création des dislocations                                |
| $M_a$       | Coefficient de contribution à l'annihilation des dislocations                             |
| M           | Facteur de croissance   |
| $m^* = 1/m$ | le coefficient caractérisant la température et la sensibilité à la vitesse de déformation |
| <b>N</b>    |   |
| $n$         | Coefficient d'érouissage  |
| Ni          | Nickel  |

### P

p Paramètre de forme de l'obstacle

### Q

q Paramètre de forme de l'obstacle

$Q_a$  Energie d'activation apparente

### R

RK Rusinek-Klepaczko

R Constante des gaz parfait

### S

str Structure

$S_0$  Section initiale de l'éprouvette

$S_{bar}$  Section de la barre d'Hopkinson

$S_o$  Rapport optimale de minceur (optimal Slenderness)

### T

TA6V Alliage de titane contenant 6% d'aluminium et 4% de vanadium

$TiO_2$  Oxyde de titane

$T^*$  Température de modification de vitesse

T Température

$T_m, T_f$  Température de fusion

$T_r$  Température ambiante (room temperature)

### U

$U_1(t), U_2(t)$  Déplacement

$U_Z$  Déplacement mesuré par le Zimmer

|                                 |                       |   |
|---------------------------------|-----------------------|---|
|                                 | $U_{ep}$              | Déplacement de l'éprouvette   |
|                                 | $U_{bar}(t)$          | Déplacement élastique de la barre d'Hopkinson                             |
| <b>V</b>                        |                       |   |
|                                 | $V_F(t)$              | Signal mesuré par l'extensomètre déterminant la force                     |
|                                 | V                     | Vanadium  |
|                                 | $V_1(t), V_2(t)$      | Signal mesuré par l'extensomètre déterminant le déplacement               |
|                                 | $V^*$                 | Volume d'activation   |
| <b>Z</b>                        |                       |   |
|                                 | Z                     | Paramètre de Zinner Holloman  |
| <b><math>\alpha</math></b>      |                       |   |
|                                 | $\alpha$              | Phase métallique  |
|                                 | $\alpha$              | est un coefficient d'amortissement $\left[ \alpha = 8.02.10^{-5} \right]$ |
|                                 | $\alpha_1, \alpha_2$  | Constantes caractéristiques du matériau.                                  |
| <b><math>\beta</math></b>       |                       |   |
|                                 | $\beta$               | Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation                    |
|                                 | $\beta$               | Phase métallique  |
|                                 | $\beta$               | Coefficient de Taylor-Quinny  |
| <b><math>\gamma</math></b>      |                       |   |
|                                 | $\gamma$              | Densité de dislocation  |
|                                 | $\dot{\gamma}$        | Vitesse de déformation plastique en cisaillement                          |
| <b><math>\varepsilon</math></b> |                       |   |
|                                 | $\varepsilon$         | Déformation   |
|                                 | $\dot{\varepsilon}$   | Vitesse de déformation $[s^{-1}]$   |
|                                 | $\dot{\varepsilon}_0$ | Constante de normalisation dans l'équation de Ziner-Holloman              |

|                            |   |
|----------------------------|---|
| $\dot{\epsilon}^{min}$     | Vitesse de déformation minimale   |
| $\dot{\epsilon}^{max}$     | Vitesse de déformation maximale   |
| $\ddot{\epsilon}$          | Accélération  |
| $\epsilon_n$               | Déformation nominale  |
| $\epsilon_v$               | la déformation vraie  |
| $\epsilon_T$               | Déformation totale  |
| $\epsilon_{ep}$            | Déformation de l'éprouvette   |
| $\epsilon_M$               | Déformation de la machine   |
| <b><math>\eta</math></b>   |   |
| $\eta$                     | Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation pour un liquide visqueux [Poise] |
| <b><math>\theta</math></b> |   |
| $\theta^*$                 | Température homologuée  |
| <b><math>\mu</math></b>    |   |
| $\mu_0$                    | Module de cisaillement à 0°K  |
| $\mu$                      | Module de cisaillement  |
| $\mu$                      | Coefficient de friction de Coulomb  |
| <b><math>v</math></b>      |   |
| $v$                        | Vitesse de déplacement des dislocations (relation d'Orowan)                             |
| $v_D$                      | Fréquence de Debye dont la valeur est $10^{13} \text{ s}^{-1}$                          |
| $v$                        | Vitesse moyenne des dislocations  |
| <b><math>\rho</math></b>   |   |
| $\rho$                     | Masse volumique   |
| $\rho_0$                   | Densité de dislocation initiale   |
| $\rho_m$                   | Densité de dislocations mobiles   |

## $\sigma$

|                      |  |
|----------------------|--|
| $\sigma^*$           | Contrainte effective [MPa]                     |
| $\sigma_\mu$         | Contrainte interne [MPa]                       |
| $\sigma$             | Contrainte de déformation [MPa]                |
| $\sigma_c$           | Contrainte de compression [MPa]                |
| $\sigma_n$           | Contrainte nominale                            |
| $\sigma_v$           | Contrainte vraie                               |
| $\sigma_{ath}$       | Contrainte athermique                          |
| $\bar{\sigma}_{ath}$ | Contrainte athermique                          |
| $\sigma(t)$          | Contrainte de compression en fonction du temps |

## $\tau$

|                |   |
|----------------|---|
| $\tau$         | Contrainte d'écoulement [MPa]             |
| $\tau^*$       | Contrainte effective [MPa]                |
| $\tau_\mu$     | Contrainte interne [MPa]                  |
| $\tau_R$       | Cission résolue de cisaillement           |
| $\tau_{\mu R}$ | Cission résolue de cisaillement interne   |
| $\tau_R^*$     | Cission résolue de cisaillement effective |

## $\chi$

|        |                       |
|--------|-----------------------|
| $\chi$ | Constante du matériau |
|--------|-----------------------|

## $\omega$

|            |  |
|------------|--|
| $\omega_0$ | Fréquence de tentative de franchissement d'un obstacle |
|------------|--|

## $\Delta$

|              |  |
|--------------|--|
| $\Delta H$   | Energie d'activation apparente dans l'équation de Ziner-Holloman |
| $\Delta H_0$ | Enthalpie libre d'activation (dans l'équation d'Arrhenius)       |

|                |                                    |
|----------------|------------------------------------|
| $\Delta G$     | Energie libre d'activation.        |
| $\Delta G_0$   | Energie totale de l'obstacle.      |
| $\Delta$       | Distance moyenne entre les macles  |
| $\Delta H_D$   | Enthalpie d'activation             |
| $\Delta E$     | Augmentation nette de l'énergie    |
| $\Delta E_T$   | Energie dissipée par le frottement |
| $\Delta E_K^R$ | Energie radiale                    |
| $\Delta E_K^Z$ | Energie axiale                     |
| $\Delta T$     | Augmentation de la température     |

## Liste des figures

### Chapitre I

- Figure I.1 Courbes contrainte-déformation pour différentes vitesses de déformation à  $T=300^{\circ}\text{K}$
- Figure I.2 Schéma illustrant la variation de la contrainte d'écoulement des métaux avec la température, Rosenfield et Hahn [11]
- Figure I.3 Cinq processus athermiques selon Wiedersich
- Figure I.4 Sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation cas de l'Aluminium [27]

### Chapitre II

- Figure II.1 Variations de la densité de dislocations mobiles avec la déformation plastique d'après l'approche de Gilman [39]
- Figure II.2 Evolution du module de cisaillement de l'acier en fonction de la température
- Figure II.3 Exemple de courbes analytique et expérimentale obtenue par le modèle RK sur un acier ES [49]

### Chapitre III

- Figure III.1 Notations des plans et directions dans la structure hexagonale
- Figure III.2 courbes de consolidation du TA6V en compression à température ambiante pour deux gammes de vitesses de déformation  $10^{-3}$  et  $10^3 \text{ s}^{-1}$  [61], [62], [64] et [65]
- Figure III.3 Influence de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité du TA6V, [66],[62],[65][60][64] et[63]
- Figure III.4 Influence de la déformation sur le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation pour quatre gammes de vitesse, [69]
- Figure III.5 Influence de la température sur le module de cisaillement du TA6V [70]
- Figure III.6 Influence de la température sur la limite d'élasticité du TA6V pour deux vitesses de déformation :  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $2.10^3 \text{ s}^{-1}$  [68], [71], [76], [77],[72],

comparaison avec un titane pur, [74], [73].

Figure III.7 Influence de la température sur la contrainte d'écoulement en compression d'un titane pur, [78]

#### Chapitre IV

Figure IV.1 La conséquence du frottement sur un cylindre en compression, état initial(a) et état final (b).

Figure IV.2 Division des accélérations dans un échantillon de compression

#### Chapitre V

Figure V.2 Schéma du dispositif de compression

Figure V.3 dispositif du montage avec le système de mesure LVDT

Figure V.4 Exemple de signaux recueillis lors d'un essai de compression quasi statique force et déplacement en fonction du temps

Figure V.5 Courbes force – déplacement

Figure V.6 Courbe contrainte nominale- déformation nominale de TA6V domaine quasistatique

Figure V.7 exemple de courbe contrainte nominale-déformation nominale de TA6V à une vitesse de déformation de  $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  avant et après correction.

Figure V.8 Courbe contrainte vraie déformation vraie du TA6V dans le domaine quasi-statique

Figure V.9 Dispositif barre Hopkinson, Impact direct

Figure V.10 Variation de la vitesse d'impact en fonction de la pression du canon

Figure V.11 Exemple de signaux mesurés lors d'un essai de compression du TA6V à une vitesse de  $4546 \text{ s}^{-1}$

Figure V.12 Contrainte nominale en fonction de la déformation nominale domaine dynamique

Figure V.13 Sensibilité de la contrainte à la température pour une déformation  $\epsilon = 0.06$  et



une vitesse de déformation  $\dot{\epsilon} = 10^{-1} s^{-1}$  [90].

- Figure V.14 Courbes isotherme et adiabatique de TA6V à la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon} = 4564 s^{-1}$  et la température ambiante.
- Figure V.15 Elévation de la température à grande vitesse de déformation pendant la déformation plastique.
- Figure V.16 Variation de S optimale en fonction du logarithme de la vitesse de déformation et l'accélération
- Figure V.17 Courbes contrainte vraie isothermique en fonction de la déformation vraie
- Figure V.18 Coefficient de sensibilité à la déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).
- Figure V.19 Coefficient de sensibilité à la déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).
- Figure V.20 Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).
- Figure V.21 Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).
- Figure V.22 Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).
- Figure V.23 Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).
- Figure V.24 Sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation à des niveaux de déformation imposés pour la plage complète des essais réalisés.
- Figure V.25 Microstructure du TA6V après 35% à une vitesse de déformation égale à  $0.5 s^{-1}$  (domaine quasistatique) ; Agrandissement x 500.
- Figure V.26 Microstructure du TA6V après 8% à une vitesse de déformation égale à  $7100 s^{-1}$  (domaine dynamique) ; Agrandissement x 500.
- Figure V.27 : Bande de cisaillement observée dans éprouvette de TA6V ayant été déformée sous compression dynamique ( $\dot{\epsilon} = 7100 s^{-1}$ ).

## Chapitre VI

- Figure VI.1 Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données

expérimentales et modèle RK

Figure VI.2 Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données expérimentales et modèle RK

Figure VI.3 Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données expérimentales et modèle RK

Figure VI.4 Composante amortissement visqueux (Viscous drag) à température ambiante dépendante de  $\chi$  et  $\alpha$  pour deux vitesses de déformation; a-  $100 \text{ s}^{-1}$ ; b-  $10^4 \text{ s}^{-1}$

Figure VI.5 Contrainte vraie à  $\varepsilon=0.1$  dans quatre cas: données expérimentales, modèle RK, amortissement visqueux (viscous drag) et modèle JC

## **Liste des tableaux**

### **Chapitre III**

Tableau III.1 Les systèmes de glissement habituellement rencontrés dans les matériaux de structure hexagonale compacte

Tableau III.2 Eléments cristallographiques du maillage dans la phase hexagonale du titane

### **Chapitre V**

Tableau V.1 Composition chimique du TA6V

Tableau V.2 Coefficient d'écrouissage obtenu en compression en fonction de la vitesse de déformation.

### **Chapitre VI**

Tableau VI.1 Valeurs des constants du matériau pour TA6V

Tableau VI.2 Constantes du modèle Johnson-Cook model utilisé pour TA6V [23]

## Sommaire

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Introduction</b> .....  | <b>1</b>  |
| <b>I -Comportement mécanique des métaux et mécanismes de déformation plastique ...</b> | <b>3</b>  |
| I.1- Comportement mécanique des métaux.....  | 4         |
| I.1.1- Généralités.....  | 4         |
| I.1.2- Influence de la déformation, écrouissage.....                                   | 5         |
| I.1.3- Influence de la température.....  | 5         |
| I.1.2- Influence de la vitesse de déformation.....                                     | 6         |
| I.2- Mécanisme de déformation plastique.....   | 8         |
| I.2.1- Mécanismes thermiquement activés.....   | 9         |
| I.2.2- Mécanismes athermiques.....   | 11        |
| I.2.3- Mécanismes de diffusion.....  | 13        |
| I.2.4- Mécanismes d'amortissement "traînage visqueux".....                             | 14        |
| <b>II- Modélisation du comportement viscoplastique</b> .....                           | <b>17</b> |
| II.1- Modèles phénoménologiques.....   | 17        |
| II.2-Modèles semi-empiriques.....  | 19        |
| II.3-Modèles physiques.....  | 21        |
| II.3.1-Modèle de Gilman.....   | 21        |
| II.3.2- Formalisme de Klepaczko.....   | 23        |
| II.3.2.1- Contrainte interne .....   | 24        |
| II.3.2.2- Contrainte effective .....   | 25        |
| II.3.2.3- Version simplifiée du modèle.....  | 27        |
| II.3.3- Modèle Rusinek-Klepaczko RK.....   | 29        |
| II.3.3.1- Détermination des constantes du modèle RK.....                               | 32        |
| <b>III-Comportement du titane et de ses alliages</b> .....                             | <b>35</b> |
| III.1- Structure du titane et de ses alliages.....                                     | 35        |
| III.2- Mécanismes de déformation plastique.....  | 35        |
| III.2.1- Structure alpha.....  | 35        |
| III.2.2- Structure alpha bêta.....   | 39        |
| III.3- Comportement mécanique de l'alliage TA6V.....                                   | 39        |
| III.3.1-Comportement en compression.....   | 40        |

|   |           |
|---|-----------|
| III.3.2-Influence de la vitesse de déformation.....   | 40        |
| III.3.3- Influence de la température.....   | 42        |
| <b>IV- Essais de compression.....</b>   | <b>46</b> |
| IV.1- Frottement.....   | 46        |
| IV.2 Inertie.....   | 48        |
| <b>V- Etude expérimentaux et résultats.....</b>   | <b>52</b> |
| V.1- Présentation de l'alliage étudié.....  | 52        |
| V.1.1 l'alliage TA6V.....   | 52        |
| V.1.2 caractéristiques mécaniques l'alliage étudié.....   | 53        |
| V.1.3 historique et dimensions des éprouvettes .....  | 53        |
| V.1.4 Microstructure de l'alliage étudié.....   | 53        |
| V.2- Les essais quasistatitiques.....   | 54        |
| V.2.1- Dispositif de compression.....   | 54        |
| V.2.2- Principe de mesure.....  | 56        |
| V.2.3- Elimination de la rigidité de la machine .....   | 59        |
| V.2.4- Détermination des courbes rationnelles.....  | 61        |
| V.3- Essais dynamiques sur barre d'Hopkinson modifiée.....  | 63        |
| V.3.1-Barre d'Hopkinson modifiée par Klepaczko.....   | 64        |
| V.3.2-Mesure de la vitesse d'impact.....  | 66        |
| V.3.3-Mesure de la déformation.....   | 66        |
| V.3.4 -Mesure de la contrainte.....   | 67        |
| V.3.5-Résultats des essais de compression dynamique.....  | 68        |
| V.3.6- Elimination de l'effet de l'échauffement adiabatique.....                                    | 69        |
| V.3.7-Effet de l'inertie.....   | 72        |
| V.3.8- Courbes contrainte vraie-déformation vraie .....   | 73        |
| V.4- Discussion des résultats.....  | 74        |
| V.5-Conclusion.....   | 81        |
| <b>VI- Modélisation du comportement du TA6V.....</b>  | <b>84</b> |
| VI.1- Introduction.....   | 84        |
| VI.2- Modélisation du comportement thermo-viscoplastique utilisant la relation constitutive RK..... | 84        |
| VI.3- Modélisation de l'effet de l'amortissement visqueux application aux TA6V.....                 | 90        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>Conclusion et perspective .....</b>  | <b>94</b>  |
| <b>Références bibliographiques.....</b> | <b>96</b>  |
| <b>Annexe .....</b>                     | <b>104</b> |

## Introduction

Le titane se trouve dans de nombreux minerais mais ses principales sources sont le rutile ( $\text{TiO}_2$ ) et l'ilménite  $\text{FeTiO}_3$ ; il a d'abord été découvert dans un minerai par le révérend anglais William Gregor en 1791, un passionné de minéralogie. Puis en 1795, il fut redécouvert dans le minerai de rutile par un chimiste allemand, Martin Heinrich Klaproth. En 1910 Matthew A. Hunter extrayait l'élément pur métallique, en chauffant du  $\text{TiCl}_4$  à 700-800 °C en présence de sodium.

C'est leurs caractéristiques mécaniques élevées (limite d'élasticité, charge à la rupture) associées à leur masse volumique faible ( $4,5 \text{ g/cm}^3$ ) qui ont rendu l'utilisation des alliages de titane particulièrement attirant dans des domaines tels que l'aéronautique et l'aérospatiale (pâle d'hélicoptère, turbine, axe de rotation...). Ils conservent de très bonnes propriétés mécaniques même à basse température, d'où leur intérêt dans les domaines cryogéniques (réservoir de fluide cryogénique, pièce de pompe). Le domaine médical a été attiré par leur biocompatibilité (remplacement osseux, prothèse dentaire,...). Enfin depuis quelques années les alliages de titane peuvent être rencontrés dans des domaines grand public (cadres de vélo, montures de lunette, bracelets de montre...).

Les alliages de titane, pour toutes les raisons citées ci dessus, en particulier l'alliage TA6V (composé en poids de 6% d'aluminium et de 4% de vanadium), ont fait l'objet de nombreuses études métallurgiques tant fondamentales que pratiques. Pour preuve, la quantité impressionnante d'articles et de livres consacrés à ce sujet.

C'est dans le but de participer à ces études que se situe le présent travail qui consiste à étudier expérimentalement et à modéliser le comportement viscoplastique de l'alliage de titane TA6V dans une large gamme de vitesse de déformation couvrant les domaines quasistatique et dynamique, ce travail est présenté dans un mémoire de thèse scindé en six chapitres :

- Le premier chapitre traite d'une manière générale le comportement mécanique des métaux en évoquant l'influence de l'érouissage, de la température ainsi que celui de la vitesse de déformation et les différents mécanismes qui interviennent lors de la déformation des métaux.

- Dans le deuxième chapitre nous avons présentés les différentes formulations de comportement des matériaux liant la contrainte aux variables macroscopiques (déformation, vitesse de déformation et température) et aux variables physiques liées à l'état de la

microstructure (densité de dislocations et taille de grain).

- Le troisième chapitre est consacré à rappeler quelques généralités sur le titane et ses alliages et les mécanismes de sa déformation avec une présentation de quelques résultats bibliographiques du comportement du TA6V en compression.

- Le quatrième chapitre traite l'essai de compression du point de vue influence du frottement et de l'effet de l'inertie aux grandes vitesses de déformation.

Le cinquième chapitre est divisé en trois parties : en premier lieu une présentation du matériau étudié puis la deuxième partie est consacrée aux essais de compression dans le domaine quasi-statique réalisés sur une machine hydraulique de type Zwick REL (de la description du montage, jusqu'à la détermination des courbes contrainte-déformation). La troisième partie est consacrée aux essais dynamiques réalisés sur barre d'Hopkinson modifiée récemment au niveau LPMM-Metz par Klepaczko (aussi de la description du montage, jusqu'à la détermination des courbes contrainte-déformation).

Enfin en dernier chapitre nous avons tenté de modéliser le comportement de notre alliage TA6V, en appliquant la relation constitutive RK (Rusineck-Klepaczko).



# **Chapitre I**

## **Comportement mécanique des métaux et mécanismes de déformation plastique**

## I -Comportement mécanique des métaux et mécanismes de déformation plastique

### I.1- Comportement mécanique des métaux

#### I.1.1- Généralités

Lorsqu'un métal est soumis à une opération de formage, il oppose une certaine résistance à la déformation plastique qui se traduit par des sollicitations mécaniques sur les outils, mais cette notion de résistance à la déformation ne caractérise pas le métal de manière intrinsèque car elle fait intervenir le mode de déformation. Il est nécessaire de définir une grandeur physique caractérisant de manière intrinsèque le métal de point de vue de son comportement mécanique en cours de la déformation et qui dépend de l'état dans lequel il se trouve.

Ainsi la valeur que prend à un instant donné la contrainte de déformation généralisée est un paramètre qui caractérise de façon intrinsèque le comportement du métal en cours de déformation plastique. C'est ce paramètre que l'on appellera plus simplement contrainte de déformation et qui d'une façon générale dépend de la déformation, de la vitesse de déformation, de la température et aussi de la microstructure du matériau,

$$\sigma = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \text{structure}).$$

En première approximation, la microstructure est assimilée à la taille moyenne des grains  $d$ . Sous forme différentielle cette relation peut s'écrire :

$$d \log \sigma = n d \log \varepsilon + m d \log \dot{\varepsilon} + \frac{m Q_a}{K} d \left( \frac{1}{T} \right) + m a \log d \quad (\text{I. 1})$$

Les coefficients  $n$ ,  $m$ ,  $Q_a$  et  $a$  sont d'une manière générale fonction des paramètres  $\varepsilon, \dot{\varepsilon}$ ,  $T$  et  $d$ .

Le coefficient  $n$  caractérise l'écroutissage du matériau ou bien la sensibilité de la contrainte à la déformation, le coefficient  $m$  mesure la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation, il est compris entre 0 et 1 pour tous les matériaux.  $Q_a$  est l'énergie d'activation apparente, le coefficient  $a$  caractérise l'influence de la taille des grains sur la contrainte [1].

### I.1.2- Influence de la déformation, écrouissage

Lors d'une déformation à froid (par exemple une traction), les liaisons atomiques se déforment tout d'abord de manière élastique en fonction de la contrainte appliquée. Dans cette phase, le métal reprend sa forme initiale lorsqu'on supprime la contrainte : c'est la déformation élastique.

Si l'on maintient la contrainte au delà de la limite d'élasticité, il s'ensuit une déformation plastique résultant du glissement d'une partie du cristal par rapport à l'autre, suivant certaines distances inter réticulaires. Ce type de glissement est favorisé par la formation, la multiplication et le déplacement de défauts linéaires mobiles dans le cristal appelés dislocations. Le mouvement des dislocations n'étant pas réversible, le métal ne reprend pas sa forme d'origine lorsque l'on supprime la contrainte. Le nombre croissant de dislocations produites lors des déformations plastiques et leur interaction entre elles (ou avec des impuretés, précipités...) conduit à réduire leur mobilité : c'est le phénomène d'écrouissage d'où résulte un durcissement du métal.

Pour traduire l'écrouissage d'un matériau, on fait appel à loi d'Hollomon exprimant la contrainte en fonction de la déformation :

$$\sigma = K\varepsilon^n \quad (\text{I. 2})$$

$n$  est le coefficient d'écrouissage ou de sensibilité à la déformation et est donné par l'expression suivante :

$$n = \left. \frac{\partial \log(\sigma)}{\partial \log(\varepsilon)} \right|_{\varepsilon, T} \quad (\text{I. 3})$$

Selon le type de matériau et les traitements auxquels il a été soumis, la valeur de  $n$  peut varier de 0.4 à 0.1.

### I.1.3- Influence de la température

Les effets de la température sont très importants non seulement en raison d'une vaste application dans les différentes branches de la technologie comme le formage des métaux, laminage, étirage et bien d'autres, mais aussi en raison du fait qu'aux vitesses de déformation élevées une grande partie du travail plastique est transformée en chaleur . Cette

caractéristique, apparaissant en raison du principe de la conservation de l'énergie, conduit à de nombreuses instabilités dynamiques inattendues causées par adoucissement thermique dans des conditions adiabatiques principalement de la déformation.

Les progrès de la science des matériaux, plus particulièrement dans la physique statistique et la dynamique des dislocations, avancent le concept que la déformation des solides cristallins peut être thermiquement activée, [2], [3]. Cela s'est produit dans la première période du vingtième siècle. Cela signifie que l'énergie interne de vibrations atomiques aide le mouvement des dislocations. Une première tentative de corrélérer la température et la vitesse de déformation a été l'introduction de la "Température de modification de vitesse", [4], ainsi :

$$T^* = T \left[ 1 - \xi \ln \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \quad \text{et} \quad \theta^* = 1 - \xi \ln \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \quad (\text{I.4})$$

où  $\xi$  et  $\dot{\epsilon}_0$  sont des constantes du matériau. Dans le cas général  $T^* < T$ . Par l'introduction de la température homologue "homologous temperature"  $\theta^* = T/T_f$  la "Température de modification de vitesse" est également définie par (I.4). Par inversion de l'équation (I.4), on obtient la "vitesse de déformation modifiée par la température" :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left( \frac{1 - \theta^*}{\xi} \right) \quad (\text{I.5})$$

Un autre paramètre bien connu concernant la vitesse de déformation et de la température à microstructure constante a été introduit par Zener et Hollomon, [5]

$$Z = \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \exp \left( \frac{\Delta H}{kT} \right)_{STR} \quad \text{ou} \quad Z = \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \exp \left( \frac{\Delta H}{kT_f \theta^*} \right)_{STR} \quad (\text{I.6})$$

où  $\Delta H$  est l'énergie d'activation apparente et  $\dot{\epsilon}_0$  est la constante de normalisation. Ces paramètres au début semblaient très utiles dans des formulations phénoménologiques de relations constitutives.

Les relations entre la vitesse de déformation et de la température indiquent clairement que la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation doit dépendre de la température, ceci va être discuté au sous titre suivant.

### I.1.2- Influence de la vitesse de déformation

A beaucoup de point de vue l'influence de la vitesse de déformation est équivalente à celle de la température : une augmentation de la vitesse de déformation produit les mêmes effets qu'une diminution de la température.

Une augmentation de la vitesse de déformation produit une augmentation de la contrainte d'écoulement, ceci a été observé dans de nombreuses études réalisées, un exemple est illustré par les courbes de la figure ci-dessous qui représentent les résultats des essais de traction réalisés par Rhayour [6] sur un acier industriel. Ces résultats montrent bien qu'une augmentation de la vitesse de déformation provoque une augmentation de la contrainte d'écoulement.

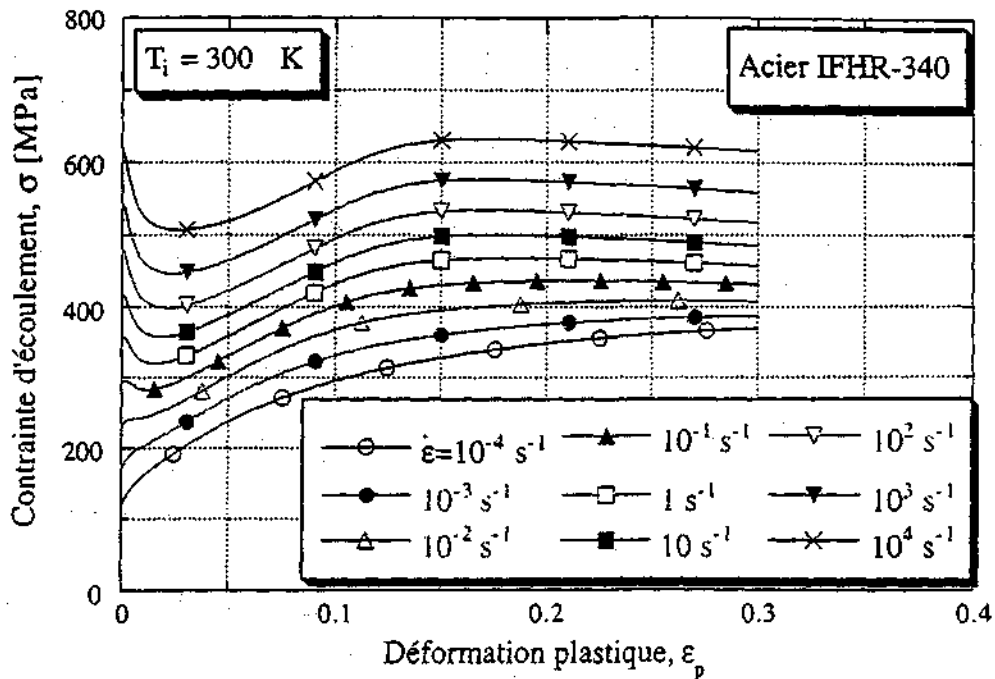


Figure I.1 : courbes contrainte-déformation pour différentes vitesses de déformation à  $T=300^\circ\text{K}$

D'après Klepaczko [7], la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation est déterminée par le coefficient  $m$  (équation I.7) appelé coefficient de sensibilité logarithmique à la vitesse,

$$m = \left( \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon, T} \text{ Unité [1]} \quad (I.7)$$

Ou par le coefficient  $\beta$  donnée par l'équation suivante :

$$\beta = \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon, T} \text{ Unité [MPa]} \quad (I.8)$$

Au dessus d'une vitesse de déformation spécifique très élevée, typiquement  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , un seuil de sensibilité à la vitesse est fréquemment observé dans l'expérience.

Au-dessus du seuil de vitesse de déformation un comportement pseudo-visqueux est trouvé et la sensibilité à la vitesse est analogue à celle d'un liquide visqueux. La sensibilité à la vitesse de déformation est donnée par l'expression suivante :

$$\eta = \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon, T} \text{ Unité [Poise]} \quad (I.9)$$

## I.2- Mécanismes de déformation plastique

Lors d'un chargement la déformation se présente sous deux types ; la première est élastique (réversible) et la deuxième est inélastique (irréversible) ; cette dernière peut être séparée en déformation plastique, viscoplastique etc..... la déformation élastique correspond schématiquement à une variation des distances interatomiques sans modification des sites, alors que la déformation plastique implique des mouvements de dislocations, qui sont amenées à franchir des obstacles (dislocations, précipités, etc...). Pour présenter ces mécanismes nous allons nous référer aux travaux de Rhayour [6], Juanicotena [8] et Buy [9] qui se sont basés sur un classement de ces mécanismes fait par Klahn, Mukherjee et Dorn [10].

Suivant les conditions de vitesse et de température, plusieurs types de mécanismes de déformation peuvent être activés :

- Mécanismes thermiquement activés,
- Mécanismes athermiques,
- Mécanismes de diffusion
- Mécanismes d'amortissement (appelés aussi de "traînage visqueux").

La figure ci-dessous illustre la variation de la contrainte d'écoulement des métaux avec la température à un niveau de déformation fixé et pour des vitesses de déformation

n'excédant pas  $5.10^3 \text{ s}^{-1}$ . Tous les mécanismes de déformation peuvent agir simultanément au niveau des zones de transition ; leur activation dépend directement du types d'obstacles que les dislocations doivent franchir pour mouvoir. la nature des obstacles rencontrés dépend de la structure cristalline du matériau.

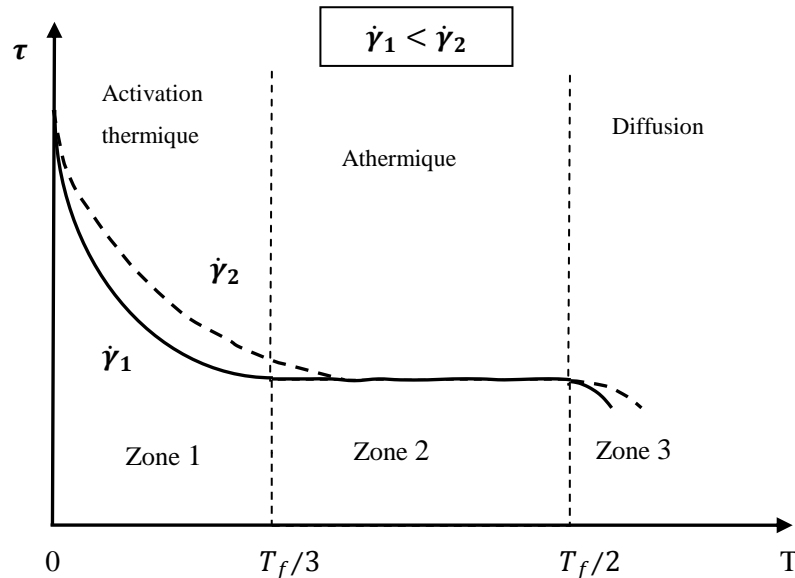


Figure I.2 : Schéma illustrant la variation de la contrainte d'écoulement des métaux avec la température, Rosenfield et Hahn [11]

### I.2.1- Mécanismes thermiquement activés

La contrainte d'écoulement  $\tau$  peut se décomposer en deux termes:

$$\tau = \tau^* + \tau_{\mu} \tag{1.10}$$

La contrainte effective  $\tau^*$  ou contrainte thermiquement activée agit uniquement dans la zone 1 (Fig. I.2), correspondant aux vitesses de déformation moyennes. Dans ce domaine, la contrainte appliquée n'est pas assez élevée pour permettre le franchissement des obstacles dont les effets s'exercent sur de courtes distances (friction du réseau, autres dislocations...). Les fluctuations thermiques peuvent alors contribuer partiellement (si  $T < T_f/3$ ) ou totalement (si  $T > T_f/3$ ) à leur franchissement. Ainsi la contrainte effective  $\tau = \tau^* + \tau_{\mu}$  décroît lorsque la température s'élève, jusqu'à devenir nulle lorsque le palier athermique est atteint.

La vitesse moyenne des dislocations est donnée quant à elle par une équation de Boltzmann ou d'Arrhenius [12]

$$v = \Lambda \omega_0 \exp \left[ -\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT} \right] \quad (\text{I. 11})$$

où  $\Lambda$  est la distance moyenne entre chaque obstacle,  $\omega_0$  la fréquence de " tentative " de franchissement des obstacles,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\Delta G$  l'énergie libre d'activation, qui dépend de la nature des obstacles à franchir et de la cission appliquée  $\tau$ . Le type d'obstacles rencontré par les dislocations revêt ici un caractère important, car responsable de différences majeures existantes dans la sensibilité à la vitesse de déformation entre les matériaux de structure cristallographique cubique centré ou cubique faces centrées.

La relation d'Orowan [13] nous permet de relier la vitesse de déformation plastique en cisaillement  $\dot{\gamma}$  à la densité de dislocations mobiles  $\rho_m$  et à leur vitesse moyenne de déplacement  $v$  :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b v \quad (\text{I. 12})$$

En incorporant l'équation (I.12) dans (1.11), nous obtenons une relation communément admise [12], [14], [15], de la forme :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b \Lambda \omega_0 \exp \left[ -\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT} \right] = \dot{\gamma}_0 \exp \left[ -\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT} \right] \quad (\text{I. 13})$$

ou  $\dot{\gamma}_0$  est pris comme constante par un certain nombre d'auteurs [16], [17].

Kocks et al. [18], à partir de l'analyse du mécanisme de franchissement des vallées de "Peierls-Nabarro " par double décrochement d'une dislocation ( " double kink ") proposent d'écrire l'énergie d'activation de la façon suivante :

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 \left[ 1 - \left( \frac{\tau^*}{\tau_0} \right)^p \right]^q \quad (\text{I. 14})$$



où  $\Delta G_0$  est l'énergie totale de l'obstacle,  $\tau_0^*$  la contrainte thermiquement activée à 0 K,  $p$  et  $q$  déterminant la forme de l'obstacle à franchir (forme de la courbe décrivant les variations de la force exercée par l'obstacle sur la dislocation), avec  $0 \leq p \leq 1$  et  $1 \leq q \leq 2$ .

Les expressions (1.13) et (1.14) conduisent à la formulation générale de la contrainte thermiquement activée :

$$\tau^* = \tau_0^* \left[ 1 - \left( \frac{kT}{G_0} \ln \left( \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \right]^{\frac{1}{p}} \quad (I.15)$$

Prenons le cas simple d'un obstacle rectangulaire, pour lequel  $p = q = 1$ . L'expression de l'énergie d'activation s'écrit alors :

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 - \Delta G_0 \frac{\tau^*}{\tau_0^*} = \Delta G_0 - \tau^* V^* \quad (I.16)$$

où  $V^* = \Delta G_0 / \tau_0^*$  représente le volume d'activation. Dans ce cas nous obtenons une contrainte d'écoulement de la forme :

$$\tau = \tau^* + \tau_\mu = \tau_\mu + \frac{G_0}{V^*} - \frac{kT}{V^*} \ln \dot{\gamma}_0 + \frac{kT}{V^*} \ln \dot{\gamma} = \beta + \lambda \ln \quad (I.17)$$

Nous retrouvons ici l'expression classique de la contrainte d'écoulement dans le domaine thermiquement activé, qui varie approximativement comme le logarithme de la vitesse de déformation.

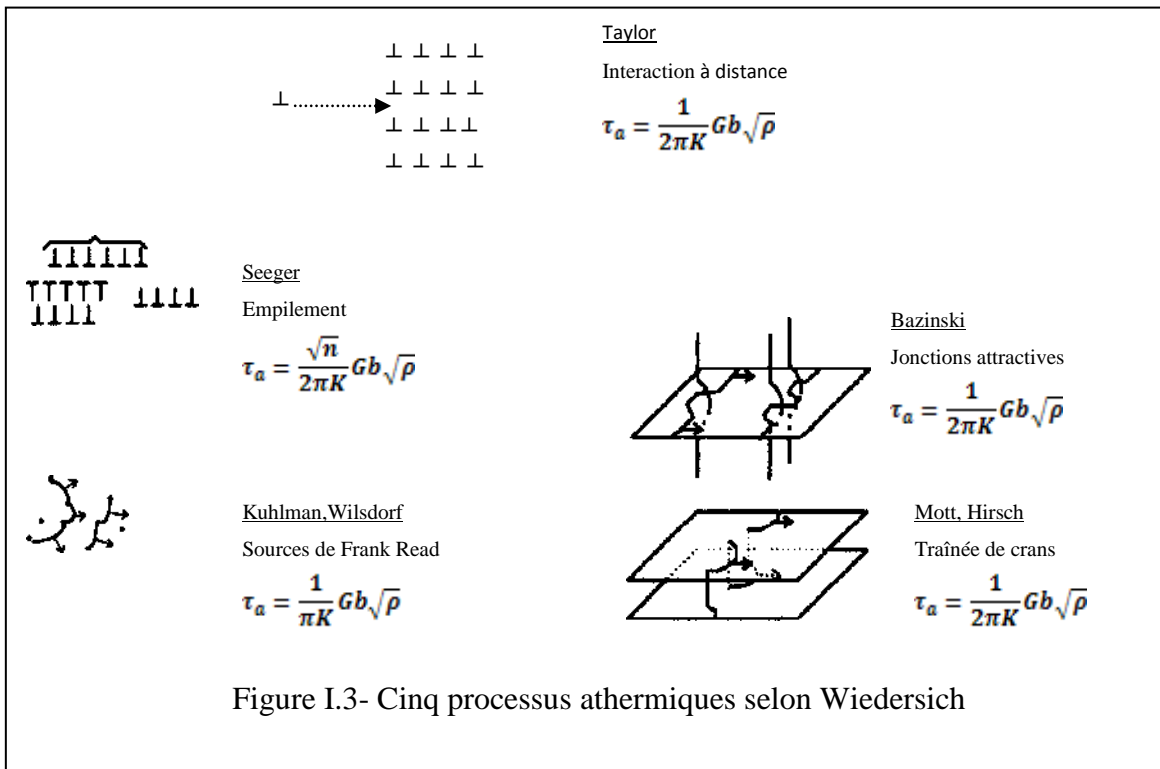
### I.2.2- Mécanismes athermiques

Dans une plage de températures "intermédiaires" (typiquement entre  $T_f/3$  et  $T_f/2$ ) et des faibles vitesses de déformation, la déformation est dite "athermique". La contrainte d'écoulement  $\tau$  décroît très faiblement avec la température. La dépendance de  $\tau$  en fonction de la température est identique à celle du module de cisaillement  $\mu$ . Les mécanismes athermiques se divisent en

deux catégories principales : ceux qui sont intrinsèquement athermiques (déplacement de dislocation dans des "amas") et ceux dont l'énergie d'activation est si importante que les fluctuations thermiques n'ont pas d'effet sur la vitesse de déformation (sources de Frank-Read). Wiedersich [19], recense plusieurs mécanismes d'écroûissage reliant la contrainte interne à la densité de dislocations (figure I.3). Les estimations théoriques de tous ces processus conduisent à une loi du type :

$$\tau_{\mu} = \alpha \mu b \sqrt{\rho} \tag{I.18}$$

où  $\tau_{\mu}$  est la contrainte interne (notée  $\tau_a$  contrainte athermique (dans autres littératures)),  
 $\alpha$  est une constante d'interaction sur les dislocations comprise entre 0,2 et 0,5,  
 $b$  désigne la plus petite distance interatomique (vecteur de Bûrgers),  
 $\mu$  est le module de cisaillement,  
 $\rho$  est la densité de dislocations.



D'autres mécanismes jouent sur la valeur de la contrainte interne : le diamètre des grains  $D$ , la distance moyenne entre les macles  $\Delta$ , la taille de sous-grains  $d$ . En se basant sur les travaux

de Saada [20], Mughrabi [21] et Teodosiu et Sidoroff [22], Klepaczko [23] propose une valeur de la contrainte interne :

$$\tau_{\mu} = \alpha_1 \mu b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu \sqrt{\frac{b}{d(\rho)}} + \alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_4 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}} \quad (\text{I. 19})$$

L'expression de la contrainte  $\tau_{\mu}$  donnée par la relation précédente est liée aux interactions du type dislocation/dislocation, aux tailles des grains  $D$ , de sous grain  $d$  ainsi qu'à la distance moyenne entre macles  $\Delta$ . Ces obstacles engendrent un champ de contraintes de taille supérieure à une dizaine de distances atomiques [24], [25]. On parle alors de champs de contraintes à longue distance.

### I.2.3- Mécanismes de diffusion

De manière générale, à des températures supérieures à la moitié de la température de Fusion ( $T_f/2$ ) du métal considéré, la déformation est contrôlée par des phénomènes de fluage par diffusion atomique. Dans ce domaine, le mouvement des atomes a lieu grâce à la vibration ou l'agitation thermique, dont l'amplitude augmente avec la température. Les mécanismes de déplacement sont en général de type interstitiel ou lacunaire ; on parle alors de diffusion en volume.

Pour se déplacer, les atomes doivent vaincre une barrière d'énergie potentielle dont la hauteur est caractérisée par l'enthalpie d'activation  $\Delta H_D$ . le coefficient de diffusion traduisant le nombre de sauts par seconde, est donnée par l'équation d'Arrhenius :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_0}{RT}\right) \quad (\text{I. 20})$$

où  $D_0$  est une constante reliée à la fréquence de saut et  $R$  est la constante des gaz parfaits.

Ce phénomène de diffusion des atomes se caractérise par une chute rapide de la contrainte découlement avec l'augmentation de la température (zone 3 de la figure I.2).

Les différents mécanismes de diffusion proposés suivent une loi du type [14]:

$$\left(\frac{\tau}{\mu}\right)^n = \frac{kT}{\mu b AD} \dot{\gamma} \quad (\text{I. 21})$$

où  $\mu$  est le module de cisaillement,  $k$  constante de Boltzmann,  $b$  le vecteur de Burgers,  $T$  la température,  $D$  le coefficient de diffusion et  $A$  et  $n$  constantes qui dépendent des mécanismes activés.

#### I.2.4-Mécanismes d'amortissement "traînage visqueux"

Ce mécanisme apparaît en général pour des valeurs de vitesse de déformation très élevées ( $10^5 \text{ s}^{-1}$  pour l'Aluminium) et provoque une augmentation rapide de la contrainte avec la vitesse de déformation: En dépassant un certain niveau de contrainte, les dislocations n'ont plus besoin d'activation thermique pour franchir les obstacles, sous l'application de la contrainte, les dislocations vont accélérer jusqu'à atteindre une vitesse limite constante [15]. Cela n'empêche pas que leur mouvement est tout de même freiné par le frottement avec le réseau cristallin [15], [26]. Ce frottement visqueux devient alors prépondérant de la déformation. La figure I.4 présente un exemple de transition de mécanismes thermiquement activés vers un mécanisme d'amortissement visqueux (frottement visqueux ou traînage visqueux).

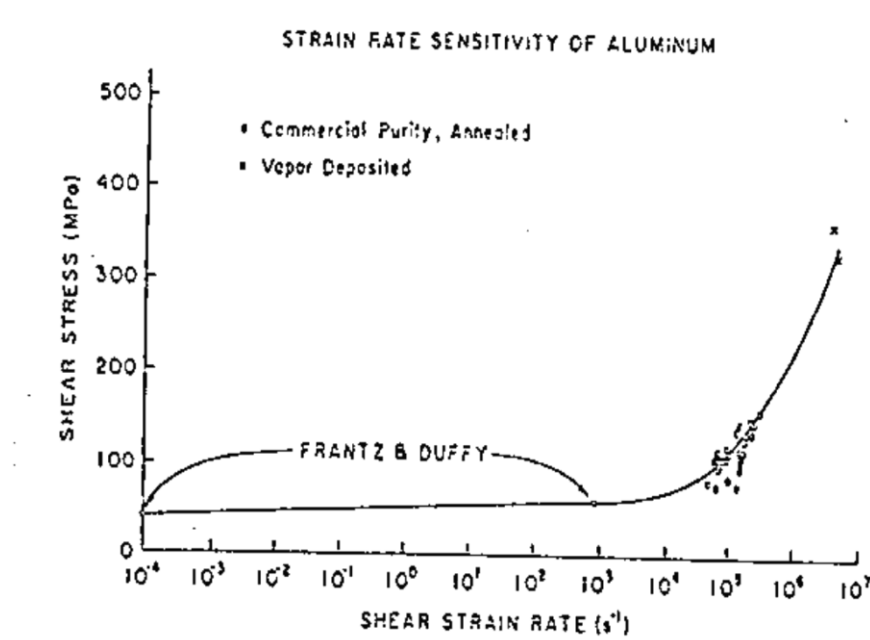


Figure I.4 : Sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation cas de l'Aluminium [27]

Ces mécanismes d'amortissement visqueux suivent une loi de type Newtonien [10], [28] :

$$F = (\tau - \tau_\mu)b = Bv \quad (I.22)$$

où  $F$  est la force de d'amortissement visqueux par unité de longueur,  $B$  est le coefficient de viscosité,  $b$  est le vecteur de Burgers et  $v$  est la vitesse moyenne des dislocations.

Lorsque la vitesse des dislocations dépasse un tiers de la vitesse des ondes acoustiques transversales, le coefficient de viscosité devient :

$$B = \frac{B_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c_t^2}\right)} \quad (I.23)$$

Parmi les différents mécanismes, les interactions avec les photons et avec les nuages électroniques.

En reportant dans la relation d'Orowan, on en déduit :

$$\tau = \tau_\mu + \frac{B}{\rho_m b^2} \dot{\gamma} \quad (I.24)$$

Cela conduit à des lois de comportement de type :

$$\sigma = A + \eta \dot{\epsilon} \quad (I.25)$$

## **Chapitre II**

# **Modélisation du comportement visco-plastique**

## II- Modélisation du comportement viscoplastique

Le comportement mécanique des matériaux est généralement formulé par des relations entre la contrainte, la déformation, la vitesse de déformation et la température qui sont des variables macroscopiques accessibles par la mesure. D'autres variables physiques liées à l'état de la microstructure, accessible ou non à la mesure, telle que la densité moyenne des dislocations et la taille du grain peuvent entrer en jeu dans ces formulations.

Si le comportement élastique linéaire des matériaux homogènes et isotropes est décrit de façon satisfaisante par la loi de Hooke, il n'en est pas pour le comportement inélastique. Plusieurs approches ont été proposées durant les deux dernières décennies pour écrire des relations constitutives décrivant l'écoulement plastique ou viscoplastique des matériaux métalliques. Ces approches peuvent être de type empiriques (phénoménologiques), semi-empiriques ou physiques.

### II.1- Modèles phénoménologiques

Les modèles phénoménologiques sont déduits d'études purement expérimentales. Leurs expressions sont généralement simples et ne comportent pas un nombre trop élevé de paramètres. Parmi les premières lois de ce type, on trouve celle de Holloman [5] et celle de Ludwik[29] qui s'écrivent sous la forme :

$$\text{Holloman : } \quad \sigma = A\varepsilon^n \quad \text{ou} \quad \tau = A'\gamma^n \quad (\text{II. 1})$$

$$\text{Ludwik : } \quad \sigma = \sigma_0 + A\varepsilon^n \quad \text{ou} \quad \tau = \tau_0 + A'\gamma^n \quad (\text{II. 2})$$

où les paramètres A et n sont liés à l'écrouissage du matériau. Bien que les lois de ce type ne prennent pas en compte l'influence de la température sur la réponse du matériau, elles sont à la base de plusieurs formulations empiriques proposés par la suite, et qui tiennent compte de cette influence.

Pour tenir compte de la sensibilité de l'écoulement viscoplastique des matériaux vis-à-vis de la température, plusieurs auteurs ont utilisé des relations constitutives de la forme :

$$\text{Klop, Clifton et Shawki [30] : } \quad \tau = \tau_0 \gamma^n T^{-\nu} \dot{\gamma}^m \quad (\text{II. 3})$$

$$\text{Litonski [31] } \quad \tau = C\gamma^n (1 - AT)(1 + B\dot{\gamma})^m \quad (\text{II. 4})$$

La forme de ces relations suppose que les effets de l'adoucissement thermique, de l'écroutissage et de la sensibilité à la vitesse sont découplés. Or on sait qu'il existe une dépendance entre ces effets. Pour cette raison, Klepaczko [32] propose une relation constitutive la forme :

$$\sigma = A(T)\varepsilon^{n(T)}\dot{\varepsilon}^{m(T)} \quad (\text{II. 5})$$

où  $A$ ,  $n$  et  $m$  sont respectivement, le module de plasticité, le coefficient d'écroutissage et le coefficient de sensibilité à la vitesse en fonction de la température.

Parmi les autres formulations empiriques proposées dans la littérature par un grand nombre d'auteurs, on cite celles de Johnson Cook [33], [34], et Cowper-Symonds [35].

La relation de Cowper-Symonds s'écrit sous la forme suivante :

$$\sigma = A(T)\varepsilon_p^{n(T)} \left[ 1 + B(T)\dot{\varepsilon}_p^{1/p(T)} \right] \quad (\text{II. 6})$$

où le terme  $A(T)\varepsilon_p^{n(T)}$  est souvent noté  $\sigma_0(\varepsilon_p, T)$ , les paramètres  $A$  et  $n$  sont liés à l'écroutissage du matériau alors que  $B$  et  $p$  caractérisent la sensibilité à la vitesse de déformation. L'effet de l'adoucissement thermique intervient dans les expressions des paramètres qui sont fonction de la température.

Une autre relation constitutive très utilisée dans les codes de calcul en dynamique rapide est celle de Johnson Cook [33] qui s'écrit comme suite :

$$\sigma = [A + B\varepsilon^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] [1 - \Theta^r] \quad \text{avec } \Theta = \frac{T - T_0}{T_f - T_0} \quad (\text{II. 7})$$

$T_0$  et  $\dot{\varepsilon}_0$  étant des valeurs de référence de la température et de la vitesse de déformation et  $T_f$  la température de fusion du matériau. Les coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $n$  et  $r$  constituent l'ensemble des paramètres du modèle. Pour une température  $T = T_0$  et une vitesse  $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0$ , l'équation se réduit à celle de Ludwik et le paramètre  $A$  désigne donc la limite élasticité dans ces conditions de température de vitesse. Les coefficients  $B$  et  $n$  représentent les effets de l'écroutissage alors que  $r$  et  $C$  caractérisent respectivement l'adoucissement thermique et la sensibilité à la vitesse.

Cette liste n'est pas exhaustive, de nombreuses autres lois existent dans la littérature.



## II.2-Modèles semi-empiriques

En se basant sur le fait que tout processus thermoactivé suit une loi de type équation d'Arrhénius :

$$\dot{\gamma}_p = \dot{\gamma}_0 \exp\left(\frac{-\Delta G(\tau^*, T)}{kT}\right) \quad (\text{II. 8})$$

où le terme pré-exponentiel  $\dot{\gamma}_0$  est donné par :

$$\dot{\gamma}_0 = \rho_m n v_D b^2 \quad \text{avec} \quad n = A^*/l^2 \quad (\text{II. 9})$$

$n$  étant un coefficient qui caractérise la géométrie de la dislocation et de l'obstacle dans le cas des vallées de Peierls,  $v_D$  la fréquence de Debye dont la valeur est  $10^{13} \text{ s}^{-1}$  et  $A^*$  l'aire balayée par la dislocation au cours de l'activation thermique,  $l$  la longueur du segment de dislocation impliquée par l'activation

La microstructure intervient dans cette équation par le biais de la densité de dislocations mobiles  $\rho_m$ .

En se basant sur la relation constitutive (II.5) et sur l'équation d'Arrhenius (II.8), Klepaczko propose une formulation semi-empirique pour décrire le comportement des matériaux métalliques lorsque l'activation thermique est prépondérante. Pour cela, il introduit le paramètre de Zinner-Hollomon [5] donné par :

$$Z = \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \exp\left(\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad (\text{II. 10})$$

Lorsque la déformation est régie par un seul mécanisme,  $\Delta G$  correspond à l'énergie libre d'activation de ce dernier. Par contre, si plusieurs mécanismes concourent au contrôle de la déformation, la quantité  $\Delta G$  perd toute signification physique et ne représente qu'une énergie d'activation apparente. Néanmoins, elle est utilisée au moyen de l'introduction du paramètre de Zener-Hollomon. Dans ce modèle, Klepaczko tient compte de la contribution des mécanismes d'amortissement visqueux pour décrire le comportement des métaux dans un large domaine de vitesse de déformation. La relation constitutive obtenue s'écrit :

$$\sigma = C(\Theta)(\varepsilon_0 + \varepsilon_p)^{n(\Theta)} [Z^{m(\Theta)}] + \eta(\dot{\varepsilon}_0 - \dot{\varepsilon}_p) \quad \text{où} \quad \Theta = \frac{T}{T_f} \quad (\text{II. 11})$$

La fonction  $C(\Theta)$  étant donnée par :

$$C(\Theta) = C[1 - (\Theta - p)\exp(q(1 - \Theta))] \quad (\text{II.12})$$

L'opérateur  $\langle X \rangle$  utilisé dans l'équation (II.12) s'écrit :

$$\langle X \rangle = \begin{cases} 0 & \text{pour } X < 0 \\ 1 & \text{pour } X \geq 0 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

Les coefficients  $C$ ,  $p$  et  $q$  sont des constantes du matériau,  $T_f$  sa température de fusion alors que  $\varepsilon_0$  et  $\dot{\varepsilon}_0$  représentent une déformation de référence et une vitesse critique. Lorsque la vitesse de déformation dépasse la valeur  $\dot{\varepsilon}_0$ , le modèle prend en compte les mécanismes d'amortissement visqueux. C'est donc le terme lié à la viscosité, dans l'équation (II.11), qui l'emporte lorsque les vitesses sont très élevées. Par contre, lorsque l'on est dans le domaine de l'activation thermique, c'est le premier terme qui l'emporte.

Pour les métaux CFC, les fonctions  $n(\Theta)$  et  $m(\Theta)$  s'écrivent :

$$n(\Theta) = n_0(1 - \Theta) \quad \text{pour } \Theta \leq 1 \quad (\text{II.14})$$

$$m(\Theta) = \begin{cases} \alpha_1 \Theta, & \text{pour } \Theta \leq 0.5 \\ \alpha_2(\Theta - \Theta_0), & \text{pour } 0.5 \leq \Theta \leq 1 \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

où les paramètres  $n_0, \alpha_1, \alpha_2, \Theta_0$  sont caractéristiques du matériau. Quant aux métaux à structure CC, ces deux fonctions sont données par :

$$n(\Theta) = n_0 \frac{\mu(\Theta)}{\mu_0} \quad \text{avec } \Theta \leq 1 \quad (\text{II.16})$$

$$m(\Theta) = (a\Theta)\exp(-b\Theta) + \alpha_0\Theta^r \quad \text{avec } \Theta \leq 1 \quad (\text{II.17})$$

où les paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha_0$  et  $r$  sont des constantes caractéristiques du matériau. Pour ce qui concerne le module de cisaillement élastique  $\mu$  qui apparaît dans la relation (II.16), il est donné en fonction de la température, par l'expression empirique universelle suivante [36] :

$$\mu(\Theta) = \mu_0 \left[ 1 - (\Theta)\exp \left[ \Theta^* \left( 1 - \left( \frac{1}{\Theta} \right) \right) \right] \right] \quad (\text{II.18})$$

### II. 3-Modèles physiques

Ces modèles sont basés sur les mécanismes physiques de déformation et sur l'évolution de la microstructure au cours de la déformation. Ils nécessitent par fois la détermination et/ou la l'identification d'un nombre trop élevé de paramètres (pour les mettre dans les code de calcul) ce qui n'est pas toujours évident. De plus ces modèles présentent des difficultés de mesure de nombreuses variables physiques, par exemple la densité de dislocation. Parmi ces modèles on trouve :

#### II.3.1-Modèle de Gilman

En 1959, pour décrire des résultats expérimentaux obtenus sur des cristaux de LiF, Johnston et Gilman [37] proposent une relation puissance entre la vitesse moyenne,  $\bar{v}$ , des dislocations et la contrainte,  $\tau$ , appliquée. Plus tard, Gillis et Gilman [38] proposent, en 1965, d'écrire cette correspondance entre la vitesse,  $\bar{v}$ , de déplacement d'une dislocation et la contrainte appliquée,  $\tau$ , sous la forme :

$$\bar{v} = v^* \exp\left(\frac{-D}{\tau}\right) \quad (\text{II. 19})$$

où le facteur pré-exponentiel,  $v^*$ , est une limite supérieure de la vitesse de déplacement d'une dislocation (c'est la célérité,  $C_t$ , des ondes transversales dans le matériau ) et le coefficient D représente la contrainte de traînage (contrainte provenant de la résistance imposée par les obstacles aux déplacements des dislocations dans le réseau cristallin ). Par la suite, Gilman [28] ,[39] propose d'écrire une relation constitutive du matériau en combinant l'équation (II.19) avec la relation d'Orowan (Eq.I.12 chapitre précédent ), puis en quantifiant l'accumulation de la densité,  $\rho_m$ , de dislocations mobiles par une équation d'évolution. La combinaison des deux relations (I.12) et(II.19) conduit à la relation suivante:

$$\frac{D}{\tau} = \ln\left(\frac{\rho_m b C_t}{\dot{\gamma}_p}\right) \quad (\text{II. 20})$$

Pour quantifier l'évolution de la densité,  $\rho_m$ , de dislocations mobiles, il faut connaître à chaque instant leur nombre dans l'unité de volume du cristal. D'après Gilman, ce nombre ne peut être qu'une fraction du nombre total de dislocations existantes, car un certain nombre de celles-ci peut rester immobile ou venir se bloquer par les obstacles qui s'opposent à leurs

déplacements. Les dislocations tendent à se multiplier au cours de la déformation (sources de Frank-Read) ; ce processus a également pour effet de multiplier les interactions possibles des dislocations entre elles ou aux frontières des grains (joints de grains), avec possibilité d'ancrage. Gilman définit un comportement moyen des dislocations en mouvement, en considérant essentiellement :

- Le processus de multiplication des dislocations aux faibles déformations.
- L'approche d'un régime permanent aux fortes déformations avec, en plus, un blocage se traduisant par l'écroutissage.

Gilman pense que les dislocations vis, en s'entrecroisant en engendrent d'autres de sorte que le taux de variation de la densité moyenne,  $\rho$ , de dislocations serait proportionnel à la déformation plastique ; il propose alors l'équation ci-dessous pour écrire l'évolution de la densité,  $\rho$ , de dislocations au cours de la déformation,  $M$  étant un facteur de croissance :

$$d\rho = Md\varepsilon_p \quad (\text{II. 21})$$

S'agissant du mouvement des dislocations, seule une fraction,  $f$ , de celles-ci peut devenir mobile. Cette fraction doit être une fonction décroissante de la contrainte, ses diminutions successives devant se traduire par des accroissements de la densité,  $\rho$ , puisque la probabilité de rencontre des dislocations augmente. Pour écrire l'évolution de la fraction,  $f$ , des dislocations mobiles, Gilman propose l'équation suivante où  $A$  est un coefficient d'atténuation :

$$df = -Afd\rho \quad (\text{II. 22})$$

Les deux équations (II.21) et (II.22) conduisent à l'expression suivante de la densité de dislocations mobiles en fonction de la déformation plastique :

$$\rho_m = f_0(\rho_0 + M\varepsilon_p)\exp(-AM\varepsilon_p) \quad (\text{II. 23})$$

Dans le cadre de ce formalisme, l'évolution de la densité,  $\rho_m$ , de dislocations mobiles au cours de la déformation plastique dans le cas des matériaux métalliques à structure CC, est décrite par la courbe de la figure suivante :

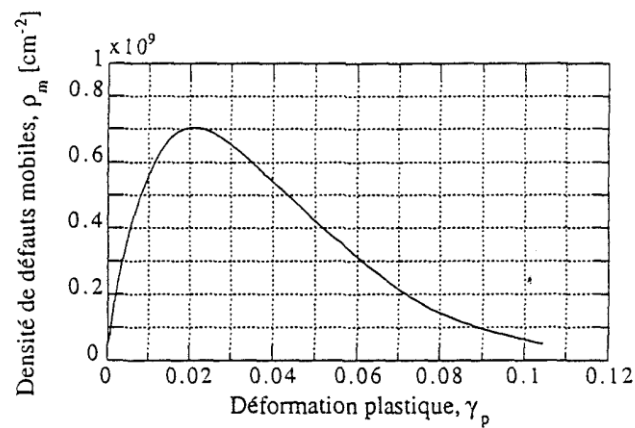


Figure II.1 : Variations de la densité de dislocations mobiles avec la déformation plastique d'après l'approche de Gilman [39].

Cette forme d'évolution de la densité,  $\rho_m$ , de dislocations mobiles apporte des explications concernant les limites supérieure et inférieure d'écoulement qui apparaissent avant le début de durcissement des matériaux métalliques à structure CC : la limite supérieure est due à une avalanche de dislocations mobiles qui se produit à un certain niveau de déformation, cette avalanche relaxe le matériau et favorise ainsi la déformation plastique. La limite inférieure correspond à un maximum de densité de dislocations mobiles ; nous assistons juste après ce maximum à une décroissance de la densité,  $\rho_m$ , et donc à une croissance de la contrainte d'écoulement.

### II.3.2- Formalisme de Klepaczko

Pour présenter ce formalisme on va se référer aux travaux réalisés par Buy [9], Rhayour [6] et Jarkas [40]. Klepaczko [41] propose de modéliser le comportement des métaux dans un domaine de vitesses de déformation et de températures pour lesquels les phénomènes prépondérants sont des mécanismes athermiques et thermiquement activés. Ce domaine correspond à des vitesses de déformation comprises entre  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et  $10^3 \text{ s}^{-1}$  et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal. Le formalisme consiste à lier les grandeurs macroscopiques à un ensemble de variables, notées  $S_j$ , décrivant l'état de la microstructure (densité de dislocations, taille de grain etc...) et à évaluer l'évolution de ces variables au cours de la déformation.

Ce formalisme repose sur les trois hypothèses suivantes :

- Le cisaillement est le mode fondamentale de la déformation aux basses températures ;
- La cission résolue de cisaillement  $\tau_R$  est la somme d'une composante  $\tau_{\mu R}$  résultant

des interactions entre les dislocations et les obstacles non localisés (joints de grain, précipités, etc...) et d'une composante  $\tau_R^*$  résultant des interactions entre les dislocations et les obstacles thermoactivés,

$$\tau_R = \tau_{\mu R} + \tau_R^* \quad (\text{II. 24})$$

La relation entre cette cission et la contrainte d'écoulement  $\tau$  en traction /  $\sigma$  en compression est donnée par un facteur approprié de Taylor  $F_\tau$  et  $F_\sigma$ .

$$\tau = F_\tau \tau_R \quad \text{où } \tau = \tau_\mu + \tau^* \quad (\text{II. 25})$$

$$\sigma = F_\sigma \tau_R \quad \text{où } \sigma = \sigma_\mu + \sigma^* \quad (\text{II. 26})$$

Deux termes  $\tau_\mu$  et  $\tau^*$ , contribuent, donc, à la contrainte d'écoulement dans le domaine d'activation thermique ; le second terme correspond à la réponse instantanée de la microstructure soumise à un chargement donné tandis que le premier correspond à l'histoire des chargements microstructuraux au cours de la déformation.

Ce formalisme repose sur une relation cinétique liant la contrainte d'écoulement à la microstructure et sur un système d'équations décrivant l'évolution de cette microstructure.

### II.3.2.1- Contrainte interne :

Une forme générale de la contrainte interne en fonction de la densité moyenne de dislocation et des différents paramètres géométriques qui peuvent contribuer à l'écrouissage du métal est proposée par Klepaczko [42], [43]:

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b \sqrt{\rho} + \sum_{i=2}^n \left[ (\alpha_i \mu) \sqrt{\frac{b}{d_i}} \right] \quad (\text{II. 27})$$

Cette relation est une expression de la contribution à l'écrouissage du métal due aux interactions entre les dislocations-dislocations et aux interactions entre les dislocations et les autres obstacles à longue portée dans le métal, le paramètre  $d_i$  étant la taille du  $i^{\text{eme}}$  obstacle. Les constantes  $\alpha_i (i = 2, \dots, n)$  caractérisent la contribution à l'écrouissage de chacun de ces

obstacles indépendamment des autres alors que  $\alpha_1$  caractérise la contribution des interactions dislocations-dislocations. Les paramètres  $\mu$  et  $b$  représentent respectivement le module élastique de cisaillement du matériau et le module du vecteur de Burgers alors que l'entier  $n$  le nombre de type d'obstacles. Pour exprimer le module élastique de cisaillement  $\mu(T)$  en fonction de la température, on utilise la relation suivante :

$$\mu(T) = \mu_0 [1 - T^* \exp(\theta^*(1 - T^*))] \quad (\text{II. 28})$$

$T^* = \frac{T}{T_f}$  où  $T_f$  est la température de fusion

$\theta^*$  : est une constante du matériau,

$\mu_0$  : est le module de cisaillement à 0 K.

Dans le cas où l'on ne considère que les contributions des interactions dislocations-dislocations et les effets de la taille  $D$  du grain et de la distance moyenne entre les macles,  $\Delta$ , la relation (II.27) se réduit à :

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_3 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{\Delta}} \quad (\text{II. 29})$$

Dans le domaine des vitesses comprises entre  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et  $10^3 \text{ s}^{-1}$  et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal, les interactions entre les dislocations et les obstacles à longue portée dans le métal sont très faiblement sensibles à la vitesse de déformation et à la température. Le coefficient généralisé,  $\alpha$ , y est, donc, très faiblement sensible à ces deux variables. On suppose alors que ce coefficient peut être supposé constant au cours de la déformation.

### II.3.2.2- Contrainte effective

Ono [44] et Kocks et al. [18], se sont intéressés au profil d'une dislocation dans un champ potentiel. Il ressort de leurs études que l'énergie libre d'activation  $\Delta G$  s'écrit en fonction de la contrainte effective  $\tau^*$  et de la température  $T$  sous la forme suivante :

$$\Delta G(\tau^*, T) = G(T) \left[ 1 - \left( \frac{\tau^*}{\tau_m^*(T)} \right)^p \right]^q \quad (\text{II. 30})$$

où  $G(T)$  est le seuil d'énergie imposée par un obstacle,  $\tau_m^*(T)$  la contrainte intrinsèque imposée par l'obstacle,  $p$  et  $q$  caractérisent la forme de l'obstacle à franchir, avec  $0 \leq p \leq 1$  et  $1 \leq q \leq 2$ .

En se basant sur ce qu'a été dit ci-dessus que les obstacles localisées sont à l'origine de la contrainte effective,  $\tau^*$ , ( $\tau_m^*(T)$  de l'équation (II.30) correspond à la contrainte de Pierls-Nabarro et est noté  $\tau_p^*(T)$ ).

L'inversion des deux relations (I.14 du chapitre précédent) et (II.30) conduit à l'expression suivante de la contrainte effective

$$\tau^* = \tau_p^*(T) \left( 1 - \left( \frac{kT}{G(T)} \ln \left( \frac{\dot{\gamma}_0(\rho_m)}{\dot{\gamma}_p} \right)^{\frac{1}{p}} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \quad (\text{II. 31})$$

D'après Klepaczko [45], les variations de  $\tau_p^*(T)$  et de  $G(T)$  avec la température s'écrivent sous la forme :

$$\tau_m^*(T) = \tau_p^0 \frac{\mu(T)}{\mu_0} \quad (\text{II. 32})$$

et

$$G(T) = G_0 \frac{\mu(T)}{\mu_0} \quad (\text{II. 33})$$

$\tau_p^0$  et  $G_0$  sont respectivement la contrainte de Pierls-Nabarro et l'énergie d'activation à la température 0K.

Dans le cas des matériaux métalliques à structure CC, le terme  $\dot{\gamma}_0$  étant donné par la relation suivante :

$$\dot{\gamma}_0 = \rho_m n v_D b^2 \quad (\text{II. 34})$$

$n$  étant un coefficient qui caractérise la géométrie de la dislocation et de l'obstacle dans le cas des vallées de Pierls ( $n = A^*/l^2$ ) la contrainte d'écoulement  $\tau$  s'écrit à partir des deux relations (II.29) et (II.31) sous la forme :



$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_3 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{\Delta}} + \tau_p^*(T) \left( 1 - \left( \frac{kT}{G(T)} \ln \left( \frac{\rho_m n v_D b^2}{\dot{\gamma}_p} \right)^{\frac{1}{q}} \right) \right)^{\frac{1}{p}} \quad (\text{II. 35})$$

Le coefficient généralisé  $\alpha_i$  d'interactions dislocations-obstacles à longue portée dans le métal est supposé constant dans le domaine des vitesses comprises entre  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et  $10^3 \text{ s}^{-1}$  et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal. Suivant cette hypothèse, les seules variables qui décrivent l'évolution de la microstructure parmi toutes celles qui interviennent dans les relations (II.29) et (II.31), sont la densité de dislocations et la densité de macles.

### II.3.2.3- Version simplifiée du modèle

L'accumulation des dislocations au cours de la déformation étant à l'origine de l'érouissage du matériau, Klepaczko [45] propose d'écrire l'évolution de la densité moyenne de dislocations,  $\rho$ , sous la forme :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M_{eff}(\dot{\gamma}_p, T, \rho) \quad (\text{II. 36})$$

où  $M_{eff}$  est le coefficient effectif d'accumulation, celle-ci résultant de la superposition des mécanismes de multiplication des dislocations avec les mécanismes d'annihilation. Dans une version simplifiée du modèle, on propose que la densité,  $\rho_m$ , de dislocations mobiles soit une fraction constante de la densité moyenne, Klepaczko[45][46]:

$$\rho_m = f \rho \quad (\text{II. 37})$$

Pour tenir compte de la création et de l'annihilation des dislocations, Klepaczko [45] et Kocks [47] proposent d'écrire l'évolution de la densité moyenne sous la forme :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M_g(\dot{\gamma}_p, T, \rho) - M_a(\dot{\gamma}_p, T, \rho) \quad (\text{II. 38})$$

Dans cette équation, les termes  $M_g$  et  $M_a$  représentent respectivement la contribution de la création et celle de l'annihilation au coefficient total d'accumulation des dislocations. La formulation mathématique du coefficient d'accumulation  $M_{eff}$  constitue le problème principal à résoudre pour pouvoir construire à partir de ce formalisme, un modèle d'écoulement viscoplastique des matériaux polycristallins. La forme suivante de ce coefficient a été proposée par Klepaczko [45] :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M(\dot{\gamma}_p) - k_a(\dot{\gamma}_p, T, )(\rho - \rho_0) \quad (\text{II. 39})$$

Dans cette équation, le terme  $M(\dot{\gamma}_p)$  représente le coefficient de multiplication des dislocations,  $k_a(\dot{\gamma}_p, T, )$  le coefficient d'annihilation et  $\rho_0$  la densité initiale des dislocations présentes dans le matériau. Pour tenir compte de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température, on introduit lors de l'intégration de cette équation, les évolutions de la vitesse de déformation  $\dot{\gamma}_p(\gamma_p)$  et de la température  $T(\gamma_p)$  au cours de la déformation plastique. Lorsque la vitesse de déformation et la température sont supposées constantes, l'intégration de l'équation (II.39) avec la condition  $\rho = \rho_0$  lorsque  $\gamma_p = 0$ , conduit à la solution analytique suivante :

$$\rho = \rho_0 + \frac{M(\dot{\gamma}_p)}{K_a(\dot{\gamma}_p, T)} \left[ 1 - \exp[-K_a(\dot{\gamma}_p, T)\gamma_p] \right] \quad (\text{II. 40})$$

Dans le cas des essais dynamiques, les élévations de la température du matériau dues à son échauffement sont assez importantes pour qu'elles ne soient pas négligées. De plus, le matériau subit de très fortes accélérations pendant la phase de mise en vitesse. Dans ces conditions, l'équation (II.39) devra être résolue au moyen de méthodes numériques.

D'après Klepaczko [42][43], le facteur d'annihilation  $K_a$  s'exprime en fonction de la vitesse de déformation et de la température par la relation suivante :

$$K_a(\dot{\gamma}_p, T) = K_0 \left( \frac{\dot{\gamma}_p}{\dot{\gamma}_0} \right)^{-2m_0 T} \quad (\text{II. 41})$$

où  $K_0$  est l'accélération d'annihilation à 0 K,  $\dot{\gamma}_0$  est le facteur de fréquence d'annihilation et  $m_0$  est la sensibilité absolue à la vitesse d'annihilation.

Pour ce qui concerne le coefficient de multiplication des dislocations  $M$  il est donné en fonction de la vitesse de déformation plastique par la relation suivante :

$$M(\dot{\gamma}_p) = M_0 \left[ B + C \tanh \left[ A \log \left( \frac{\dot{\gamma}_p}{D} \right) \right] \right] \quad (\text{II. 42})$$

Cette relation qui est déduite de l'analyse des résultats expérimentaux obtenus par Morrone et Duffy [48] sur l'Aluminium, matériau métallique à structure cubique à faces centrées, avait été proposée par Klepaczko [42][43] pour l'étude du cuivre polycristallin. Les paramètres  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  et  $M_0$  ont été identifiés pour ce matériau en ajustant les données expérimentales de Follansbee et Kocks [16] à cette équation.  $A$ ,  $B$  et  $C$  sont des constantes sans dimension,  $D$  une vitesse de déformation de référence et  $M_0$  un coefficient s'exprimant en  $\text{cm}^{-2}$ . Le produit  $M_0 B$  représente la valeur du coefficient  $M$  lorsque la valeur de la vitesse de déformation plastique est égale à  $D$ .

### II.3.3- Modèle Rusinek-Klepaczko RK

Une loi de comportement a été développée par Rusinek et Klepaczko en 2000 [49] en se basant sur divers travaux fait par Klepaczko [50][45][51] qui utilise la théorie des dislocations où la contrainte est une somme de deux composantes, la contrainte interne  $\tau_\mu$  et la contrainte effective  $\tau^*$  avec :

$$\tau = \frac{\mu(T)}{\mu_0} (\tau_\mu + \tau^*) \quad (\text{II. 43})$$

L'équation (II.43) dans sa forme originale reste très difficile à mettre en place lors de calculs numériques. Ils ont donc cherché à simplifier l'écriture pour la rendre plus facile d'utilisation. L'objectif de cette formulation simplifiée est qu'elle soit capable de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus en cisaillement sur un acier ES (Emboutissage Supérieur) qu'ils ont étudié [49]. Ainsi, la contrainte de cisaillement s'écrit comme précédemment :

$$\tau(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{\mu(T)}{\mu_0} (\tau_\mu(\varepsilon, T) + \tau^*(\varepsilon, T)) \quad (\text{II. 44})$$

$\mu(T)$  représente le module de cisaillement dont la dépendance en température a été proposée par Klepaczko en 1975 [45].

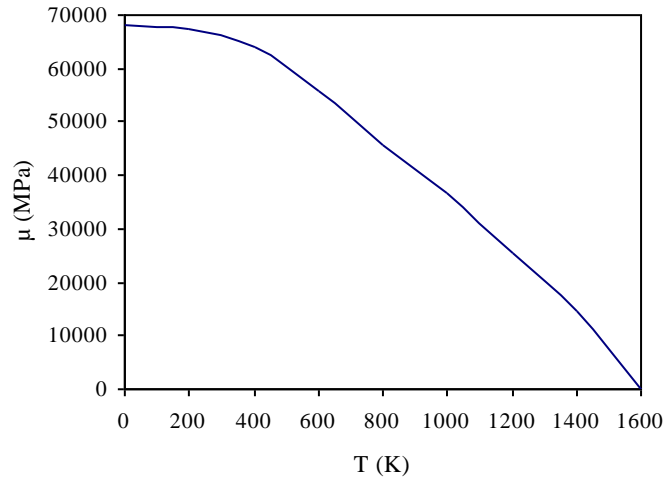


Figure II.2- Evolution du module de cisaillement de l'acier en fonction de la température

Son expression est :

$$\mu(T) = \mu_0 \left( 1 - \frac{T}{T_f} \exp \left( \theta^* \left( 1 - \frac{T}{T_f} \right) \right) \right) \quad (\text{II. 45})$$

$\mu_0$  est le module de cisaillement à  $T = 0$  K,  $T_f$  la température de fusion et  $\theta^*$  une constante du matériau.

La simplification du modèle physique est obtenue en utilisant les expressions de la contrainte interne et effective respectivement donnée par :

$$\tau^* = \tau_0^* \left[ 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}^{max}}{\dot{\varepsilon}} \right]^m \quad (\text{II. 46})$$

$$\tau_\mu = B(\dot{\varepsilon}, T) (\varepsilon_0 + \varepsilon)^{n(\dot{\varepsilon}, T)} \quad (\text{II. 47})$$

L'équation (II.47) permet d'avoir une forte augmentation de la contrainte avec la déformation en raison de la formulation en puissance de  $n(\dot{\varepsilon}, T)$ . Par contre, l'équation (II.46) linéarisée en température permettra de traduire l'adoucissement thermique. En résumé, la contrainte est liée à  $\varepsilon$ ,  $\dot{\varepsilon}$  et  $T$  par la relation suivante :

$$\tau(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{\mu(T)}{\mu_0} \left[ B(\dot{\varepsilon}, T) (\varepsilon_0 + \varepsilon)^{n(\dot{\varepsilon}, T)} + \tau_0^* \left[ 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}^{max}}{\dot{\varepsilon}} \right]^m \right] \quad (\text{II. 48})$$

La comparaison de l'équation (II.48) avec la forme globale définie à partir du modèle physique, Eq. II.31, montre une certaine similitude dans les mécanismes de déformation mis en jeu. Ainsi, l'écrouissage traduit généralement par l'évolution des dislocations sera défini par une loi puissance en déformation définissant une augmentation de la contrainte avec la déformation. Quant à l'activation thermique, elle est définie dans les deux cas par une équation d'Arrhenius permettant de reproduire l'évolution de la contrainte effective  $\tau^*$  avec la température [24]. L'avantage majeur de cette nouvelle loi de comportement est le nombre restreint de paramètres.

|                 |   |
|-----------------|---|
| m               | Sensibilité à la vitesse de déformation |
| $\tau_0^*$      | Contrainte effective à T = 0 K          |
| $\varepsilon_0$ | Déformation initiale                    |
| n               | Coefficient d'écrouissage               |
| B               | Module de plasticité                    |

Tableau II.1- Constants principales à déterminer

La détermination des constantes se fait par l'utilisation de la méthode des moindres carrés [52]. Celle-ci consiste à minimiser une fonctionnelle S dont l'expression est :

$$S = \sum_1^N (y_1 - \tau(\varepsilon_1))^2 \quad (\text{II. 49})$$

La dérivation de l'expression, en fonction des paramètres à identifier, permet d'obtenir un système matriciel à résoudre. L'erreur est quantifiée par l'écart quadratique moyen [52], dont la définition est :

$$\chi = \sqrt{\frac{\sum_1^N (\tau_{exp} - \tau_{num})^2}{N}} \quad (\text{II. 50})$$

### II.3.3.1-Détermination des constantes du modèle RK

Les constantes vont être déterminées à partir des essais expérimentaux réalisés à différentes vitesses de déformation et température. Pour obtenir, la constante  $D_1$ , l'hypothèse que la constante  $\tau^*$  est nulle quand  $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{min}$  est atteinte et pour  $T=300$  K. Il vient ainsi :

$$D_1 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \left( \frac{\dot{\varepsilon}^{max}}{\dot{\varepsilon}^{min}} \right) = 1 \quad (\text{II. 51})$$

La valeur trouvée pour  $D_1$  est donnée par :

$$D_1 = \frac{T_f}{T \log(\dot{\varepsilon}^{max}/\dot{\varepsilon})} \quad (\text{II. 52})$$

Pour l'identification des autres constantes  $m$  et  $\tau_0^*$ , la démarche consiste à faire l'hypothèse que pour un saut de vitesse à déformation fixée le saut de la contrainte interne est négligeable devant le saut de la contrainte effective et peut donc être considéré comme nul. Ceci s'explique par le fait que la microstructure reste figée pendant ce saut et que la variation d'activation thermique est prépondérante. Le saut de contrainte entre les vitesses de déformation  $\dot{\varepsilon}^{min}$  et  $\dot{\varepsilon}$  s'écrit donc simplement :

$$\begin{aligned} \frac{\tau \mu_0}{\mu(T)} \Big|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}} - \frac{\tau \mu_0}{\mu(T)} \Big|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}^{min}} \\ = \tau_0^* \left[ \left[ 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}^{max}}{\dot{\varepsilon}} \right]^m - \left[ 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}^{max}}{\dot{\varepsilon}^{min}} \right]^m \right] \end{aligned} \quad (\text{II. 53})$$

Les tests avec saut de vitesses permettent de déterminer  $m$  et  $\tau_0^*$ .

Il reste ensuite à trouver les paramètres  $B$ ,  $\varepsilon_0$  et  $n$ . Par une méthode des moindres carrés, appliquée sur la courbe expérimentale  $\tau(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$ , obtenue pour la vitesse de référence égale à  $\dot{\varepsilon}^{min}$ .

Une fois les valeurs de  $B$  et  $n$  sont obtenues pour la vitesse minimale et  $T = 300$  K. Il convient de définir les dépendances en  $\dot{\varepsilon}$  et  $T$ . Une dépendance en est proposée pour le module de plasticité  $B$  et le coefficient d'érouissage  $n$ . La dépendance en vitesse de déformation est trouvée en gardant l'ensemble des paramètres définis précédemment constant à l'exception de  $B$  et  $n$  qui sont recalculés pour des vitesses de déformation variant de  $\dot{\varepsilon}^{min}$  à  $\dot{\varepsilon}^{max}$ .

L'expression retenue pour  $B(T, \dot{\epsilon})$  inclue l'expression de la température homologue modifiée par la vitesse de déformation [4].

$$B(\dot{\epsilon}, T) = B_0 \left[ \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \left( \frac{\dot{\epsilon}^{max}}{\dot{\epsilon}} \right) \right]^{-\nu} \quad (\text{II. 54})$$

Celle-ci permet d'accentuer l'augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation et d'anticiper la sensibilité observée expérimentalement pour des vitesses de déformation supérieures à  $10^2 \text{s}^{-1}$  (pour l'acier ES).

Les variations du coefficient d'érouissage avec la vitesse de déformation apparaissent de la manière suivante. Le coefficient d'érouissage  $n$  est une fonction décroissante du logarithme de la vitesse de déformation ;

L'expression retenue, pour le coefficient d'érouissage est inspirée de la formulation proposée par Klepaczko en 1987 permettant de traduire l'évolution de la densité de dislocations mobiles à grande vitesse de déformation [50-42].

$$n(\dot{\epsilon}, T) = n_0 \left[ 1 - D_2 \left( \frac{T}{T_f} \right) \log \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}^{min}} \right) \right] \quad (\text{II. 55})$$

Dans leur études sur l'acier ES Rusinek et Klepaczko ont trouvé une très bonne concordance entre l'ensemble des résultats analytiques et expérimentaux, sur la fig.II.3 sont montrés quelques exemples.

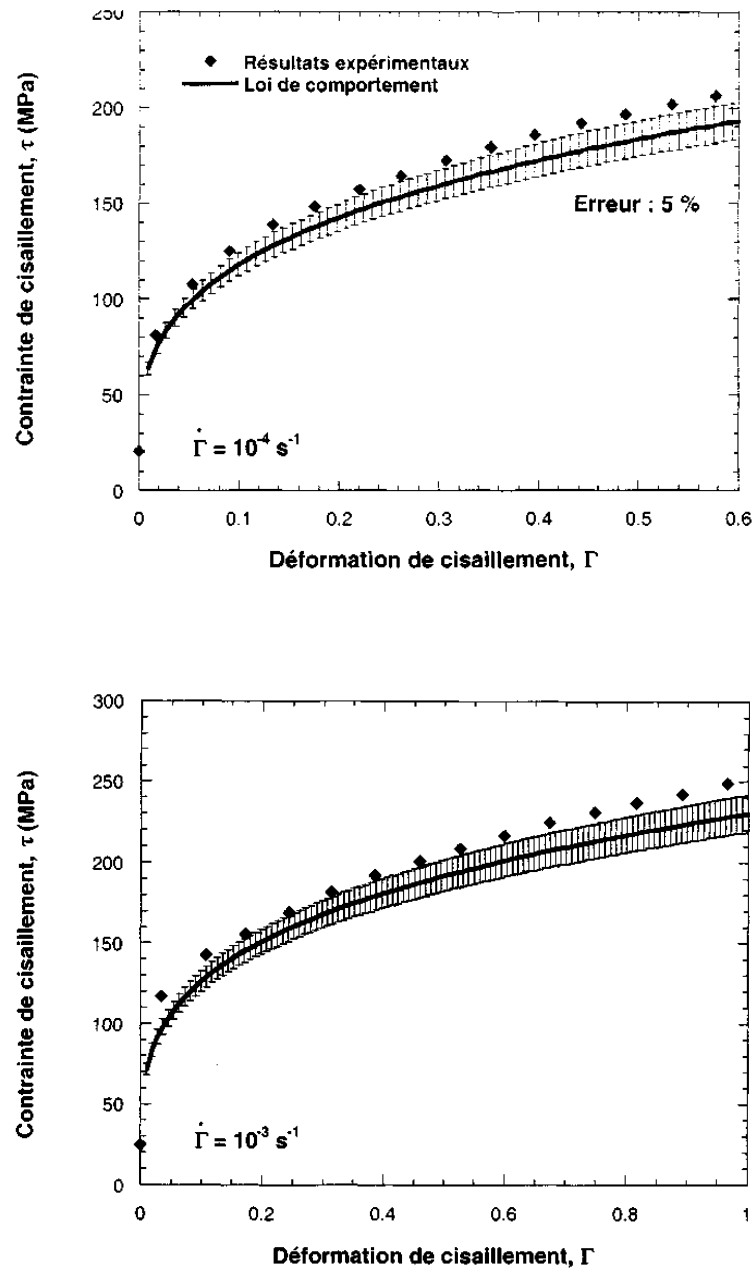


Figure II.3- Exemple de courbes analytique et expérimentale obtenue par le modèle RK sur un acier ES [49]



## **Chapitre III**

# **Comportement du titane et ses alliages**

### III-Comportement du titane et de ses alliages

L'objet de ce chapitre est de présenter un rappel des données bibliographiques sur le titane et son alliage TA6V.

L'intérêt essentiel du titane résulte dans sa faible masse volumique ( $4.5 \text{ g/cm}^3$ ) et de ses caractéristiques mécaniques intéressantes. Il se caractérise par sa bonne résistance à la corrosion, une résistance qui est supérieure à celle des aciers inoxydables. Il doit cette excellente tenue à un film d'oxyde  $\text{TiO}_2$  qui le couvre et lui assure une auto protection très efficace.

#### III.1- Structure du titane et de ses alliages

A température ambiante, le titane pur a une structure hexagonale (appelée phase  $\alpha$ ) de paramètres de maille  $a = 2,950 \text{ \AA}$   $c = 4,683 \text{ \AA}$  [53]. Le rapport  $c/a$  du titane  $\alpha$ , égal à 1,587, est inférieur au rapport  $c/a$  d'une structure hexagonale compacte idéale ( $c/a = 1,633$  [54])

A  $882^\circ \text{ C}$ , la phase  $\alpha$  se transforme allotropiquement en donnant une phase  $\beta$  de structure cubique centrée, dont le paramètre de maille  $a$  est égal à  $3,313 \text{ \AA}$  à  $900^\circ \text{ C}$ . Cette phase est stable jusqu'à la température de fusion, à  $1662^\circ \text{ C}$  [55].

Les éléments d'addition qui modifient peu ou augmentent la température de transition  $\alpha \rightarrow \beta$  sont appelés alpha-gènes. Les principaux éléments alpha-gènes sont O, C, N, Al, Sn. Les éléments d'addition qui abaissent la température de transition sont appelés bêta-gènes. Les principaux sont V, Fe, Ni, Co, Cr, Mn, Pb [56]. Pour certains alliages, la phase  $\beta$  peut être retenue par trempe à température ambiante.

#### III.2- Mécanismes de déformation plastique

Dans la phase  $\alpha$  comme dans la phase  $\beta$  du titane, la déformation plastique est accommodée par le glissement et le maillage, à température ambiante.

##### III.2.1- Structure alpha

Les systèmes de glissement habituellement rencontrés dans les matériaux de structure hexagonale compacte sont présentés dans le tableau III.1. Les notations des plans et directions sont celles utilisées habituellement et sont rappelées sur la figure III.1. La compacité

de la structure  $\alpha$  du titane n'étant pas idéale, les plans de plus grandes densités ne sont pas les plans de base mais les plans prismatiques. Le système de glissement principal est  $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0\rangle$ . Le glissement pyramidal de première et de seconde espèce apparaissent comme mécanismes de déformation secondaires.

| Plans de glissement       |          |                  | Directions de glissement, vecteurs de Burgers des dislocations |                     |
|---------------------------|----------|------------------|--|---------------------|
| Nom                       | Notation | Indice           | Indice   | Symbole             |
| Basal                     | B        | (0001)           | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$                         | $\vec{a}$           |
| Prismatique               | P        | $\{10\bar{1}0\}$ | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$                         | $\vec{a}$           |
| Pyramidal de 1ère espèce  | $\Pi_1$  | $\{10\bar{1}1\}$ | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$                         | $\vec{a}$           |
| Pyramidal de 1 ère espèce | $\Pi_1$  | $\{10\bar{1}1\}$ | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$                         | $\vec{c} + \vec{a}$ |
| Pyramidal de 2ème espèce  | $\Pi_2$  | $\{11\bar{2}2\}$ | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$                         | $\vec{c} + \vec{a}$ |

Tableau III.1. Les systèmes de glissement habituellement rencontrés dans les matériaux de structure hexagonale compacte

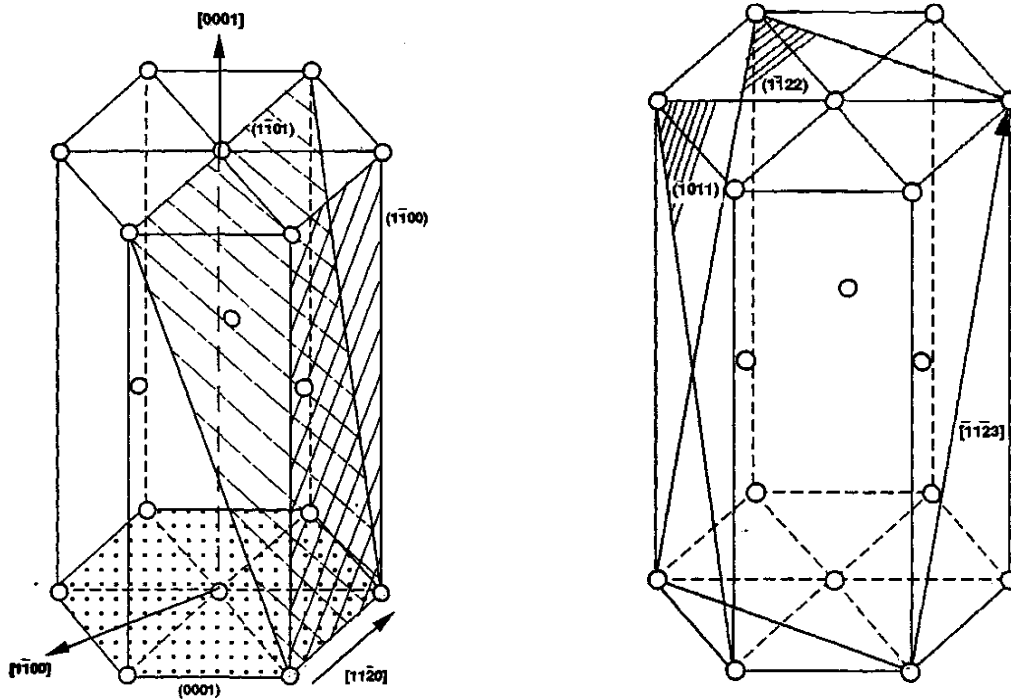


Figure III.1- Notations des plans et directions dans la structure hexagonale

Le tableau III.2 regroupe les systèmes de maillage rencontrés dans le titane  $\alpha$  à température ambiante ; ce sont des macles de type composé ou dégénéré [57]. Le maillage peut conduire à une contraction ou à une extension suivant l'axe  $\bar{c}$  de l'hexagone. Il existe donc des "macles de contraction"  $\{11\bar{2}2\}\langle 11\bar{2}3\rangle$  et des "macles d'extension"  $\{11\bar{2}1\}\langle 11\bar{2}6\rangle$  et  $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}1\rangle$  [58].

| $K_1$ (plan de maillage) | $\eta_1$ (direction de maillage)       |
|--------------------------|--|
| $\{10\bar{1}2\}$         | $\langle 10\bar{1}1\rangle$            |
| $\{10\bar{2}2\}$         | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}3\rangle$ |
| $\{10\bar{2}1\}$         | $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}6\rangle$ |

Tableau III.2- Eléments cristallographiques du maillage dans la phase hexagonale du titane

### III.2.2- Structure alpha bêta

Le glissement  $\{112\}\langle 111 \rangle$  et le maclage  $\{332\}\langle 113 \rangle$  sont les mécanismes de déformation des alliages de titane de structure  $\beta$ . Hanada et al [59] ont montré que l'activité de ces deux mécanismes de déformation dépendait de la composition chimique des alliages que ces auteurs classent en deux groupes :

Premier groupe      Ti - 3Al - 8 V - 6 Cr - 4 Mo - 4 Zr ( $\beta$  C)

Ti-15Mo-5Zr-3Al

Ti-13V-11Cr-3Al

Ti-8Mo-8V-2Fe-3Al

Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn

Second groupe      Ti - 15 Mo - 5 Zr

Ti-11,5Mo-6Zr-4,5Sn ( $\beta$ III)

Les alliages du premier groupe se déforment principalement par glissement, alors que les alliages du second groupe se déforment principalement par maclage. Dans les alliages du second groupe, il existe une transformation de phase sous contrainte  $\beta \rightarrow \omega$ . La phase  $\omega$  étant une phase hexagonale.

### III.3-Comportement mécanique de l'alliage TA6V

Cet alliage est composé en poids de 90% de titane ,6% d'aluminium et 4% de vanadium (les tolérances sont de l'ordre de  $\pm 0.5\%$ ), étant élaboré de façon industrielle, il contient un certain nombre d'éléments mineurs. Le TA6V est un alliage ( $\alpha + \beta$ ) classique. Il présente une grande diversité de microstructures et de textures suivant le traitement thermomécanique. La phase  $\alpha$  de structure hexagonale compacte est la phase stable aux basses températures. Tandis que la phase  $\beta$  de structure cubique centrée est stable à haute température. Cette dernière est stabilisée à température ambiante par le vanadium et le fer. La fraction volumique de phase  $\beta$  peut ainsi atteindre 15%.

### III.3.1-Comportement en compression

Des résultats sur le comportement en compression des alliages de TA6V réalisés par Xue et al. [60], Khan et al.[61], Nemat-Nasser et al. [62], entre autres, qui se sont intéressés à la caractérisation du TA6V en compression, sont présentés ici. Les courbes contrainte - déformation obtenues par différents auteurs à température ambiante et pour deux gammes de vitesse de déformation, l'une à  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et l'autre entre  $2 \cdot 10^3$  et  $6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  sont représentées sur la figure III.2.

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 III.2 sont très dispersées, variant de 300 MPa dans une même gamme de vitesse de déformation ( $10^3 \text{ s}^{-1}$ ). On remarque 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 [63].

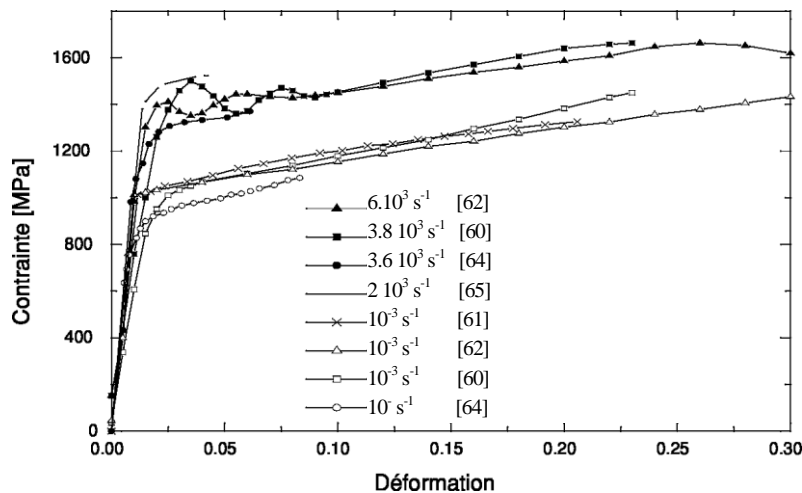


Figure III.2 : courbes de consolidation du TA6V en compression à température ambiante pour deux gammes de vitesses de déformation  $10^{-3}$  et  $10^3 \text{ s}^{-1}$  [61], [62], [64] et [65]

### III.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. En plus des travaux effectués par les auteurs de la section précédente on trouve ceux publiés dans [66], [67]. La figure III.3 illustre ces

résultats obtenus dans la gamme de vitesse de déformation  $10^{-4}$  à  $2.10^4 \text{ s}^{-1}$  et pour une déformation plastique de 0.04, à l'exception de Wulf [67] qui a déterminé cette sensibilité pour une déformation plastique de 0.1.

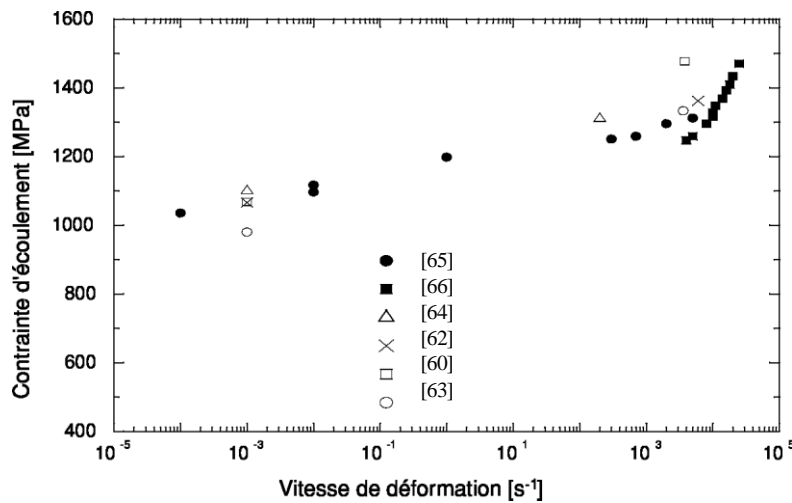


Figure III.3 : Influence de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité du TA6V,[66],[62],[65][60][64] et[63]

La limite d'élasticité s'élève rapidement avec la vitesse de déformation, de 250 MPa quand  $\dot{\epsilon}$  passe de  $10^{-4}$  à  $5.10^3 \text{ s}^{-1}$ . 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. Une reprise de l'expression logarithmique du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation défini par  $m = \left. \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}} \right|_{\epsilon, T}$  par Boidin [63], donne, 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 est située au-delà de  $5.10^3 \text{ s}^{-1}$ . Cette valeur est en accord avec les résultats publiés dans [68] ( $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$ ).

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 [69] 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 III.4).

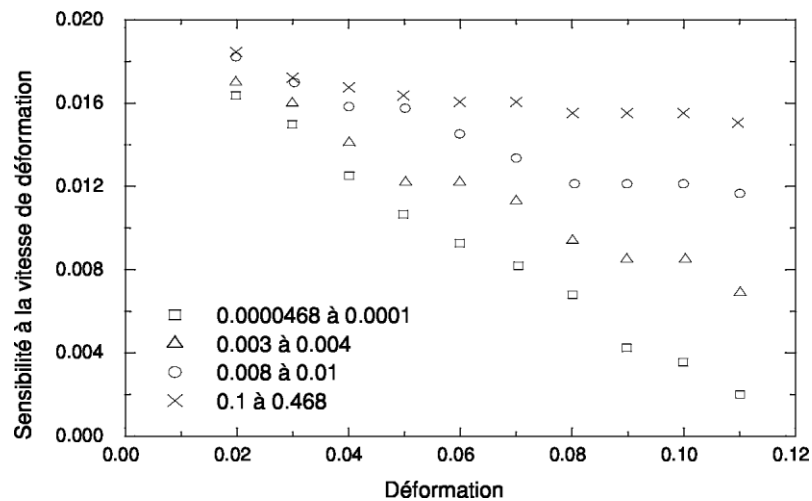


Figure III.4 : Influence de la déformation sur le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation pour quatre gammes de vitesse, [69]

On observe une chute de la sensibilité à la vitesse de déformation de 0.016 à 0.004 quand  $\epsilon$  passe de 0.02 à 0.1 pour une gamme de vitesse de l'ordre de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Cette tendance s'atténue avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

### III.3.3- Influence de la température

Il est intéressant, avant de décrire l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement du TA6V, de s'intéresser tout d'abord à l'évolution du module de cisaillement  $G$  en fonction de la température  $T$ .

Des mesures ultrasonores effectuées sur un alliage TA6V [70] donnent un module de cisaillement  $G$  décroissant de 42 à 33 GPa lorsque la température passe de 373 à 737 K (figure III.5). 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.



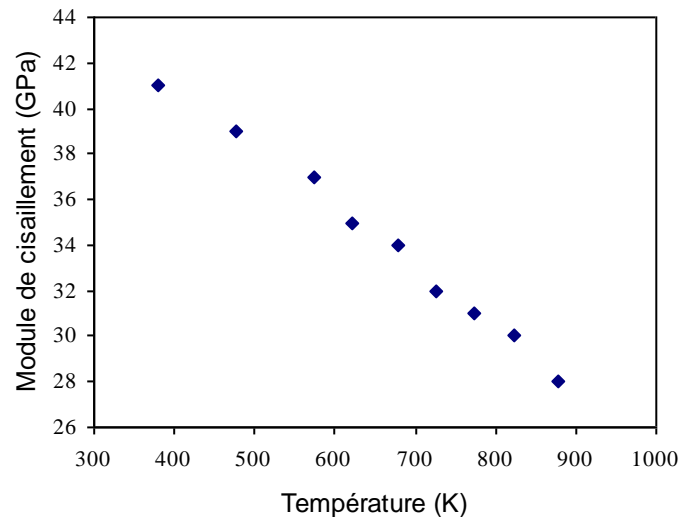


Figure III.5: Influence de la température sur le module de cisaillement du TA6V [70]

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

$$\frac{\partial G}{\partial T} = 2.25 \text{ MPa K}^{-1}.$$

De nombreux auteurs comme Majorell et al. [71], Lee et Lin [68] ou encore Meester et al. [72] se sont intéressés à l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement du TA6V. La figure III.6 illustre leurs résultats pour une déformation plastique inférieure à 5% et pour deux vitesses de déformation différentes : l'une à  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et l'autre à  $2.10^3 \text{ s}^{-1}$ . Une comparaison avec les travaux de Meyers et al. [73] et Harding [74] sur un titane pur est réalisée par Boidin [63]. 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  $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , un plateau athermique (Zone II de la section I.2) est observé entre 650 et 800 K. Boidin [63] a calculé une sensibilité moyenne de la contrainte à la température pour ces deux gammes de vitesses de déformation. A  $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et  $2.10^3 \text{ s}^{-1}$ , elle est respectivement d'environ  $-1.1 \text{ MPa/K}$  et  $-0.875 \text{ MPa/K}$  pour une déformation plastique inférieure à 5%.

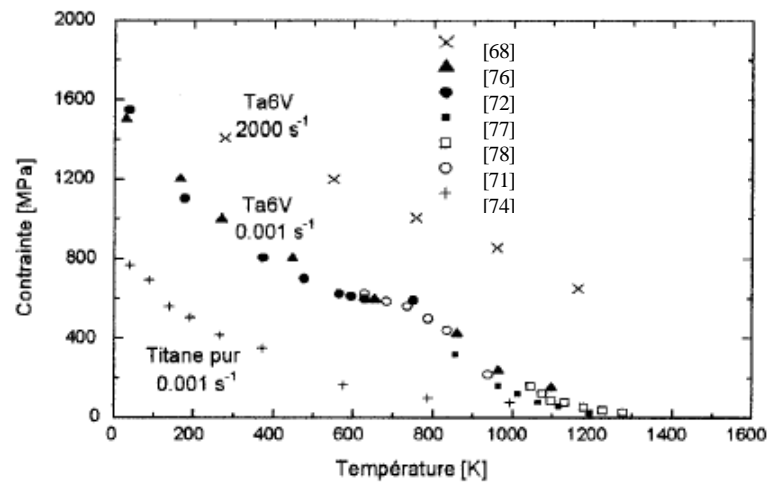


Figure III.6 : Influence de la température sur la limite d'élasticité du TA6V pour deux vitesses de déformation :  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $2.10^3 \text{ s}^{-1}$  [68], [71], [76], [77],[72], comparaison avec un titane pur, [74], [73].

D'une manière générale, l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement des alliages de titane ne diffère pas des autres matériaux : une augmentation de la température provoque une diminution de la contrainte d'écoulement. Nemat-Nasser et al. ont évalué expérimentalement l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement d'un titane pur (99.99%) en compression, la figure III.7 illustre ces résultats pour une vitesse de déformation de  $2.10^4 \text{ s}^{-1}$  et pour des taux de déformation allant de 5% à 35%.

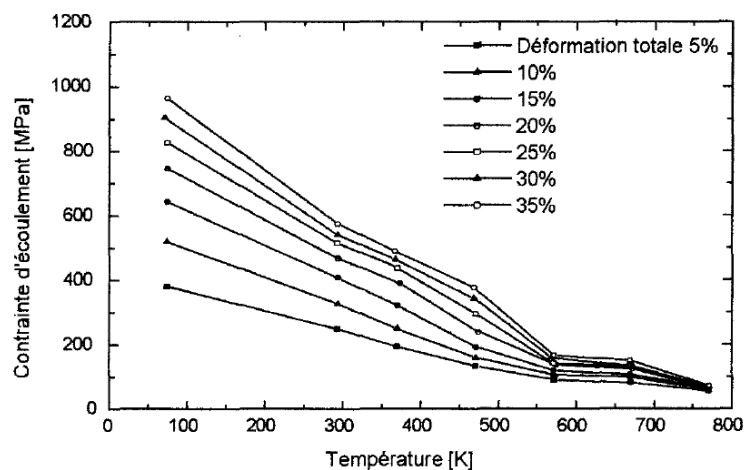


Figure III.7 : Influence de la température sur la contrainte d'écoulement en compression d'un titane pur, [78]

# **Chapitre IV**

## **Essais de compression**

**IV.- Essais de compression**

Le comportement des matériaux en compression est, à bien des égards, semblable à leur comportement en traction. Il existe cependant un certain nombre de différences importantes, suffisantes pour justifier une étude à part de cette forme courante de sollicitation. Dans le domaine dynamique, la compression est un des essais mécaniques les plus fréquemment employés.

Bien que la charge en compression présente des avantages, dans certains genres de recherches, elle offre aussi des difficultés nouvelles.

Une force axiale de compression est facile à exercer par l'intermédiaire de deux plaques planes, parallèles, agissant à chaque extrémité d'une éprouvette cylindrique. En conséquence, l'essai de compression s'emploie couramment dans l'étude des matériaux. Pour les matériaux ductiles, l'essai de compression permet d'étudier des déformations plastiques beaucoup plus grandes qu'en traction. En absence de problèmes d'instabilité plastique et de friction, le domaine plastique devient théoriquement illimité.

Par contre, la grande difficulté de l'essai de compression réside dans l'apparition du frottement et de l'effet de l'inertie aux grandes vitesses de déformation.

**IV.1- Frottement**

Le frottement est causé par la déformation transversale de l'échantillon qui accompagne la compression exercée par les plateaux sur ses extrémités, son diamètre  $d$  augmentant de la quantité  $\varepsilon_y d = |\nu| \varepsilon_x d$ . Mais la dilatation des extrémités de l'éprouvette est gênée par le frottement entre les extrémités et les plaques de compression. Puisqu'il n'y a pas de déformation possible dans la zone voisine du contact au cours de l'essai, l'éprouvette prend une forme caractéristique en tonneau (figure IV.1).

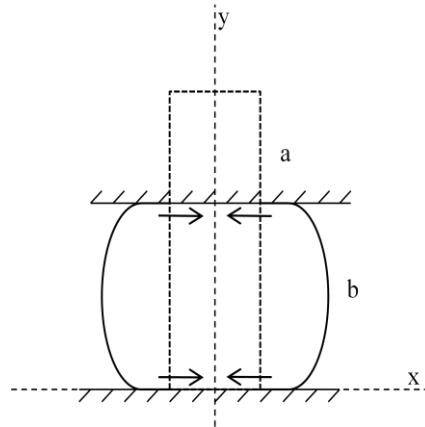


Figure IV.1 La conséquence du frottement sur un cylindre en compression, état initial(a) et état final (b).

Dans le domaine des faibles vitesses de déformation, il existe plusieurs moyens pour minimiser les effets du frottement:

Siebel et Pomp [79], ont opté pour une forme donnée des plaques d'appui et des extrémités de l'éprouvette. L'angle entre la charge appliquée et la normale à l'axe de compression est égal à l'angle limite de frottement. La seule difficulté est de déterminer l'angle de frottement pour un matériau et des conditions de surface donnés.

Une autre méthode utilisée consiste à lubrifier les extrémités pour diminuer le frottement. Les pressions de contact sont si élevées qu'il faut utiliser des lubrifiants spéciaux. Les résultats sont cependant assez incertains, parce que le lubrifiant tend à s'écouler vers l'extérieur, sous l'effet de la pression, et produit le même effet que le frottement mais en sens opposé.

Enfin la méthode utilisée avec succès par divers chercheurs est la suivante : on pratique de fines cannelures dans les extrémités de l'éprouvette, de façon à couvrir complètement sa surface. Un lubrifiant convenable, appliqué aux extrémités, est retenu par les cannelures, qui empêchent son écoulement vers l'extérieur. Cette méthode permet d'éliminer complètement l'effet de gonflement des éprouvettes ductiles. Il est à noter que le choix de la forme et les dimensions des cannelures ainsi que du lubrifiant employé sont décisifs pour l'obtention des bons résultats.

Cependant, les solutions proposées précédemment ne sont plus fiables dans le domaine dynamique. On a alors proposé que pour un échantillon cylindrique, si le diamètre initial  $d_0$

par rapport à la longueur initiale  $l_0$  et le coefficient de Coulomb  $\mu$  sont suffisamment petits, on peut négliger l'effet de frottement. Davies et Hunter [80] ont utilisé le critère suivant :

$$\frac{\mu d_0}{3l_0} \ll 1 \quad (\text{IV. 1})$$

Dans le cas contraire, il est nécessaire de développer des corrections. Par exemple, Rand [81] a donné, en 1967, une relation entre la contrainte uniaxiale réelle  $\sigma_c$  et la contrainte mesurée  $\sigma_m$  lorsque le frottement intervient :

$$\sigma_c = \frac{\sigma_m}{2\alpha^{-2}(e^\alpha - \alpha - 1)} \quad (\text{IV. 2})$$

avec

$$\alpha = \frac{\mu d(1 + \varepsilon)^{-3}}{2l}$$

Malinowski et Klepaczko [82] ont dérivé une correction basée sur l'équilibre énergétique et ont proposé la relation (Eq. IV.3) qui a été appliquée avec succès à l'Aluminium.

$$\sigma_c = \sigma_m \left[ 1 - \frac{\mu d}{l} (1 - \varepsilon)^{-3/2} \right] \quad (\text{IV. 3})$$

## IV.2 Inertie

Depuis la création du système des barres d'Hopkinson, beaucoup d'efforts ont été faits en vue de son amélioration. La recherche s'était plutôt axée sur les problèmes propres aux essais de comportement unidimensionnels à savoir l'inertie dans le cas dynamique.

Les efforts appliqués sur l'échantillon induisent non seulement une contrainte axiale, mais aussi une accélération radiale. Ainsi, la contrainte mesurée est alors supérieure à la contrainte axiale réelle dans l'échantillon (figure IV.2).

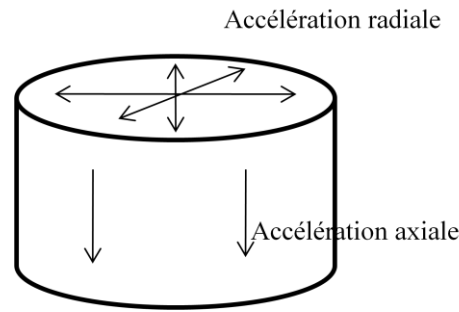


Figure IV.2 : Division des accélérations dans un échantillon de compression

Kolsky [83] a étudié le problème de l'inertie radiale en 1949. En tenant compte du bilan énergétique, il a trouvé que pour l'éprouvette courte, l'inertie axiale peut être négligée devant l'inertie radiale, et il a proposé une correction de la forme :

$$\sigma_c = \sigma_m - \rho \frac{v^2 d^2}{8} \ddot{\epsilon} \quad (\text{IV. 4})$$

où  $\sigma_c$  est la contrainte corrigée,  $\sigma_m$  est la contrainte mesurée,  $\ddot{\epsilon}$  est l'accélération,  $v$ ,  $\rho$ ,  $d$ , sont respectivement le coefficient de Poisson, la masse volumique et le diamètre de l'échantillon.

Davies et Hunter [80] ont tenu compte des inerties radiales et axiales, mais ont trouvé que l'inertie axiale n'influe pas beaucoup sur la correction de l'inertie, mais que le frottement doit être nécessairement pris, en compte, sous peine d'obtenir des résultats complètement erronés. Pour éviter tous ces problèmes, ils ont proposé d'utiliser des éprouvettes à géométrie optimale, c'est à dire une géométrie où le frottement n'a plus beaucoup d'influence sur le résultat. De plus avec cette géométrie l'inertie radiale et l'inertie axiale s'annulent. Cette optimisation de la géométrie de l'éprouvette est donnée par la relation :

$$l_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} v d_0 \quad (\text{IV. 5})$$

où  $v$  coefficient de Poisson (Pour un coefficient  $v = 0.5$  le rapport  $\frac{l_0}{d_0}$  est égal à 0.433), pour les autres éprouvettes, ils ont proposés une correction de la forme :

$$\sigma_c = \sigma_m + \rho \left[ \frac{l^2}{6} - \frac{v^2 d^2}{8} \right] \ddot{\epsilon} \quad (\text{IV. 6})$$

Klepaczko [84], Dharan et Hauser [85] ont travaillé aussi sur la correction inertielle. Ils ont négligé l'inertie radiale, mais ils ont ajouté un nouveau facteur de correction qui

dépend de la vitesse de déformation. Ils ont trouvé que, pour un cylindre creux d'aluminium, l'effet de l'inertie radiale est très faible. Leur correction a atteint environ 17% sur la contrainte axiale pour une vitesse de déformation de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^4 \text{s}^{-1}$ , la relation proposée est :

$$\sigma_c = \sigma_m + \rho \left[ \frac{d_0^2}{24(1 - \varepsilon_z)} \ddot{\varepsilon} - \frac{d_0^2}{16(1 - \varepsilon_z)} \dot{\varepsilon}^2 \right] \quad (IV.7)$$

$\varepsilon_z$  déformation axiale

Afin d'estimer à la fois l'effet du frottement et de l'inertie lors de la compression rapide une simple expression analytique a été proposée en 1986 par un Malinowski et Klepaczko [86]. La méthode du bilan énergétique a été utilisée lorsque les effets de la friction et l'inertie entrent ensemble de façon naturelle. Cette approche a permis de généraliser le critère de Davis et Hunter pour un spécimen optimale, en terme de rapport  $l/d$ , y compris dans le même temps l'interface de friction. L'augmentation nette de l'énergie  $\Delta E$  consommée par friction au niveau des surfaces de contact du spécimen est transformée en énergie dissipée par le frottement  $\Delta E_T$ , énergie radiale  $\Delta E_K^R$  et énergie axiale  $\Delta E_K^Z$  :

$$\Delta E = \Delta E_T + \Delta E_K^R + \Delta E_K^Z \quad (IV.8)$$

Ils sont arrivés à la relation suivante :

$$\sigma_z - \sigma_0 = \frac{\mu \sigma_z}{3S} + \frac{\rho d_0^2}{12} \left( S^2 - \frac{3}{16} \right) (\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon}) + \frac{3\rho d_0^2}{64} \ddot{\varepsilon} \quad (IV.9)$$

où  $\sigma_z$  sont respectivement la contrainte de compression expérimental,  $\sigma_0$  la réponse pendant l'écoulement plastique,  $\mu$  est le coefficient de friction de Coulomb. Le rapport initial de minceur (slenderness) est donné par  $S_0 = l_0/d_0$  et celui en cours est  $S = l/d$ . Le premier terme de l'équation IV.9 semble due à l'effet du frottement et les deux autres indiquent l'effet de l'inertie. Le second terme disparaît pour tous les spécimens qui satisfont la condition :  $S^2 - 3/16 = 0$  ou  $\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon} = 0$ .

En fin on peut conclure que tous les travaux sur l'effet du frottement et de l'inertie sur la contrainte sont basés sur le rapport de la longueur au diamètre de l'échantillon.



# **Chapitre V**

## **Etude expérimentale et résultats**

## V- Etude expérimentale et résultats

### Introduction

Ce chapitre est scindé en trois parties :

Dans la première partie, nous présentons le matériau étudié. La deuxième partie sera consacrée aux essais de compression dans le domaine quasi-statique réalisés sur une machine hydraulique de type Zwick REL (de la description du montage, jusqu'à la détermination des courbes contrainte-déformation).

La troisième partie sera consacrée aux essais dynamiques réalisés sur barre d'Hopkinson modifiée récemment au niveau LPMM-Metz par Klepaczko [87], en se basant sur la technique des barres d'Hopkinson [88] et sur la version modifiée de cette technique par Kolsky [83] et dont le but est de couvrir une gamme plus large de vitesse de déformation.

### V.1 Présentation de l'alliage étudié

#### V.1.1 l'alliage TA6V

Le matériau utilisé pour cette étude est l'alliage TA6V dont la composition chimique est donnée dans le tableau ci dessous.

| Eléments | Al   | V    | Fe    | C    | N <sub>2</sub> | O <sub>2</sub><br>ppm | H <sub>2</sub><br>ppm | Ti         |
|----------|------|------|-------|------|----------------|-----------------------|-----------------------|------------|
| %        | 6.12 | 4.06 | 0.158 | 0.01 | 0.008          | 1894                  | 23                    | complément |

Tableau V.1 : Composition chimique du TA6V

Les principales caractéristiques physiques de cet alliage sont les suivantes [89]

- module d'élasticité :  $E = 1,13 \cdot 10^5$  MPa
- module de cisaillement :  $\mu = 4,3 \cdot 10^4$  MPa
- chaleur spécifique :  $C_p = 564$  J/kg.°C
- conductivité thermique :  $6,68$  J/m.s.°C (à 55°C)  
 $11,7$  J/m.s.°C (à 427°C)

de plus cet alliage est amagnétique et sa température est de 1650°C et sa densité est de  $4,43$  kg/dm<sup>3</sup>.

### **V.1.2 Caractéristiques mécaniques l'alliage étudié**

Les caractéristiques typiques de traction à 20°C de l'alliage TA6V sont résumées ci-dessus [90]

- contrainte à la rupture : 1020 MPa
- limite d'élasticité : 898 MPa
- allongement : 16%
- ductilité : 45%

Ces caractéristiques mécaniques sont données à titre indicatif, car elles varient en fonction de divers paramètres tels que la microstructure, le traitement thermique, etc.....

### **V.1.3 Historique et dimensions des éprouvettes**

Les éprouvettes de compression de forme cylindrique de diamètre 5 mm et de longueur 3 mm sont prélevées par procédé d'électroérosion d'une plaque laminée ; l'axe de l'éprouvette est perpendiculaire au sens de laminage ; aucun traitement thermique n'a été appliqué à ce matériau après laminage.

### **V.1.4 Microstructure de l'alliage étudié**

Pour toute observation au microscope de la surface d'un échantillon, que ce soit optique ou électronique, la préparation de la surface à observer est très importante. Le mode opératoire décrit ci-dessous a été entrepris et adapté pour notre alliage :

- 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 diamanté (9, 6 et 3microns) jusqu'au poli miroir ou disparition totale des rayures visibles à l'œil nu ;
- attaque chimique pour révéler la microstructure, le réactif utilisé est de composition chimique suivante : HF : 2 ml, HNO<sub>3</sub> : 4 ml et H<sub>2</sub>O : 94

ml. Le temps d'attaque est de 40 secondes. Ce réactif d'attaque permet d'obtenir un bon contraste entre les différentes phases, à la fois en microscopie optique et en microscopie électronique à balayage.

La figure V.1 présente l'état microstructural d'un échantillon de TA6V

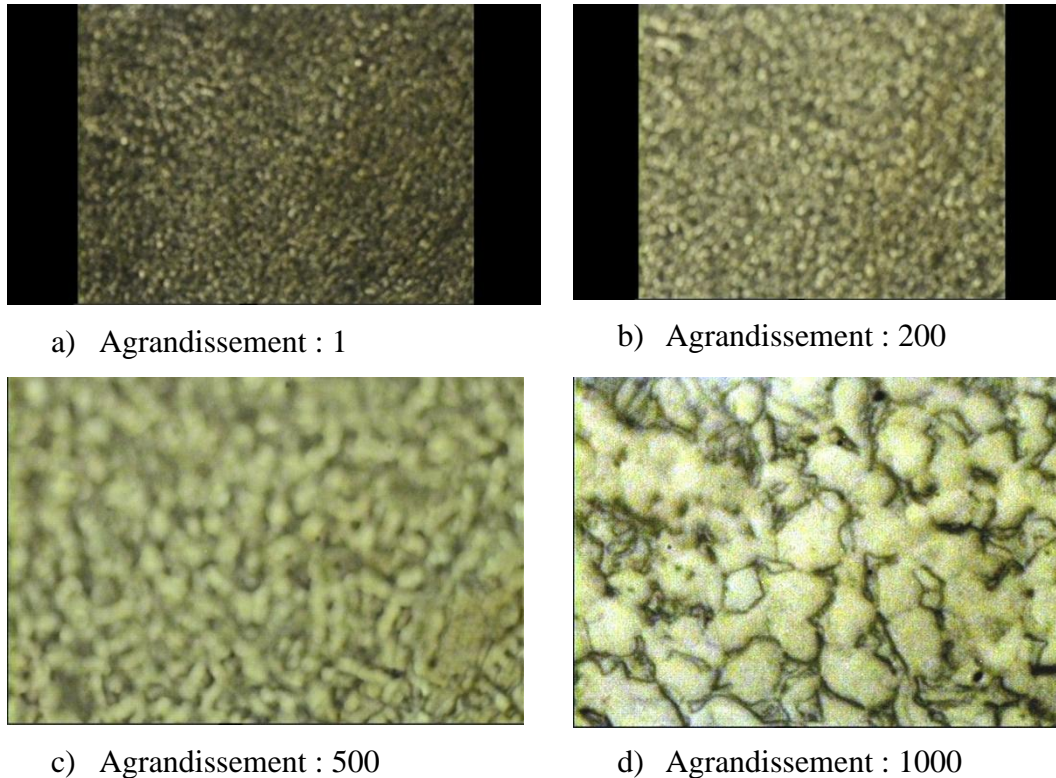


Figure V.1 : Micrographies optiques de la structure de l'alliage TA6V à l'état fourni différents agrandissement.

Les micrographies révèlent une microstructure biphasée équiaxe, composée de grains alpha (en blanc) séparés par une phase bêta (phase intergranulaire) (en noir).

## V.2 Les essais quasi statiques

Les essais quasi-statiques ont été réalisés à température ambiante et aux vitesses de déformation,  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4}s^{-1}$ ,  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-2}s^{-1}$  et  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-1}s^{-1}$  deux essais et parfois trois ont été réalisés pour chacune de ces vitesses.

### V.2.1 Dispositif de compression

Les essais de compression quasi-statiques ont été réalisés sur la machine Zwick REL au niveau du laboratoire de physique et mécanique des matériaux,

université de Metz, cette machine (figure V.2) peut effectuer des essais de traction, de compression ainsi que des essais de torsion grâce aux deux traverses qui se déplacent de manière hydraulique. Sa force maximale est de 100 kN, et permet d'effectuer des essais à des vitesses intermédiaires autour de  $14 \text{ s}^{-1}$ . La figure ci-dessous est un schéma descriptif de la machine Zwick.

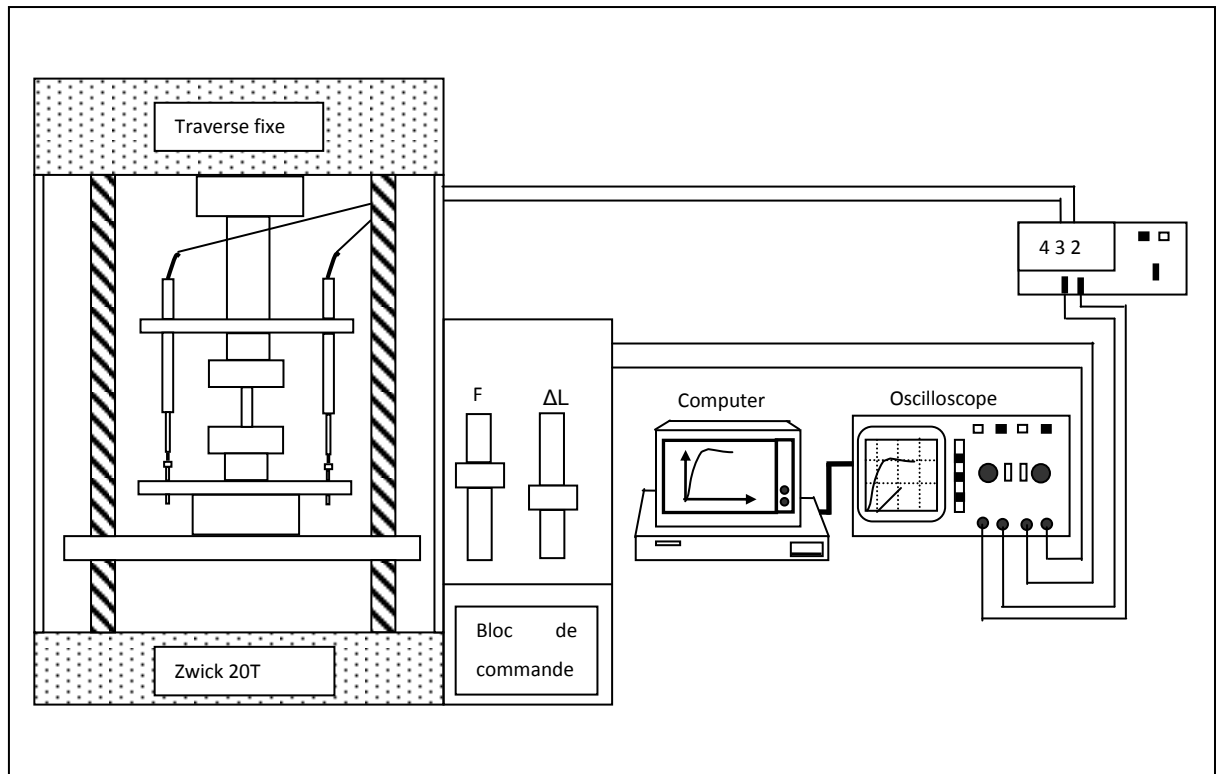


Figure V.2 Schéma du dispositif de compression

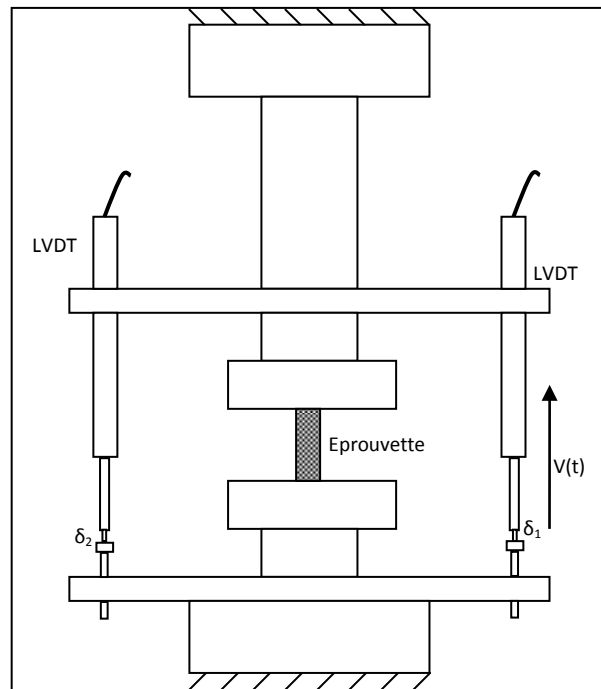


Figure V.3 dispositif du montage avec le système de mesure LVDT

### V.2.2 Principe de mesure

Le système de mesure permet de mesurer la force et le déplacement de la manière suivante : la mesure de la force est faite par une cellule intégrée à la machine, tandis que les déplacements sont mesurés par l'intermédiaire de deux capteurs de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differential Transducer) (figure V.3). Ces deux capteurs sont montés symétriquement sur la rallonge de la traverse fixe de poinçon de façon à obtenir le plus précisément possible le déplacement de la traverse mobile.

Les déplacements  $U_1(t)$  et  $U_2(t)$  des deux capteurs sont donnés en fonction des signaux  $V_{d1}(t)$  et  $V_{d2}(t)$  mesurés par l'extensomètre (figure V.4) ; c'est un oscillographe représentant les déplacements  $U_1(t)$  et  $U_2(t)$  et la force  $F(t)$ .

$$U_1(t) = k_{d1}V_{d1}(t) \text{ et } U_2(t) = k_{d2}V_{d2}(t) \quad (\text{V.1})$$

où  $k_{d1}$  et  $k_{d2}$  représentent les sensibilités des deux capteurs.

Le déplacement de l'échantillon est directement lié au déplacement des deux capteurs. Alors nous avons :

$$U_{ep}(t) = \frac{U_1(t) + U_2(t)}{2} \quad (V.2)$$

Quant à la force  $F(t)$  appliquée à l'éprouvette, elle est donnée en fonction du signal  $V_F(t)$  par la relation suivante :

$$F(t) = k_F V_F(t) \quad (V.3)$$

Où  $k_F$  est la sensibilité de capteur de force.

Sur la figure V.4 nous présentons un exemple de signaux enregistré qui est le graphe de variation des déplacements et de la force en fonction du temps :

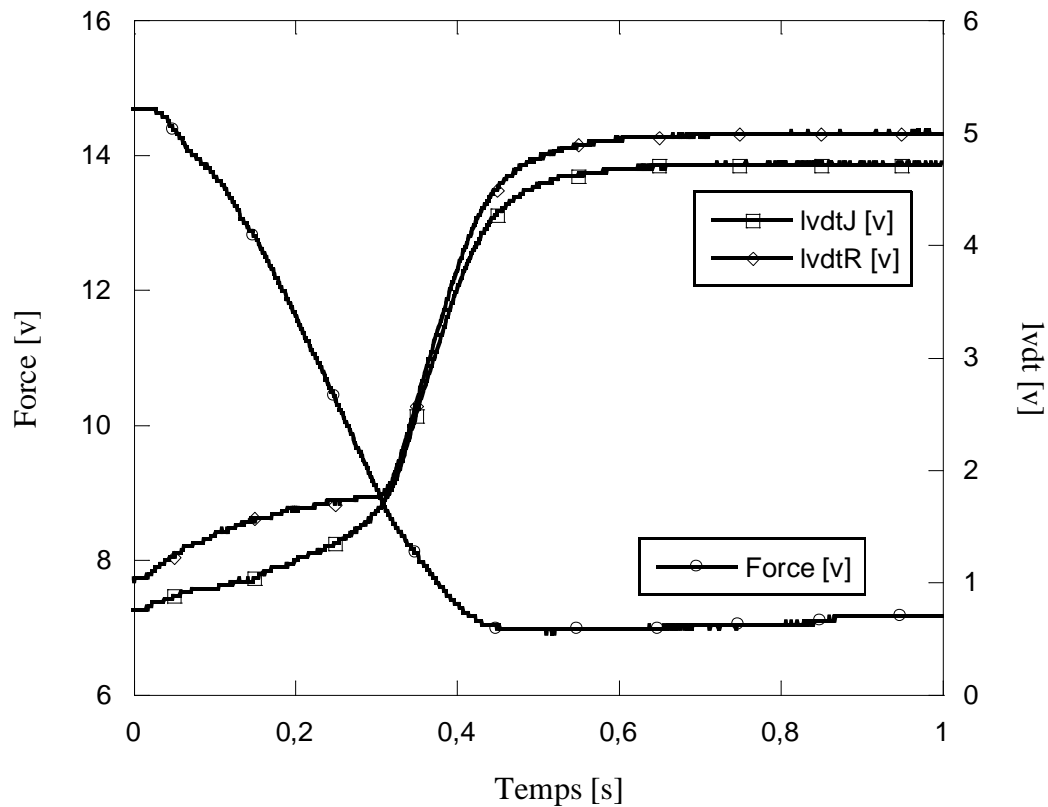


Figure V.4 : Exemple de signaux recueillis lors d'un essai de compression quasi statique force et déplacement en fonction du temps

Les valeurs du déplacement et de la force données par l'oscilloscope en volt permettent de les avoir respectivement en millimètre et kilo newton en appliquant les

formules ci-dessus (Eq. V.2) et (Eq. V.3). Ainsi on aboutit au graphe de la figure V.5 représenté ci-dessous ;

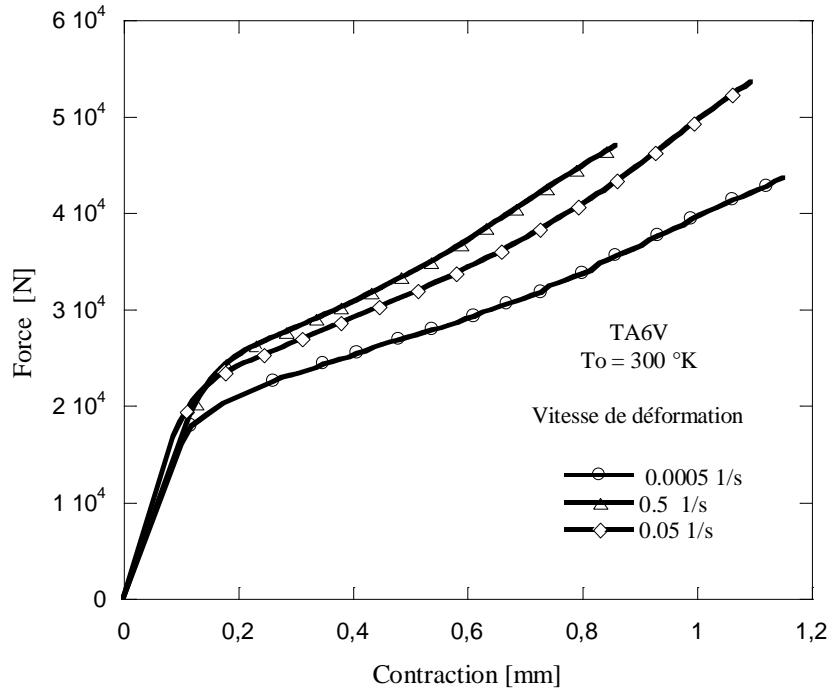


Figure V.5 : Courbes force - déplacement

Les valeurs de la contrainte nominale et de la déformation nominale peuvent être déterminées à partir des valeurs de la force  $F(t)$  appliquée sur l'éprouvette et du déplacement  $U_{ep}(t)$  mesurées par les relations suivantes :

$$\sigma_n = \frac{F(t)}{S_{ep}} \quad (V.4)$$

et

$$\varepsilon_n(t) = \frac{U_{ep}}{H_0} \quad (V.5)$$

$S_{ep}$  et  $H_0$  sont respectivement, la section initiale et la hauteur initiale de l'éprouvette. Une fois la contrainte nominale et la déformation nominale sont déterminées la variation de la contrainte nominale en fonction de la déformation nominale est représentée sur la figure V.6.



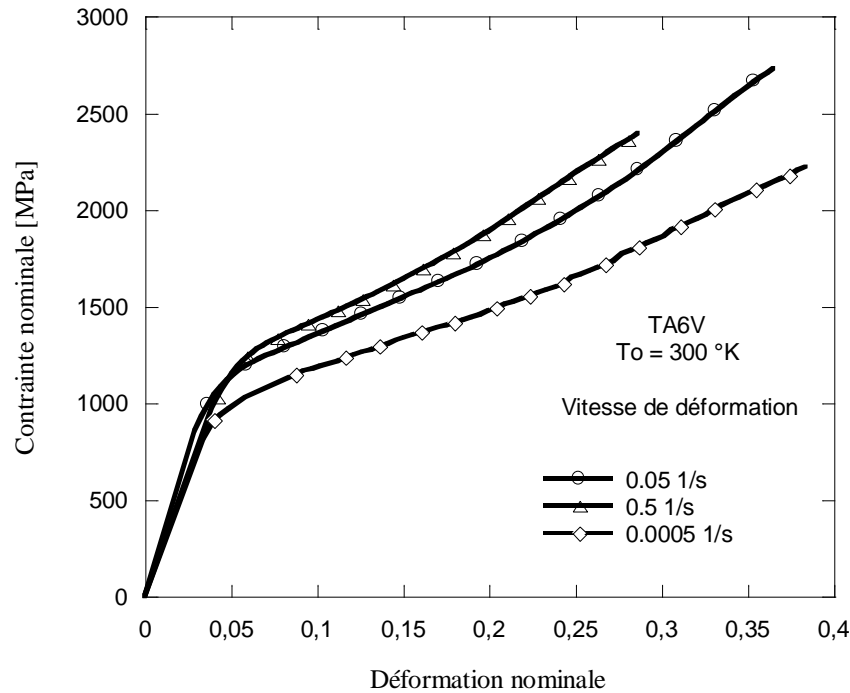


Figure V.6 : Courbe contrainte nominale- déformation nominale de TA6V  
 domaine quasistatique

### V.2.3 Elimination de la rigidité de la machine

Lorsque la machine de compression exerce une force sur l'échantillon, l'ensemble de la machine peut se déformer élastiquement, entraînant un changement de la pente qui représente le module de Young du matériau. Alors la courbe contrainte nominale en fonction de la déformation nominale donnée dans la figure V.6 n'est pas tout à fait correcte et la pente doit être corrigée de façon à avoir le vrai module de Young de l'échantillon sous compression, sans l'effet de la rigidité de la machine.

Dans le domaine élastique :

$$\varepsilon_T = \varepsilon_M + \varepsilon_{ep} \quad (\text{V. 6})$$

$\varepsilon_T$ ,  $\varepsilon_M$  et  $\varepsilon_{ep}$  sont respectivement la déformation totale, la déformation de la machine et la déformation de l'éprouvette.

$$E_{ep} = \frac{\sigma}{\varepsilon_{ep}} \quad (\text{V. 7})$$

$$E_M = \frac{\sigma}{\varepsilon_M} \quad (\text{V.8})$$

et

$$E_T = \frac{\sigma}{\varepsilon_T} \quad (\text{V.9})$$

$E_{ep}$ ,  $E_M$  et  $E_T$  sont respectivement le module de Young de l'éprouvette, de la machine et du système machine plus éprouvette.

Ces relations précédentes permettent d'écrire :

$$\varepsilon_M = \varepsilon_T - \varepsilon_{ep}$$

ce qui est équivalent à

$$\frac{\sigma}{E_M} = \frac{\sigma}{E_T} - \frac{\sigma}{E_{ep}}$$

Ainsi on peut écrire :

$$\frac{1}{E_M} = \frac{1}{E_T} - \frac{1}{E_{ep}} = \frac{E_{ep} - E_T}{E_{ep} * E_T} \quad (\text{V.10})$$

en remplaçant dans (V.8) on aura :

$$\varepsilon_M = \frac{\sigma}{E_M} = \sigma \frac{E_{ep} * E_T}{E_{ep} - E_T} \quad (\text{V.11})$$

et enfin la relation (V.6) devient :

$$\varepsilon_{ep} = \varepsilon_T - \sigma \frac{E_{ep} * E_T}{E_{ep} - E_T} \quad (\text{V.12})$$

Une fois  $E_T$  mesurée sur les courbes contrainte nominale en fonction de la déformation nominale et  $E_{ep}$  donnée en littérature et sa valeur est : 115 GPa (Donachie, 1974) [89] , la correction de la pente est faite en traçant la contrainte nominale en fonction de la déformation de l'éprouvette  $\varepsilon_{ep}$ .

La figure suivante illustre une courbe corrigée ;

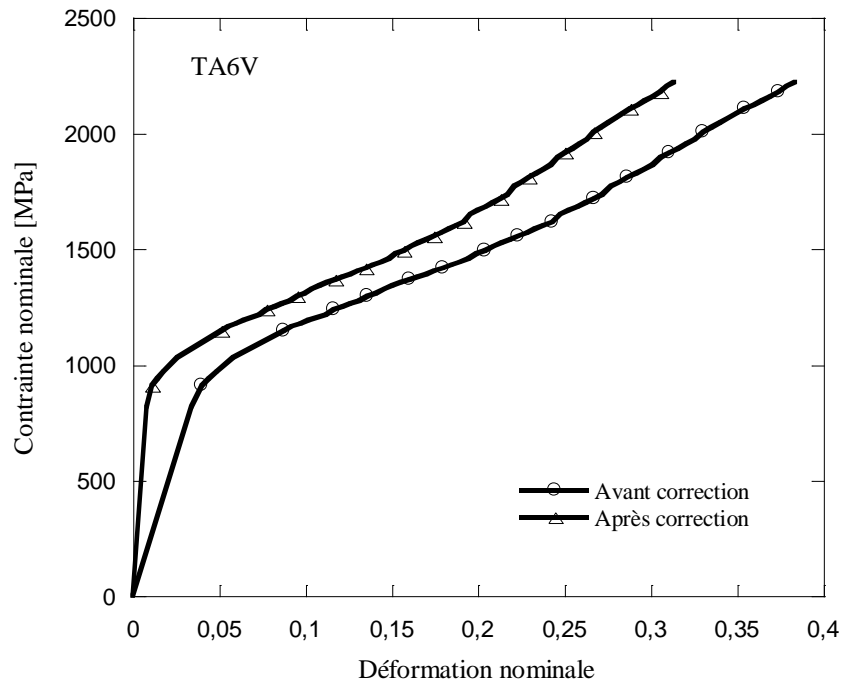


Figure V.7: exemple de courbe contrainte nominale-déformation nominale de TA6V à une vitesse de déformation de  $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  avant et après correction.

#### V.2.4 Détermination des courbes rationnelles

Les courbes de variation de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie sont déterminées à partir des courbes contrainte nominale en fonction de la déformation nominale en réalité la valeur de la déformation nominale  $\varepsilon_n$  ne correspond pas à la déformation vraie de l'éprouvette car cette dernière à un instant  $t$  représente le cumul de déformations infinitésimales  $d\varepsilon$  de l'éprouvette depuis le début jusqu'à l'instant  $t$  et elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon_v = \int \frac{dH}{H} \quad (V. 13)$$

$H$  est la longueur de l'éprouvette à l'instant  $t$  et  $dH$  sa variation entre les instants  $t$  et  $t+dt$ .

Ainsi la déformation vraie est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon_v = -\ln(1 - \varepsilon_n) \quad (\text{V.14})$$

En ce qui concerne la contrainte vraie  $\sigma_v = \frac{F}{S}$  ; elle est déterminée à partir de la contrainte nominale qui ne tient pas compte de variation de la section pendant la déformation de la manière suivante :

La règle de constance de volume nous permet d'écrire :

$$H_0 S_0 = HS \quad (\text{V.15})$$

Ou H et S sont respectivement la section et la hauteur de l'éprouvette à un instant quelconque de la compression, cette relation (V.15) donne :

$$S = \frac{H_0 S_0}{H} \quad (\text{V.16})$$

Et comme la déformation nominale est donnée par :

$$\varepsilon_n = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{H_0 - H}{H_0} = 1 - \frac{H}{H_0} \quad (\text{V.17})$$

On peut avoir :

$$\frac{H}{H_0} = 1 - \varepsilon_n \quad (\text{V.18})$$

En remplaçant S par sa valeur de la relation (V.16) dans la relation donnant la contrainte vraie c'est-à-dire :  $\sigma_v = \frac{F}{S}$  ; et  $\frac{H}{H_0}$  par sa valeur de la relation (V.18)

On aura:

$$\sigma_v = \frac{F}{S} = \frac{FH}{H_0 S_0} = \frac{F}{S_0} * \frac{H}{H_0} = \sigma_n (1 - \varepsilon_n) \quad (\text{V.19})$$

Les calculs précédents nous permettent d'avoir les résultats présentés dans la figure V.8.

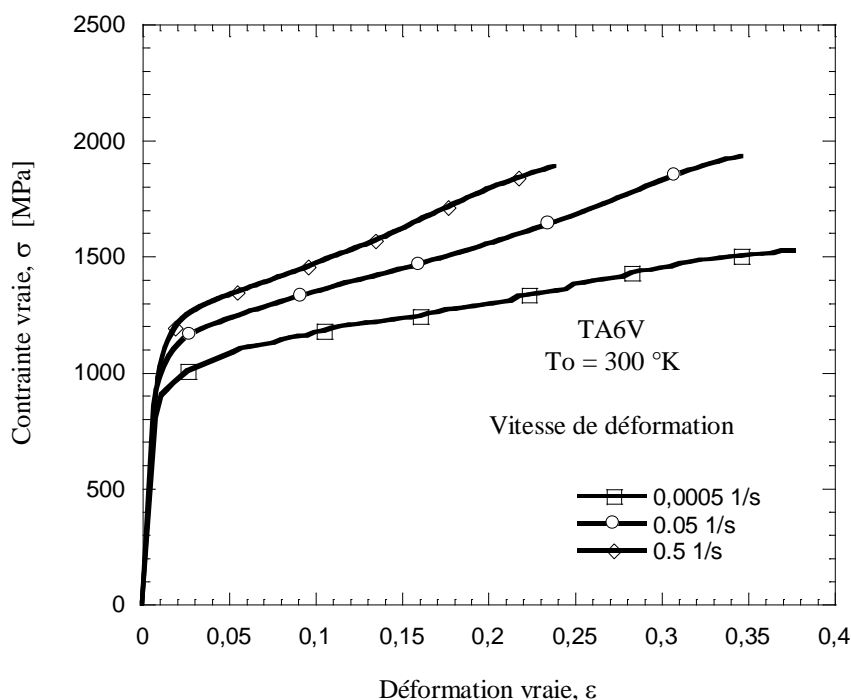


Figure V.8 : Courbes contrainte vraie déformation vraie du TA6V dans le domaine quasi-statique

### V.3 Essais dynamiques sur barre d'Hopkinson modifiée

#### Introduction

Pour déterminer l'histoire de la pression d'impact d'une balle ou d'un explosif, Hopkinson [88] avait utilisé pour la première fois en 1914 une barre d'acier qu'il avait suspendue balistiquement. A l'une des extrémités de cette barre, il avait collé une petite pièce cylindrique qui avait servi d'échantillon et qui a été constituée du même matériau que la barre. L'impact étant produit sur l'autre extrémité par un projectile ou par un explosif, l'onde incidente qui en résulte se transmet à la pièce et se réfléchit à son autre extrémité libre en une onde de détente. Quand celle-ci atteint de nouveau l'interface barre/pièce, elle se libère et vient heurter un pendule balistique. La conservation de l'énergie mécanique de l'ensemble barre-pièce-pendule permet de déterminer la pulsation d'origine et la longueur de l'onde incidente. Depuis cette expérience, plusieurs auteurs ont contribué au développement des dispositifs

expérimentaux basés sur la technique de la barre d'Hopkinson. Ainsi, Kolsky [83] en 1949 et Lindholm [92] en 1964 ont développé des dispositifs de compression dynamique en utilisant deux barres élastiques parfaitement alignées. Dans Les versions de Kolsky et de Lindholm, l'échantillon est pris en sandwich entre les deux barres et l'impact est produit soit par un explosif soit par un projectile qui vient heurter la barre d'entrée. Le dépouillement des signaux mesurés des ondes incidentes, transmises et réfléchies permet de remonter au contraintes, déformations et vitesses de déformations dans l'échantillon en utilisant la théorie de propagation des ondes élastiques dans les matériaux.

### **V.3.1.Barre d'Hopkinson modifiée par Klepaczko**

Le banc d'essai destiné à la traction /compression dynamique est développé par Klepaczko [87] dans la perspective de réalisation d'essais sur éprouvettes plates ou cylindriques dans un domaine de vitesses très élevées (jusqu'à  $10^5 \text{ s}^{-1}$ ). Ce dispositif, dont l'ensemble est illustré par la figure V.9, est composé de trois parties principales: une barre d'entrée guidée dans un tube de renfort par des bagues réglables en Téflon, une barre de sortie guidée dans des bagues fixées à un bâti et un ensemble hydraulique destiné à charger la barre d'incidence.

La mise au point de cette technique par Klepaczko permet d'avoir une très large gamme de vitesse de déformation en jouant sur la pression du canon et la taille du projectile figure V.10.

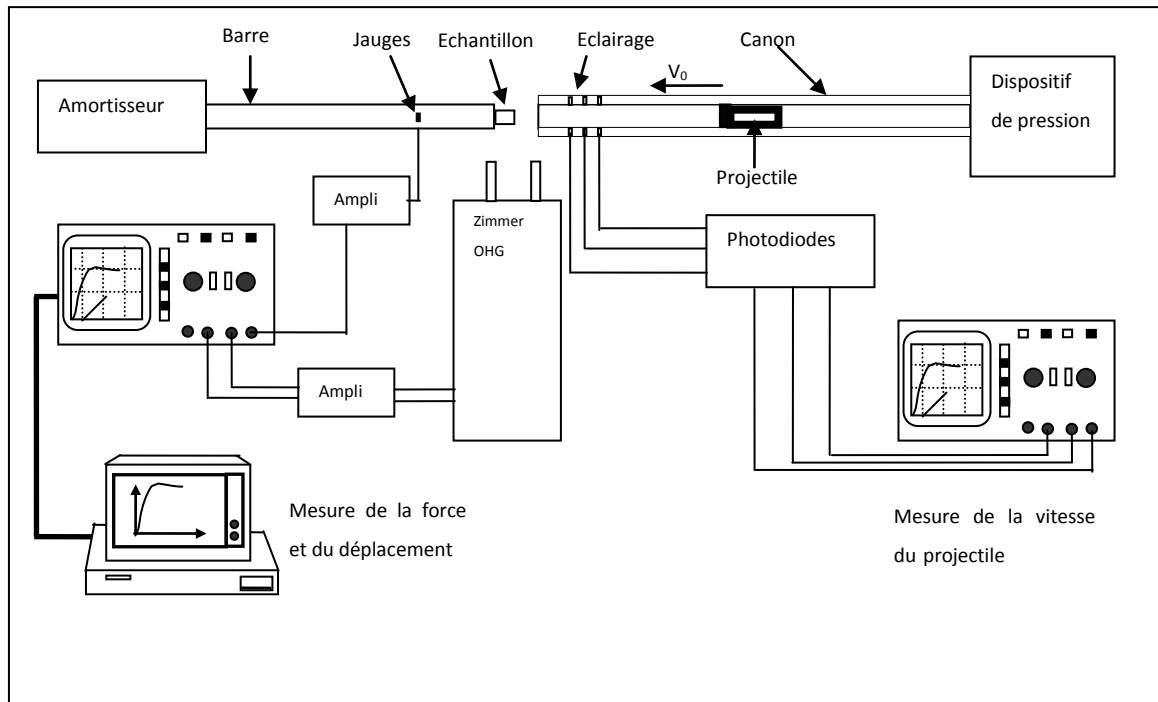


Figure V.9 : Dispositif barre Hopkinson, Impact direct

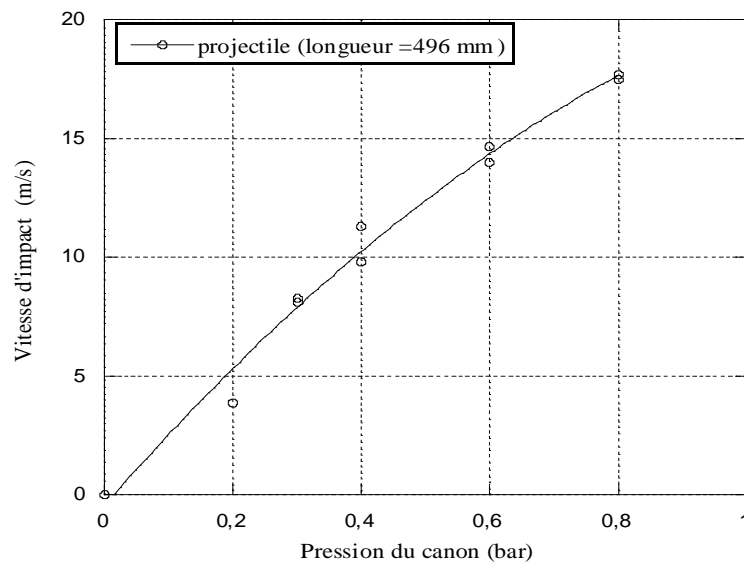


Figure V.10 : Variation de la vitesse d'impact en fonction de la pression du canon

### V.3.2. Mesure de la vitesse d'impact

La vitesse d'impact du projectile est directement liée à la pression du canon avec laquelle il est propulsé. Le système de mesure de la vitesse d'impact est constitué de trois couples lumière-photodiode placés sur l'extrémité libre du tube du canon à des distances bien définies l'une par rapport à l'autre (figure V.9). Les photodiodes sont reliées à un oscilloscope à quatre voies par l'intermédiaire de deux compteurs de temps qui sont déclenchés et arrêtés successivement au passage du projectile. Ainsi nous pouvons déterminer l'accélération du projectile. La vitesse du projectile est déterminée avec précision au moment de l'impact. Le projectile utilisé pendant nos essais est en acier de longueur 496 mm et 10 mm de diamètre.

### V.3.3. Mesure de la déformation

En montage DICT (Direct Impact Compression Test) la variation du déplacement en fonction du temps est donnée par l'intermédiaire d'un extensomètre optique figure (V.9) ; c'est un appareil électronique optique (Zimmer OHG) qui se déclenche une fois que le projectile touche l'échantillon, un exemple de graphe donné par cet appareil est représenté sur la figure (V.11).

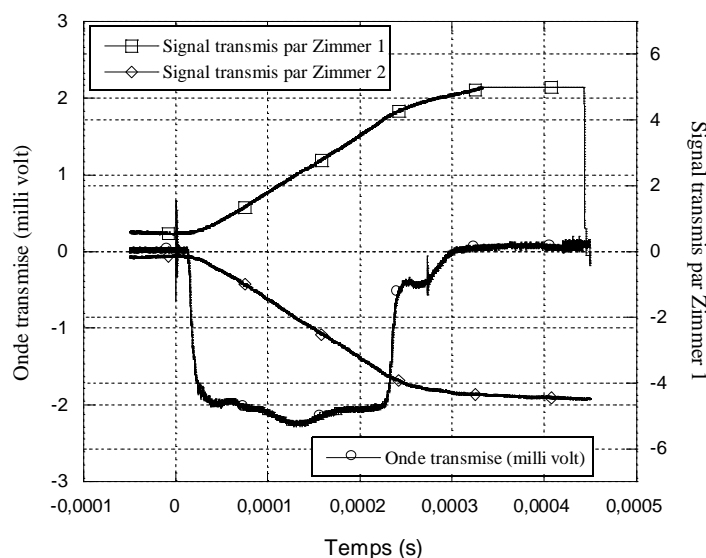


Figure V.11. Exemple de signaux mesurés lors d'un essai de compression du TA6V à une vitesse de 4546 s<sup>-1</sup>



Le déplacement est mesuré sur la partie centrale de l'échantillon en fonction du temps et sa valeur est donnée par la relation suivante :

$$U_z = \kappa_z V(t) \quad (\text{V. 20})$$

Où  $U_z$  est le déplacement mesuré par le Zimmer

$\kappa_z$  est la sensibilité du capteur optique

$V(t)$  est le voltage mesuré en fonction du temps

Le déplacement réel  $U_{ep}(t)$  de l'éprouvette est obtenu par la relation suivante :

$$U_{ep}(t) = U_z(t) - U_{bar}(t) \quad (\text{V. 21})$$

où  $U_z(t)$  et  $U_{bar}(t)$  sont respectivement le déplacement total mesuré par l'extensomètre optique et le déplacement élastique de la barre d'Hopkinson.

Le déplacement de la barre d'Hopkinson peut être calculé à partir de la relation :

$$U_{bar}(t) = C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\xi) d\xi \quad (\text{V. 22})$$

Où  $\varepsilon_T(t)$  est le signal de l'onde transmise mesuré par la jauge élastique sur la barre Hopkinson, et qui se propage avec la vitesse  $C_0$ .

La déformation nominale en fonction du temps est donnée par l'expression suivante :

$$\varepsilon_n(t) = \frac{U_{ep}(t)}{l_0} \quad (\text{V. 23})$$

### V.3.4 -Mesure de la contrainte

La contrainte est mesurée par l'intermédiaire de la jauge collée sur la barre de sortie près de la face en contact avec l'éprouvette. La contrainte et la force sont données en fonction du signal de l'onde transmise  $\varepsilon_T(t)$  par les relations :

$$\sigma_T(t) = E_{bar} \varepsilon_T(t) \quad (\text{V. 24})$$

et

$$F_T(t) = E_{bar} S_{bar} \varepsilon_T(t) \quad (V.25)$$

où  $E_{bar}$  est le module de Young de la barre, et  $S_{bar}$  est la section de la barre.

Dans le cas de la compression, la force qui agit sur la surface de contact de la barre et de l'éprouvette est la même, alors la force appliquée sur l'éprouvette peut s'écrire la manière suivante :

$$F_{ep}(t) = F_{bar}(t) = E_{bar} S_{bar} \varepsilon_T(t) \quad (V.26)$$

Pour la contrainte nominale de compression, elle est finalement donnée par la formule suivante :

$$\sigma(t) = \frac{F_{ep}(t)}{S_0} = \frac{E_{bar} S_{bar} \varepsilon_T(t)}{S_0} \quad (V.27)$$

où  $S_0$  est la section initiale de l'éprouvette.

Comme l'échantillon est sous la forme d'un cylindre et  $D_{bar}$  et  $D_0$  sont respectivement le diamètre de la barre d'Hopkinson et le diamètre de l'éprouvette (échantillon) et en remplaçant  $E_{bar}$  par sa valeur ( $E_{bar} = \rho C_0^2$ ); la contrainte nominale est donnée par :

$$\sigma_n(t) = \rho C_0^2 \left( \frac{D_{bar}}{D_{s0}} \right)^2 \varepsilon_T(t) \quad (28)$$

### V.3.5. Résultats des essais de compression dynamique

Après l'élimination du temps la contrainte nominale en fonction de la déformation nominale peut être obtenue qui est  $\sigma_n(\varepsilon_n)$ , Ces deux relations constituent les données finales de la variation déterminée de la contrainte nominale et la vitesse de déformation en fonction de la déformation nominale, les courbes contrainte nominale en fonction de la déformation nominale sont représentées sur la figure V.12.

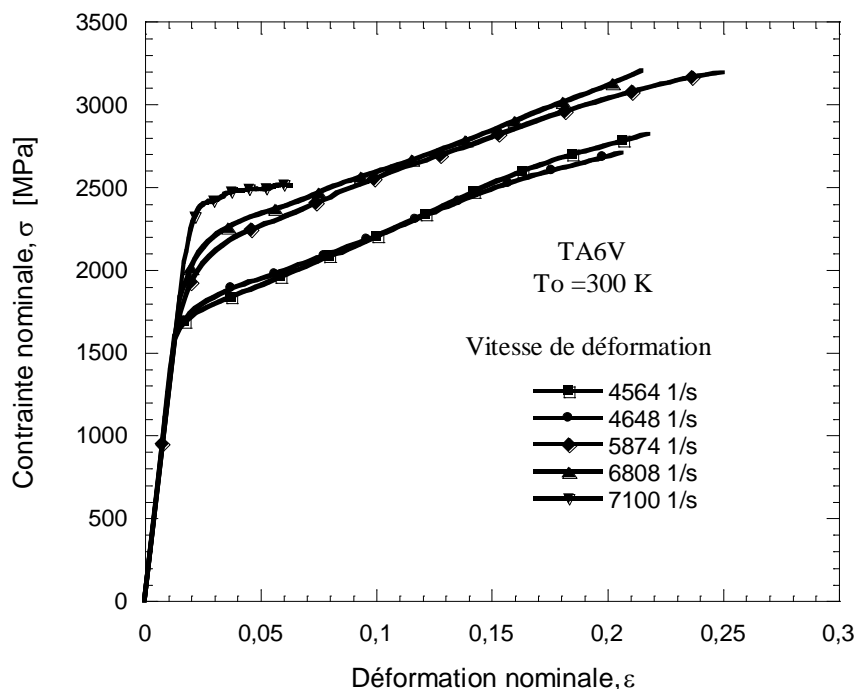


Figure V.12 : Contrainte nominale en fonction de la déformation nominale domaine dynamique

Ayant les courbes de variation de la contrainte nominale en fonction de la déformation nominale et comme toutes les relations constitutives sont définies dans les vraies valeurs, qui sont la contrainte vraie et la déformation vraie, il est important de transformer les valeurs nominales en valeurs vraies. Les valeurs vraies sont définies comme d'habitude par les expressions suivantes

$$\epsilon_v = -\ln(1 - \epsilon_n) \quad (\text{V. 29})$$

$$\sigma_v = \sigma_n(1 - \epsilon_n) \quad (\text{V. 30})$$

et les courbes contrainte vraie-déformation vraie sont illustrées sur la figure V.17 après avoir éliminé l'effet de l'échauffement adiabatique et l'effet de l'inertie comme expliqué en sous titre suivant V.3.6. et V.3.7.

### V.3.6. Elimination de l'effet de l'échauffement adiabatique

Pendant un essai de compression à des vitesses de déformation plus ou moins grandes (dans le cas du TA6V ( $\dot{\epsilon} > 10^1 \text{s}^{-1}$ )), il arrive qu'une partie du travail de déformation plastique se transforme en chaleur qui serait emprisonnée dans

l'éprouvette à cause de l'insuffisance du temps pour son transfert, ainsi elle provoque une augmentation de la température au sein de l'éprouvette qui entraîne une chute de la contrainte de déformation, ce phénomène est dit échauffement adiabatique.

Pour estimer l'augmentation adiabatique en température,  $\Delta T$ , due au travail plastique la contrainte d'écoulement est prise comme une fonction non évaluée de la déformation  $\varepsilon$ , la vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}$  et de la température  $T$ ,  $\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$

Ainsi :

la conservation d'énergie permet d'écrire :

$$\frac{dT}{d\varepsilon} = \frac{(1 - \zeta(\gamma, T))\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)}{\rho_0(T)C_p(T)} \quad (\text{V. 31})$$

où  $\beta = 1 - \zeta$ ,  $\rho_0$  et  $C_p$  sont respectivement coefficient de Taylor-Quinny, égale à 0.9 ( $\zeta$  : énergie emmagasinée dans le réseau), la densité et la chaleur spécifique ;

alors :

$$\Delta T = \frac{(1 - \zeta(\gamma, T))}{\rho_0(T)C_p(T)} \int_0^{\varepsilon_m} \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T_0) d\varepsilon \quad (\text{V. 32})$$

L'accroissement  $\Delta T$  de la température, fait diminuer la contrainte d'une quantité  $\Delta\sigma$ . Ces deux grandeurs sont reliées entre elles pour une déformation  $\varepsilon$  et une vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}$  constantes par la relation suivante :

$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left( \frac{\partial\sigma}{\partial T} \right)_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}} \Delta T(\varepsilon) \quad (\text{V. 33})$$

La recherche du coefficient d'adoucissement thermique,  $\left( \frac{\partial\sigma}{\partial T} \right)$ , nécessite la réalisation d'essais à différentes températures initiales, et comme dans ce travail les essais ne sont réalisés qu'à température ambiante on fait appelle à la bibliographie [91] qui a donné le graphe suivant (figure V.13):

$$\sigma(\varepsilon)_{isoth} = \sigma(\varepsilon)_{adiab} - \Delta\sigma(\varepsilon) \quad (\text{V. 34})$$

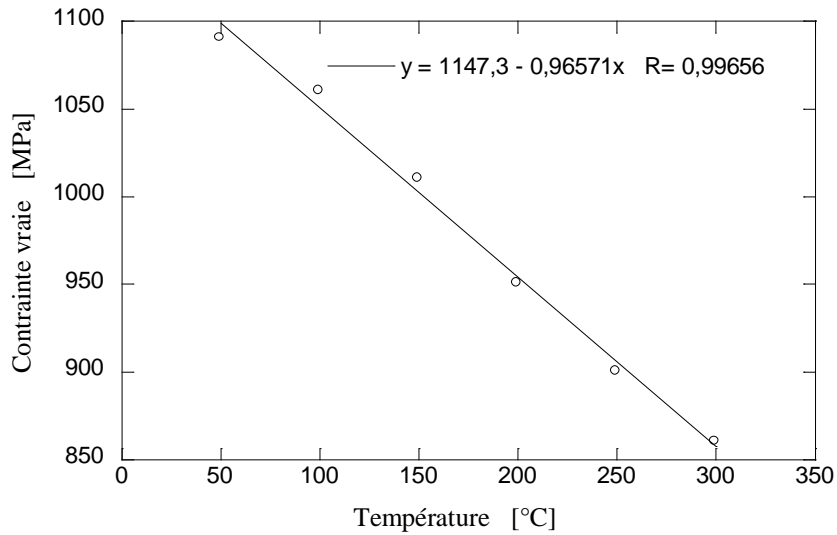


Figure V.13 : Sensibilité de la contrainte à la température pour une déformation

$\epsilon = 0.06$  et une vitesse de déformation  $\dot{\epsilon} = 10^{-1} s^{-1}$ [91].

et d'après cette courbe on trouve  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right) = -0.965 MPa/°C$ , ceci permet le calcul de la contrainte réelle isothermique des essais ou il y a eu effet adiabatique voir figure V.14 .

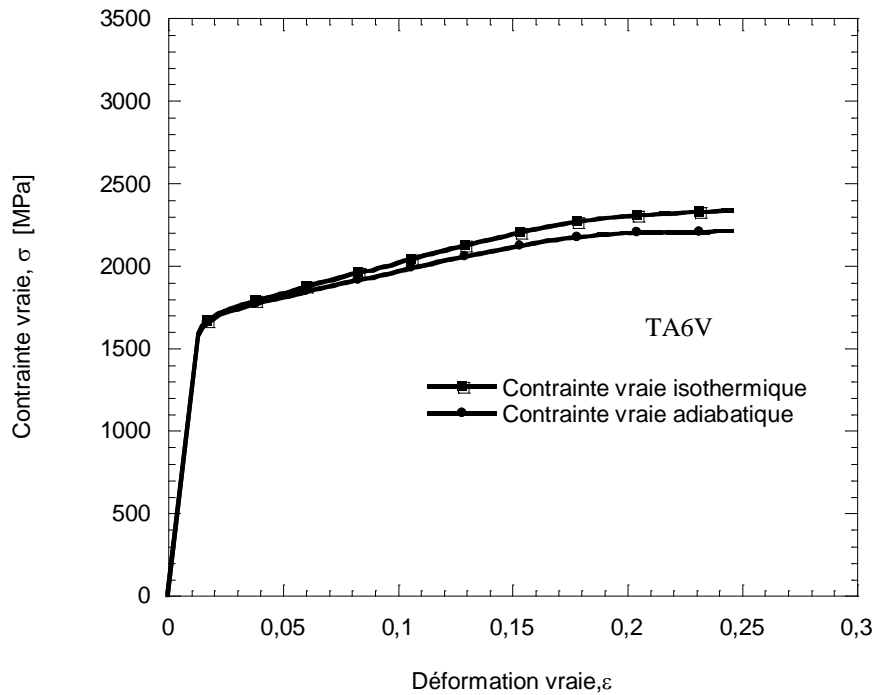


Figure V.14 : Courbes isotherme et adiabatique de TA6V à la vitesse de déformation

$\dot{\epsilon} = 4564 s^{-1}$  et la température ambiante.

En utilisant l'équation V.32, nous avons représenté l'élévation de la température  $\Delta T$  en fonction de la déformation pour les essais dynamiques réalisés figure V.15. On peut observer une augmentation importante  $\Delta T = 160$  K pour les vitesses de déformation les plus élevées, comme on peut remarquer la pente d'élévation de la température augmente avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

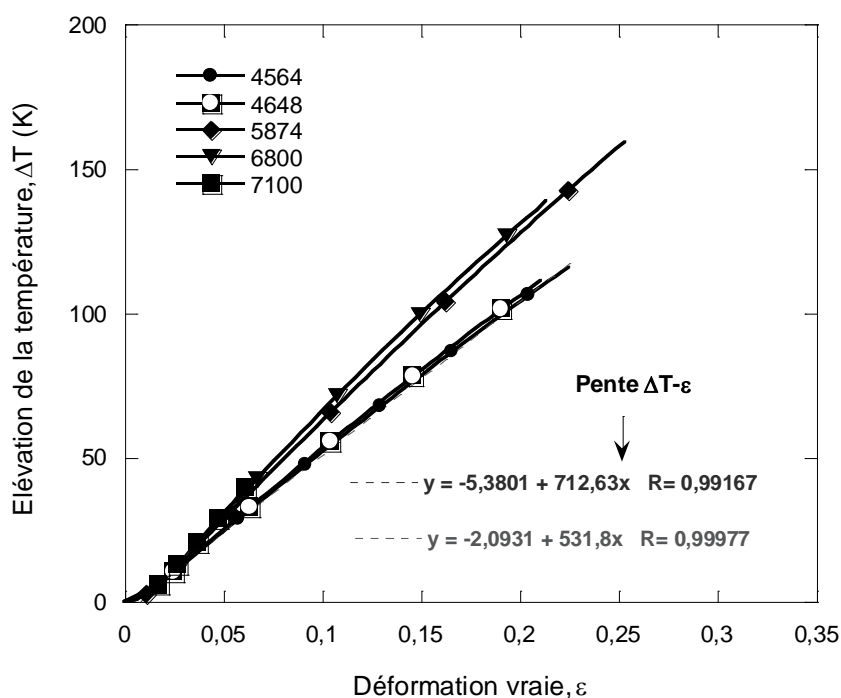


Figure V.15: Elévation de la température à grande vitesse de déformation pendant la déformation plastique.

### V.3.7. Effet de l'inertie

En plus du problème de l'échauffement adiabatique, il existe un problème propre à l'essai dynamique de compression qui est l'effet de l'inertie. Dans le cas de la compression la contrainte mesurée est la somme d'une contrainte axiale et d'une contrainte radiale. Pour déduire la contrainte axiale réelle, une correction est à faire pour éliminer cet effet.

L'effet de l'inertie dépend principalement du rapport de la longueur au diamètre (initial ou courant) de l'échantillon dénommée minceur ou finesse (slenderness)  $S_0 = l_0/D_0$  ou  $S = l/D$  et comme indiqué au chapitre IV ; lorsque les

échantillons sont relativement petit, l'effet de l'inertie radiale et axiale sont négligeables, ceci s'applique à notre étude où  $S = 3/5 = 0.6$

Ci-dessous sont représentées les variations de  $S$  optimale (slenderness) en fonction de la vitesse de déformation et l'accélération où on remarque la tendance de  $S$  optimale vers une valeur proche de zéro ce qui veut dire que le terme de l'équation IV.9 (chapitre IV) qui représente l'effet de l'inertie tend à être négligeable.

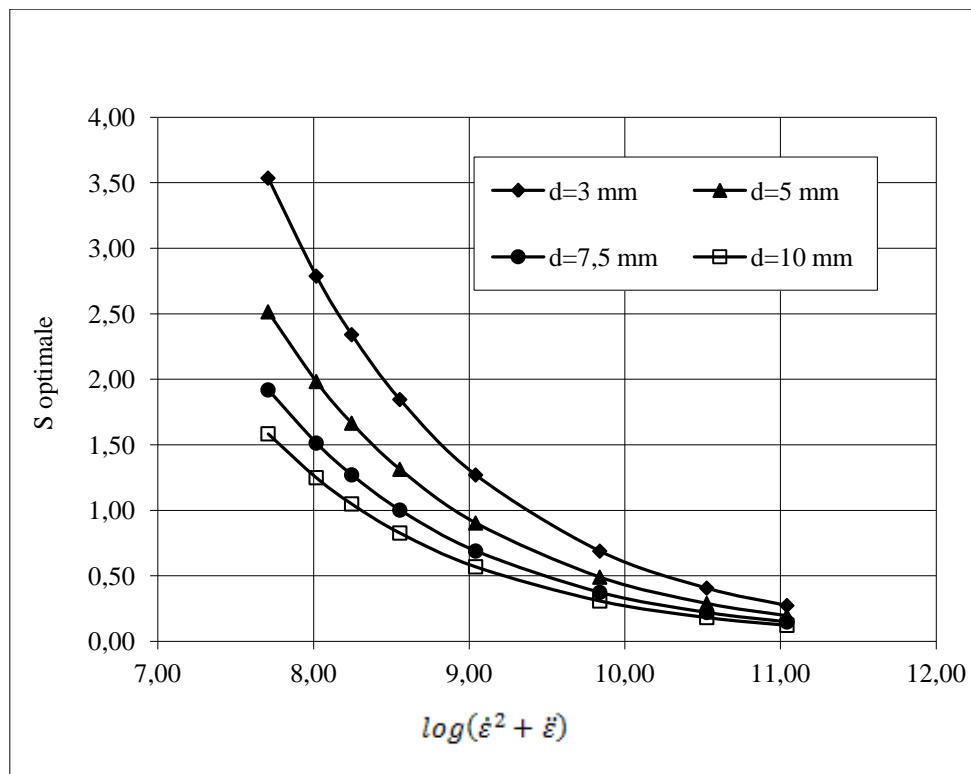


Figure V.16 : Variation de  $S$  optimale en fonction du logarithme de la vitesse de déformation et l'accélération.

### V.3.8. courbes contrainte vraie déformation vraie

Après la correction c'est-à-dire élimination de l'effet de l'échauffement adiabatique pour tous les essais dynamiques, les courbes représentant la variation de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie sont illustrées sur la figure V.17.

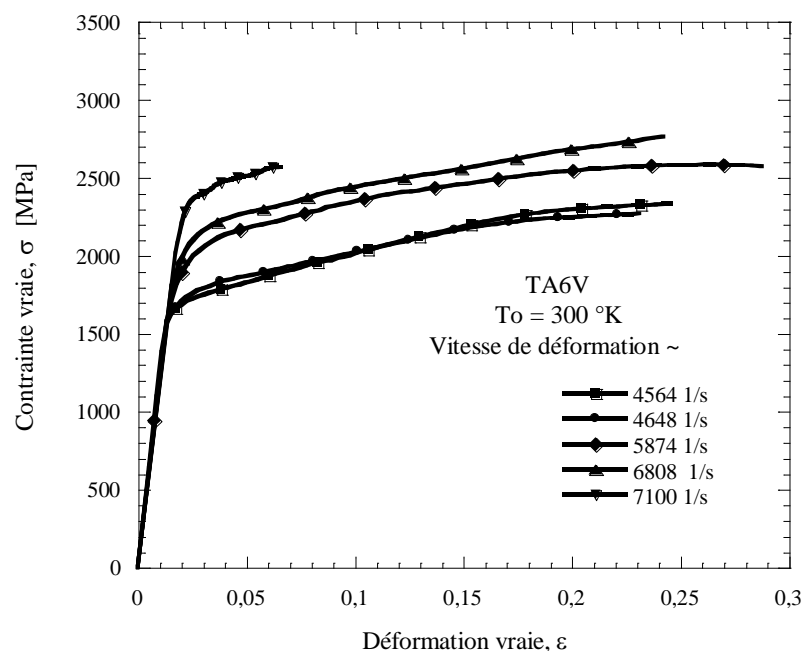


Figure V.17 : Courbes contrainte vraie isothermique en fonction de la déformation vraie

#### V.4. Discussion des résultats

Pour discuter le comportement du TA6V étudié ici et représenté par les courbes de variation de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie dans des conditions isothermiques, on va se référer aux paramètres suivant : le coefficient de sensibilité à la déformation (coefficient d'écouissage) et le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation et la microstructure.

- **Sensibilité à la déformation :**

Les courbes représentées sur les figures V.18 et V.19 représentent le coefficient de sensibilité à la déformation dans les domaines quasistatique et celui dynamique .ce coefficient prend les valeurs suivantes :

|                           | Domaine quasistatique |      |      | Domaine dynamique |      |      |      |
|---------------------------|-----------------------|------|------|-------------------|------|------|------|
| $\dot{\epsilon} (s^{-1})$ | 0.0005                | 0.05 | 0.5  | 4564              | 4648 | 5874 | 6808 |
| n                         | 0.13                  | 0.17 | 0.21 | 0.17              | 0.14 | 0.11 | 0.12 |

Tableau V.2 : Coefficient d'écouissage obtenu en compression en fonction de la vitesse de déformation.



En premier lieu on peut remarquer que la vitesse de déformation influe sur l'écroutissage du TA6V de deux manières différentes selon que l'essai soit réalisé sous chargement quasistatique ou dynamique : dans le premier cas (domaine quasistatique) on remarque que le coefficient d'écroutissage augmente avec l'augmentation de la vitesse de déformation, ceci peut être expliqué par le blocage et la multiplication des dislocations. Tandis que dans le domaine dynamique le coefficient d'écroutissage diminue avec l'augmentation de la vitesse de déformation, ceci peut être expliqué par un nombre plus important d'annihilation de dislocations lorsque la vitesse de déformation augmente. En effet, plus la vitesse de déformation est importante, plus les dislocations se situent à des niveaux d'énergie élevés. Elles peuvent alors parcourir des distances plus importantes et leur probabilité d'annihilation avec d'autres dislocations ou des obstacles de types joints de grains augmentent.

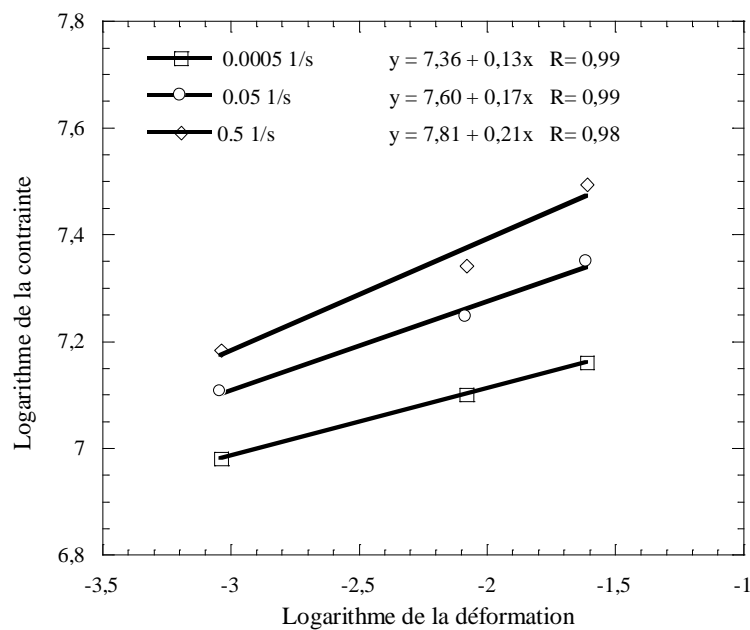


Figure V.18 : Coefficient de sensibilité à la déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).

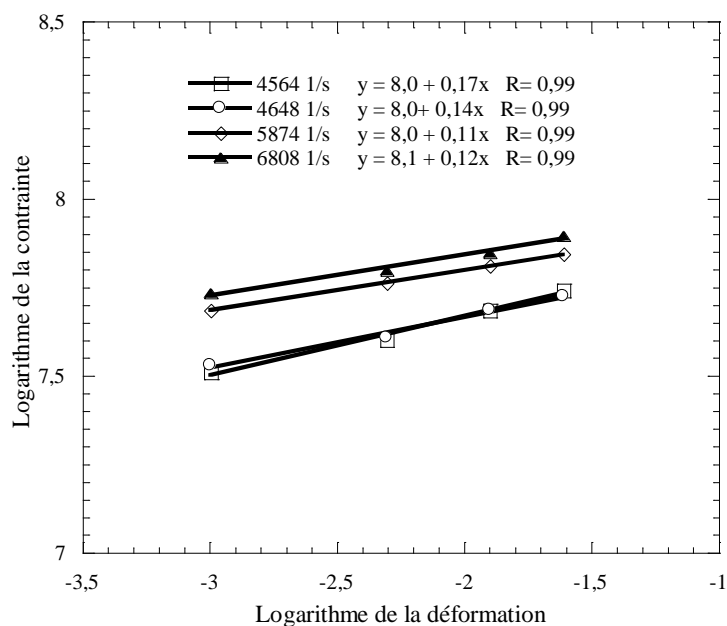


Figure V.19 : Coefficient de sensibilité à la déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).

- **Sensibilité à la vitesse de déformation :**

La sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation est déterminée pour les deux domaines quasistatique et dynamique de deux manières : sensibilité logarithmique à la vitesse ( $m = (\partial \log \sigma / \partial \log \dot{\epsilon})_{\epsilon, T}$ ) et sensibilité à la vitesse ( $\beta = (\partial \sigma / \partial \log \dot{\epsilon})_{\epsilon, T}$ ) et est représentée sur les figures V.20 à V.24 ; sur ces figures on peut remarquer que la contrainte croît linéairement avec le logarithme de la vitesse de déformation.

Dans le domaine quasistatique la sensibilité à la vitesse  $\beta = 78,5$  MPa pour une déformation de  $\epsilon = 0,05$ . D'après cette croissance linéaire de la contrainte avec la vitesse de déformation on peut postuler que la déformation plastique du TA6V est contrôlée par des mécanismes athermiques et thermiquement activés tout du moins jusqu'à la vitesse  $5000 \text{ s}^{-1}$ .

Dans le domaine de chargement dynamique la croissance de la sensibilité à la vitesse de déformation est plus importante relativement au domaine quasistatique, et la sensibilité  $\beta = 2705,4$  MPa, cette croissance importante peut être due au phénomène de trainage visqueux.

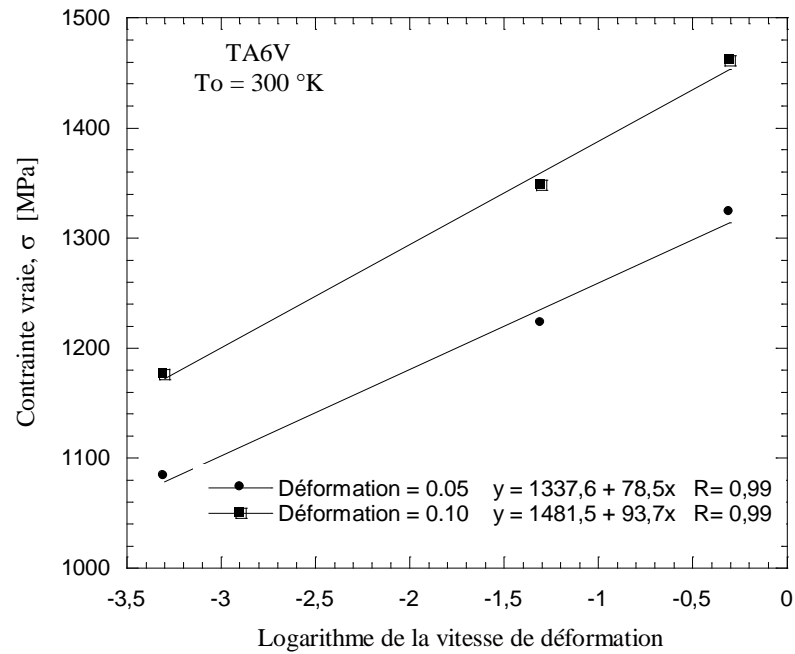


Figure V.20 : Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).

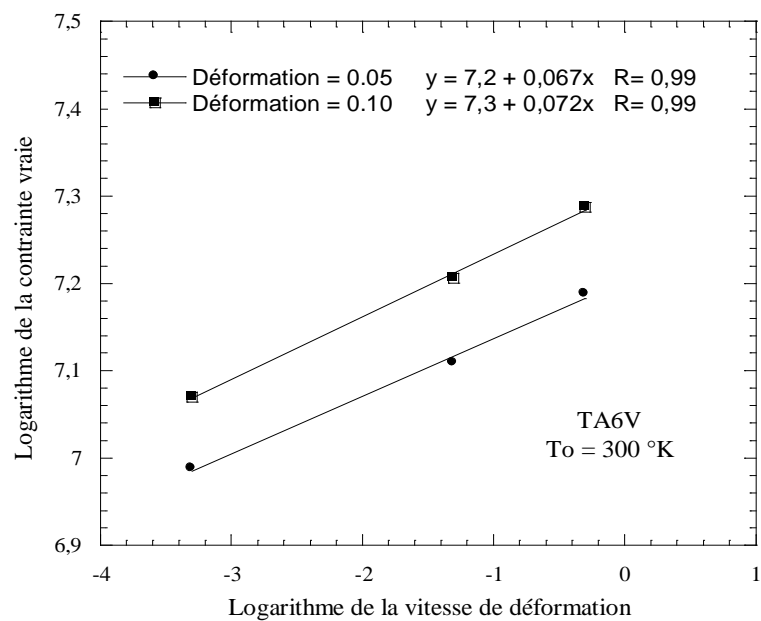


Figure V.21 : Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine quasistatique).

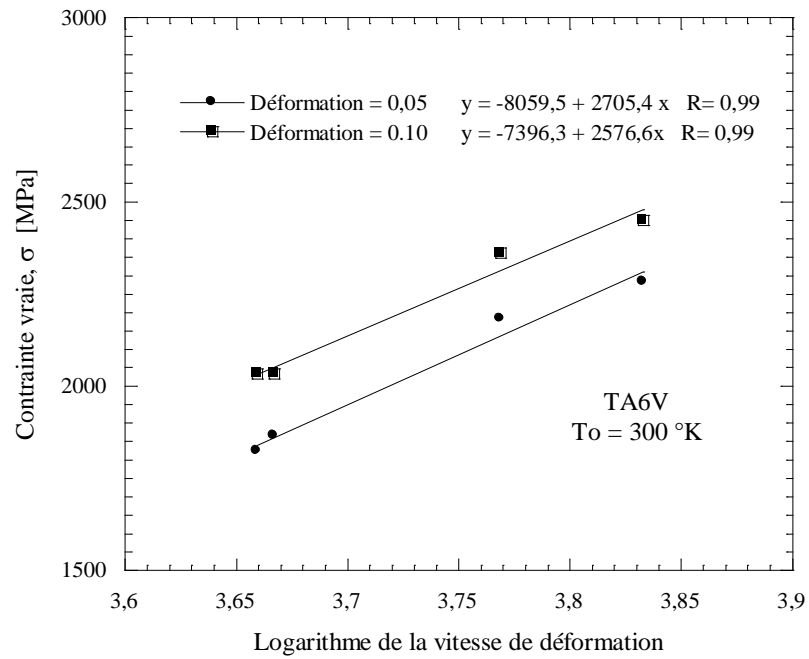


Figure V.22 : Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).

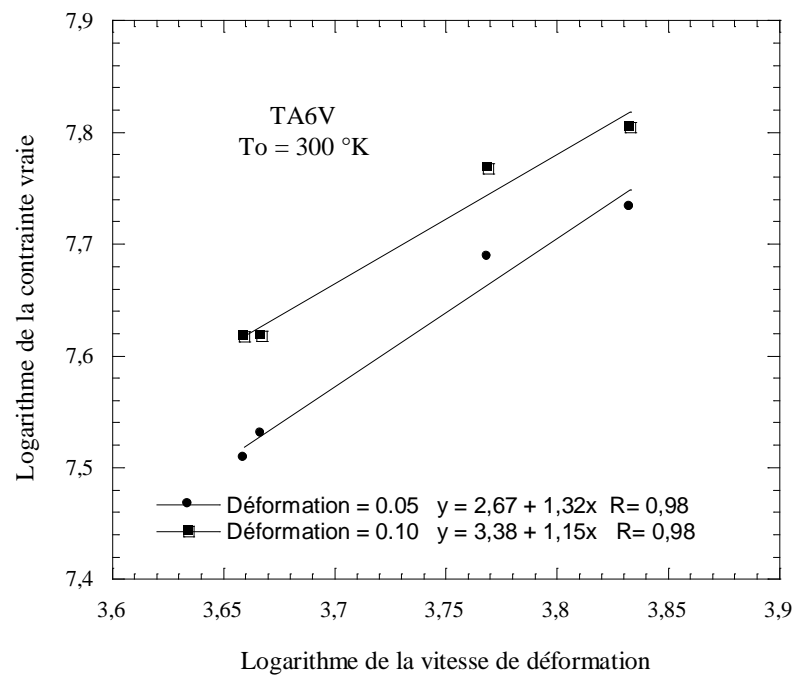


Figure V.23 : Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation obtenu en compression du TA6V (domaine dynamique).

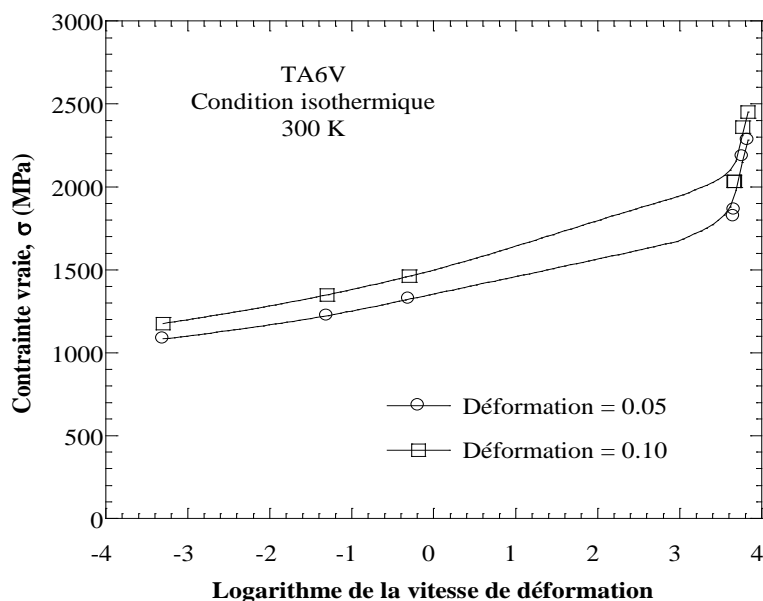


Figure V.24: Sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation à des niveaux de déformation imposés pour la plage complète des essais réalisés.

- **Observations microstructurales :**

Les microstructures de déformation de l'alliage TA6V étudié ici, sont observées par microscope optique. On remarque la présence de macles de déformation qui apparaissent plus nombreuses après une compression dynamique qu'après une compression quasistatique figures V.25 et V.26.

Une bande de cisaillement adiabatique (BCA) a été observée sur une éprouvette déformée à grande vitesse, à l'intérieur de la bande des amorces de rupture sont visibles (figure V.26), cette bande de cisaillement s'est développée suivant une inclinaison de  $45^\circ$ , mais n'a pas réussi à traverser complètement l'échantillon, on note que d'autres auteurs ont observé la présence de bandes de cisaillement adiabatique dans le cas de TA6V [67].

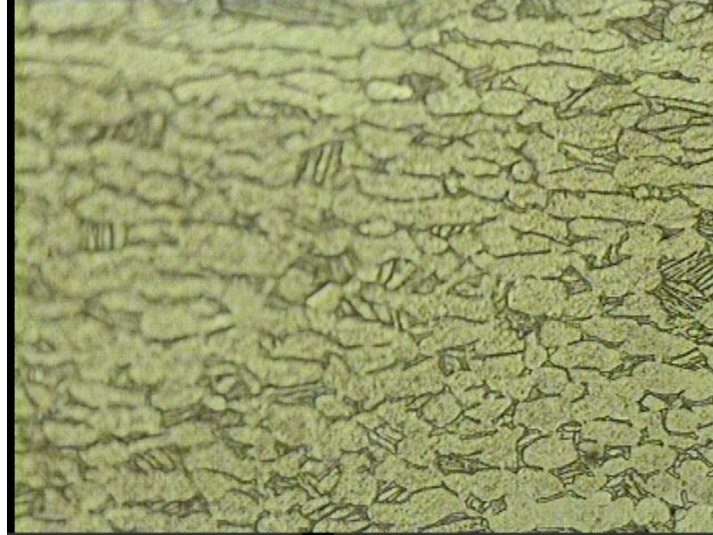


Figure V.25: Microstructure du TA6V après 35% à une vitesse de déformation égale à  $0.5 \text{ s}^{-1}$  (domaine quasistatique) ; Agrandissement x 500.

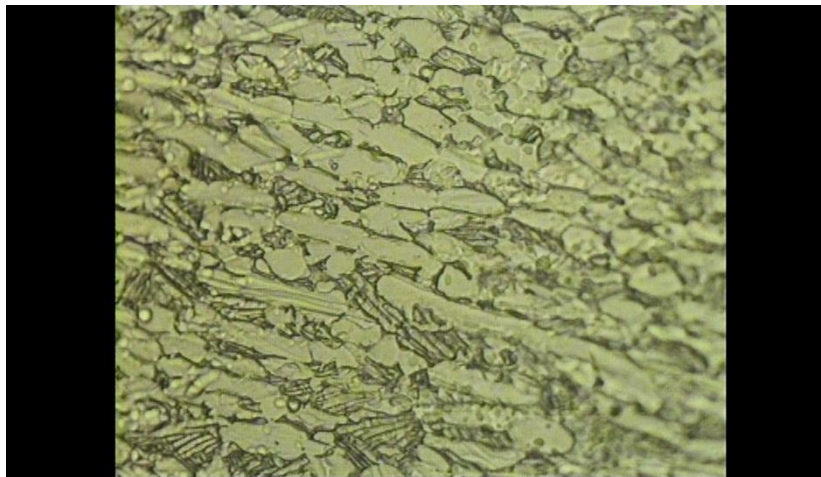
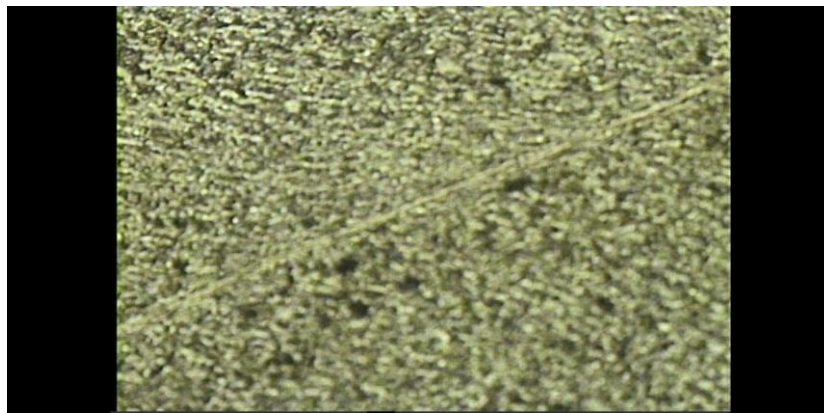


Figure V.26: Microstructure du TA6V après 8% à une vitesse de déformation égale à  $7100 \text{ s}^{-1}$  (domaine dynamique) ; Agrandissement x 500.



a : Agrandissement X 100



b : Agrandissement X 200

Figure V.26: Bande de cisaillement observée dans une éprouvette de TA6V ayant été déformée sous compression dynamique ( $\dot{\epsilon} = 7100 \text{ s}^{-1}$ ).

## V.6. Conclusion

Tous ces essais de compression réalisés sur l'alliage de titane TA6V dans une large gamme de vitesses de déformation nous a permis de représenter le comportement de cet alliage.

On note une saturation de la contrainte qui apparaît rapidement, cette saturation est plus marquée dans le domaine dynamique que dans le domaine quasistatique.

En ce qui concerne l'influence de la vitesse de déformation valorisée par la détermination du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation ; elle ne diffère pas de ce qui a été trouvé en bibliographie c'est-à-dire qu'une augmentation de la

vitesse de déformation provoque une augmentation de la contrainte de déformation. Cette sensibilité est plus importante dans le domaine dynamique que dans le domaine quasistatique.

On note aussi la présence de maillage et de bande de cisaillement adiabatique (BCA) pendant la déformation.



# **Chapitre VI**

## **Modélisation du comportement du TA6V**

## VI. Modélisation du comportement du TA6V

### VI.1. Introduction

Le comportement thermo-viscoplastique du TA6V a été modélisé par l'application de relation constitutive RK (Rusinek-Klepaczko). Un accord acceptable a été observé. Ce modèle a été proposé par Rusinek et Klepaczko en 2001[93]. et a déjà été utilisé avec succès dans la modélisation de plusieurs aciers ferritiques (CC) et austénitique (CFC) par Guo et al en 2006[94] et Rusinek et al en 2009 [95]. Les prédictions sont obtenues en utilisant la relation constitutive RK ont été comparés avec la relation constitutive JC (Johnson-Cook) en utilisant des résultats expérimentaux rapportés dans les travaux de Bois et Grave réalisés en 1985[96].

### VI.2. Modélisation du comportement thermo-viscoplastique utilisant la relation constitutive RK

La relation constitutive RK a déjà été prouvée pour se rapprocher avec succès du comportement de plusieurs matériaux avec une microstructure CC et CFC [97], [98], [99] et [100]. Ce modèle semi physique est basé sur une décomposition additive de la contrainte totale équivalente faite par Klepaczko [50]. Ainsi la contrainte équivalente  $\sigma$  est décomposée en deux parties, qui sont la contrainte interne  $\sigma_\mu$  décrivant l'influence de la vitesse de déformation et la température sur l'écroutissage et la contrainte effective  $\sigma^*$  couplant la vitesse de déformation instantanée et la sensibilité de la température, l'équation VI.1.

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} \left[ \sigma_\mu(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) + \sigma^*(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T) \right], \quad (\text{VI.1})$$

où:

$E(T)$  est le module de Young en fonction de la température, [42]

La formulation explicite du module de Young est donnée par l'équation VI.2

$$E(T) = E_0 \left\{ 1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[ \theta^* \left( 1 - \frac{T_m}{T} \right) \right] \right\} \quad T > 0, \quad (\text{VI.2})$$

où:

$T$  est la température absolue courante en [K],

$T_m$  est la température de fusion en [K],

$\theta^*$  est la caractéristique : température homologuée

$E_0$  le module d'Young à  $T = 0$  (K).

En se basant sur les travaux de Klepaczko [45] et MacGregor [4], Klepaczko et Rusinek [93] ont proposé la relation constitutive suivante, (équation VI.3).

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} \left[ B(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T) (\epsilon_0 + \bar{\epsilon}^p)^{n(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T)} + \sigma_0^* \left( 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\bar{\epsilon}}^p} \right)^{m^*} \right], \quad (\text{VI.3})$$

où:

B exprimé en MPa, est le module de plasticité donné par l'équation VI.4, [4]

$$B(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = \langle B_0 \left( \left( \frac{T}{T_m} \right) \log \left( \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\bar{\epsilon}}^p} \right) \right)^v \rangle \text{ avec } \dot{\epsilon}_{\min} \leq \dot{\bar{\epsilon}}^p \leq \dot{\epsilon}_{\max} \quad (\text{VI.4})$$

où:

$B_0$ , est la constante du matériau, [MPa]

$T_m$  est la température de fusion du matériau [ $^{\circ}\text{K}$ ]

$\dot{\epsilon}_{\max}$  est la plus grande vitesse de déformation de l'intérêt [ $\text{s}^{-1}$ ].

$v$  est la constante du matériau relative à la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température

$n$  est le coefficient d'écrouissage dépendant de la vitesse de déformation et la température, il est donné par l'équation VI.5.

$$n(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = \langle n_0 \left( 1 - D_2 \left( \frac{T}{T_m} \right) \log \left( \frac{\dot{\bar{\epsilon}}^p}{\dot{\epsilon}_{\min}} \right) \right) \rangle \text{ avec } \dot{\epsilon}_{\min} \leq \dot{\bar{\epsilon}}^p \leq \dot{\epsilon}_{\max}, \quad (\text{VI.5})$$

où:

$n_0$  est le coefficient d'écrouissage à  $T = 0$  (K),

$D_2$  est une constante du matériau

$\dot{\epsilon}_{\min}$  est la plus petite vitesse de déformation de l'intérêt [ $\text{s}^{-1}$ ].

La dernière partie de l'équation (VI.3) est la forme explicite de la contrainte  $\sigma^*$ , donnée par l'équation (VI.6), est similaire à l'équation d'Arrhenius avec une description de la cinétique du processus thermiquement actif :

$$\sigma^*(\dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = \sigma_0^* \left( 1 - D_1 \left( \frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\bar{\epsilon}}^p} \right)^{m^*} \text{ avec } \dot{\epsilon}_{\min} \leq \dot{\bar{\epsilon}}^p \leq \dot{\epsilon}_{\max}, \quad (\text{VI.6})$$

où:

$\sigma_0^*$  est la contrainte effective à T=0 K,

$D_1$  est une constante du matériau

$m^* = 1/m$  est le coefficient caractérisant la température et la sensibilité à la vitesse de déformation.

Comme il a été dit dans le chapitre précédant une croissance rapide du niveau de la contrainte  $\sigma$  avec la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}^p$  est observée. Ceci est expliqué par l'effet de l'amortissement visqueux (trainage visqueux) [101]. Ainsi un modèle original proposé par Rusinek et Klepaczko est utilisé pour définir ces observations expérimentales [99]. La formulation explicite en terme de contrainte équivalente  $\sigma$  est définie par l'équation (VI.3).

Après l'application d'une telle procédure, les valeurs suivantes des constantes du matériau se trouvent dans le tableau VI.1 et les courbes analytiques sur les figures VI.1 à VI.3 ;

| Valeurs des constants du matériau pour TA6V |       |              |       |       |                    |     |       |  |  |
|---|-------|--------------|-------|-------|--------------------|-----|-------|--|--|
| $B_0$ [MPa]                                 | $n_0$ | $\epsilon_0$ | $D_1$ | $\nu$ | $\sigma_0^*$ [MPa] | $m$ | $D_2$ | $\dot{\epsilon}_{\min}$ (s <sup>-1</sup> ) | $\dot{\epsilon}_{\max}$ (s <sup>-1</sup> ) |
| 2000  | 0.206 | 0.018        | 0.62  | 0.21  | 800                | 1.1 | 0.027 | 10 <sup>-4</sup>                           | 10 <sup>7</sup>                            |

Tableau VI.1: Valeurs des constants du matériau pour TA6V équations VI.1-VI.6

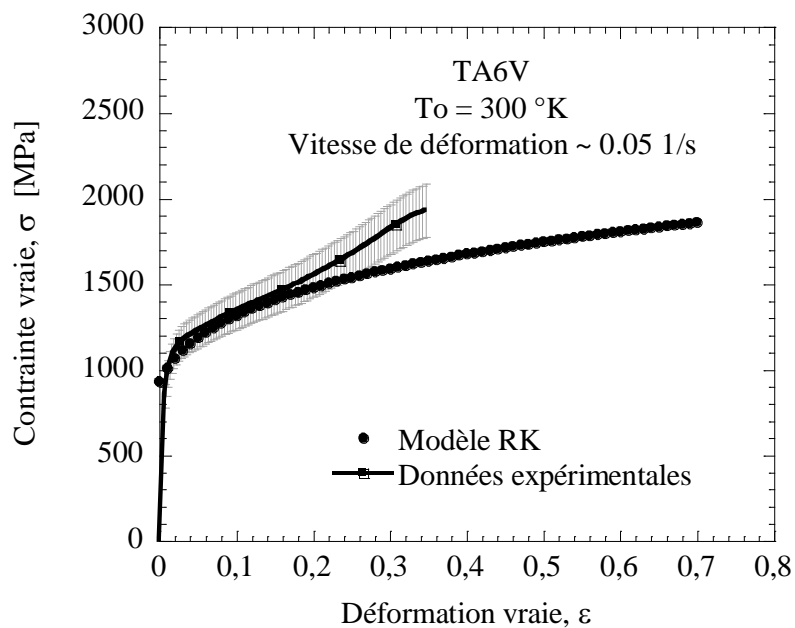
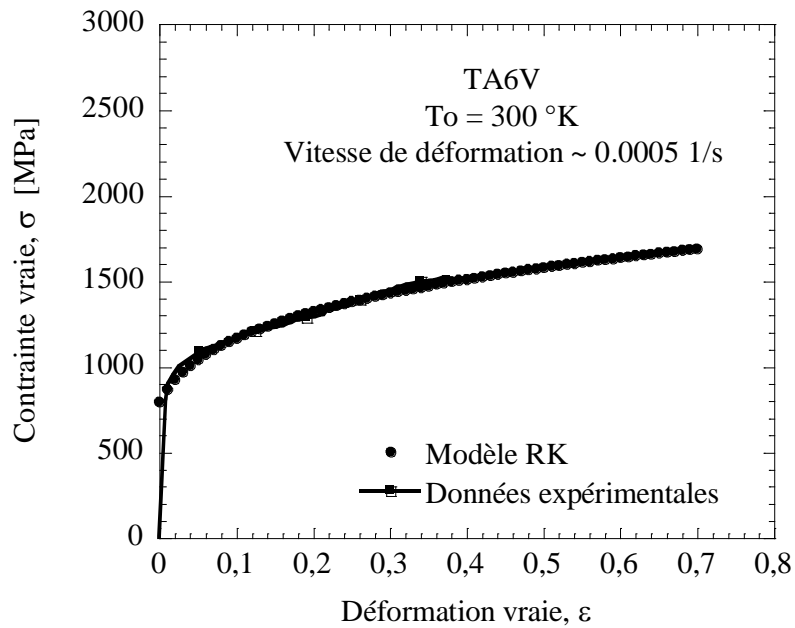


Figure VI.1 : Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données expérimentales et modèle RK.

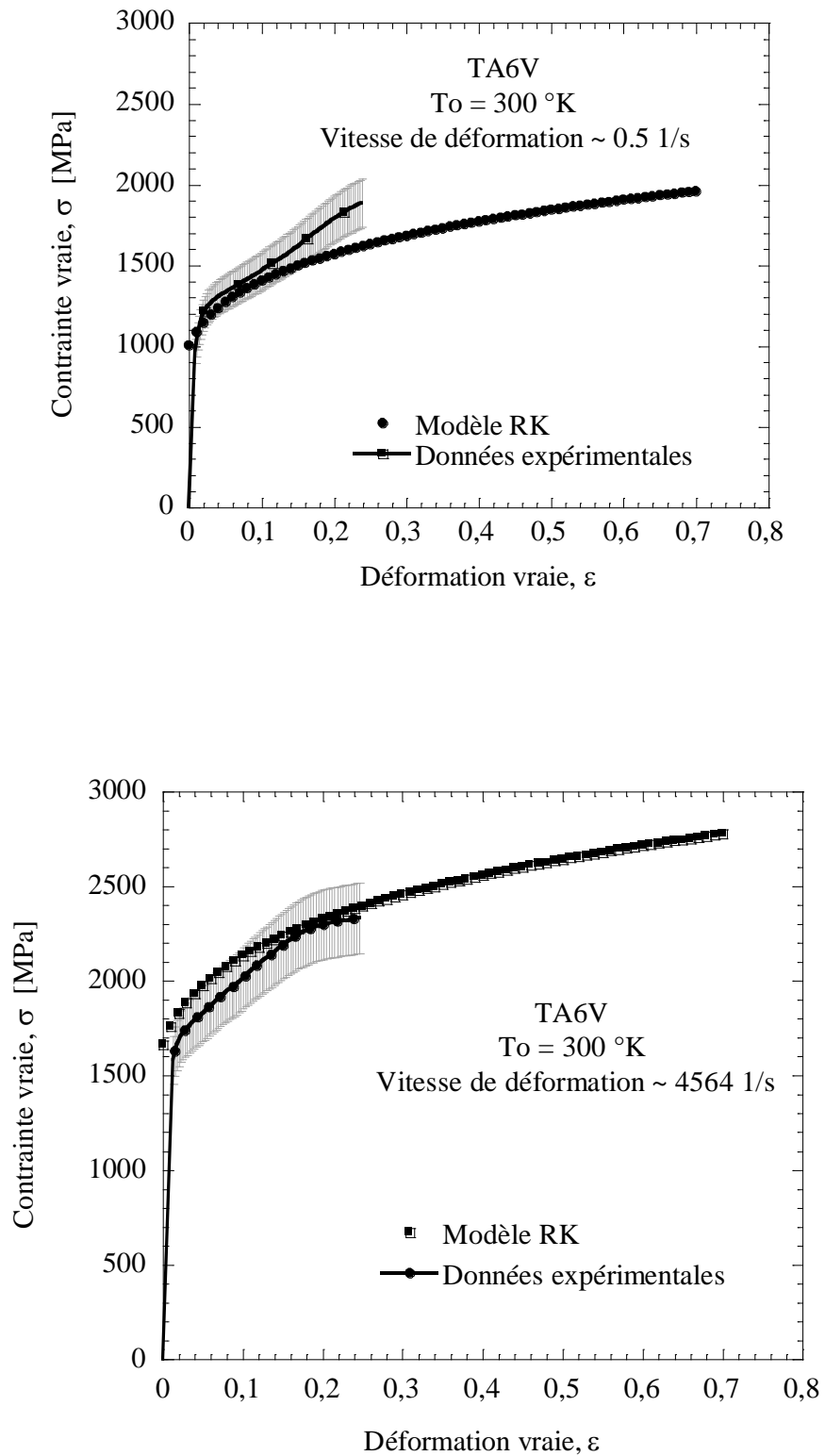


Figure VI.2 : Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données expérimentales et modèle RK.

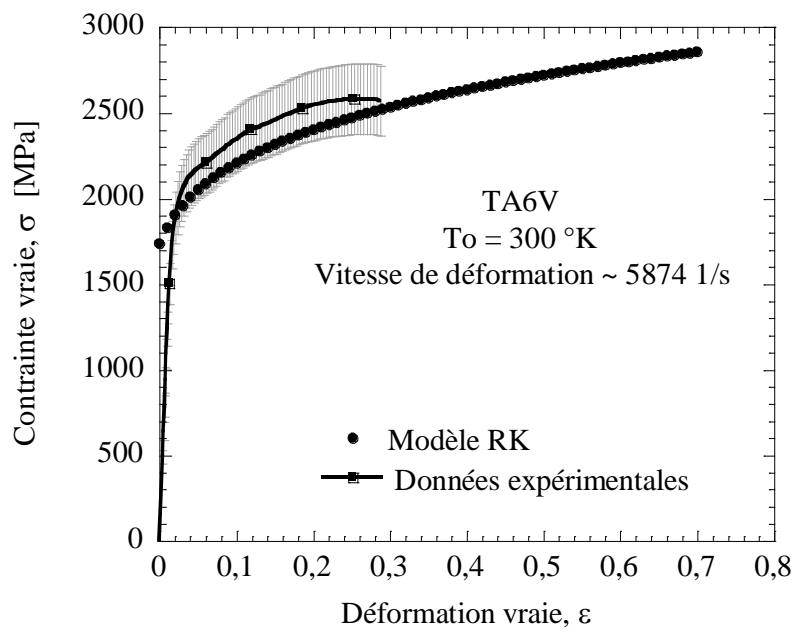
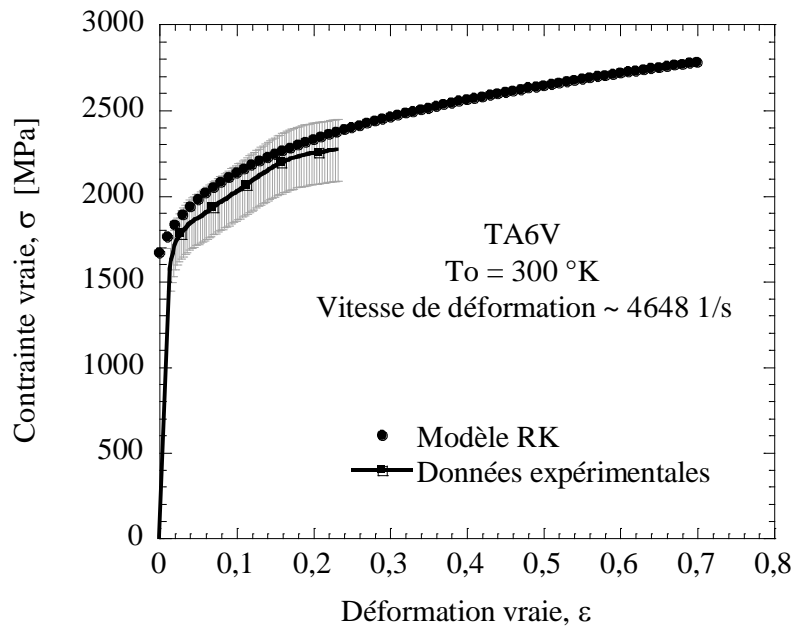


Figure VI.3 : Courbes contrainte vraie en fonction de la déformation vraie: données expérimentales et modèle RK.

### VI.3. Modélisation de l'effet de l'amortissement visqueux application au TA6V

Comme montré précédemment sur la figure V.14 du chapitre précédent pour des vitesses de déformation élevées  $\dot{\varepsilon}^p > 5000 \text{ s}^{-1}$ , une augmentation rapide de la sensibilité à la vitesse de déformation due au glissement par viscosité a été observée.

Dans cette partie en première étape, seulement l'effet du glissement visqueux est modélisé en utilisant le modèle RK étendue, équation VI.7. Ainsi un troisième composant  $\bar{\sigma}_{\text{ath}}$  dépendant de la vitesse de déformation est ajouté permettant de définir l'augmentation élevée de la sensibilité à la vitesse de déformation [103].

$$\bar{\sigma}(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_{\mu}(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}^p, T) + \sigma^*(\dot{\varepsilon}^p, T) + \sigma_{\text{ath}}(\dot{\varepsilon}^p)] \quad (\text{VI.7})$$

Ce modèle est basé sur une formulation additive, où  $\sigma_{\mu}$  est la contrainte interne correspondante au durcissement par écrouissage pendant la déformation plastique  $\bar{\varepsilon}^p$  et  $\sigma^*$  est la contrainte effective représentant le couplage de la réciprocity vitesse de déformation-température basée sur l'équation d'Arrhenius [104], le dernier composant, équation VI.8 a été proposé initialement par Klepaczko [101] et il est proportionnel à la vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}^p$ .

$$\sigma_{\text{ath}}(\dot{\varepsilon}^p) = \chi [1 - \exp(-\alpha \dot{\varepsilon}^p)] \propto \dot{\varepsilon}^p, \quad (\text{VI.8})$$

où:

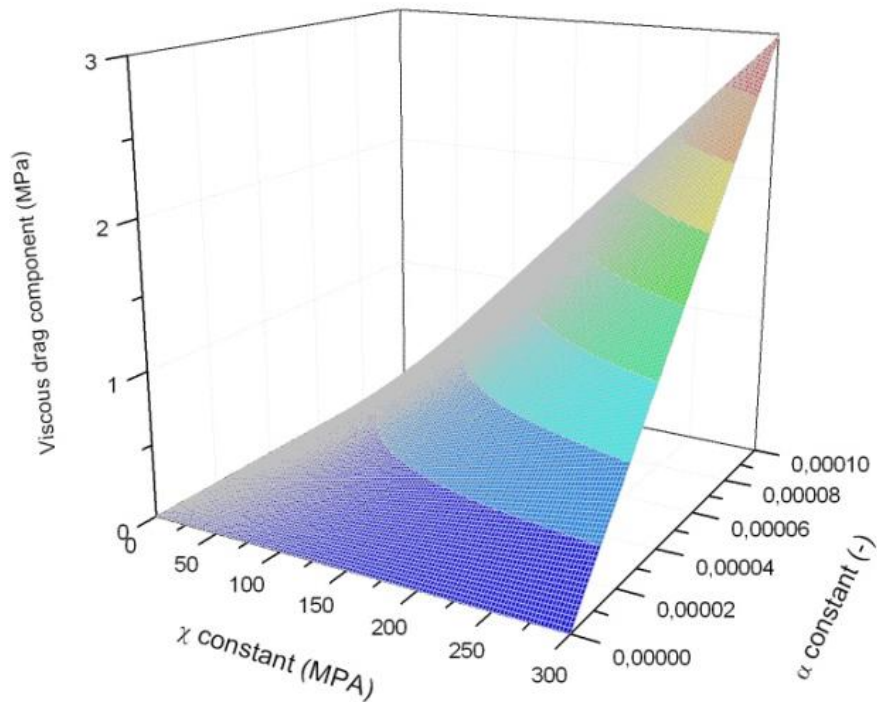
$\chi$  est une constante du matériau [ $\chi = 890 \text{ MPa}$ ]

$\alpha$  est un coefficient d'amortissement [ $\alpha = 8.02 \cdot 10^{-5}$ ]

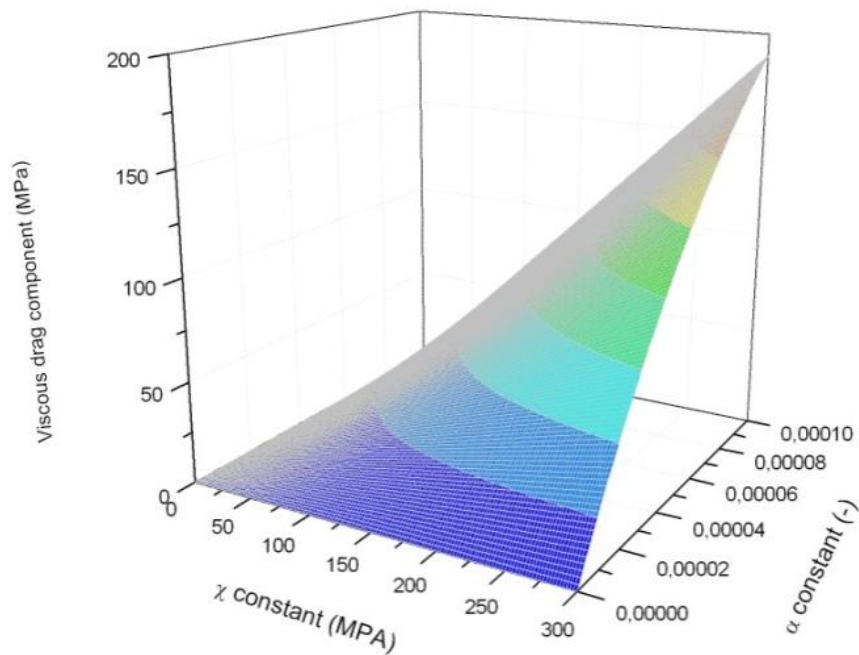
On reporte sur les courbes suivantes (figure.VI.4) une étude paramétrique pour analyser l'effet de la vitesse de déformation pour un set imposé de constantes ( $\chi, \alpha$ ).

Ainsi le phénomène d'amortissement visqueux  $\bar{\sigma}_{\text{ath}}$  décroît avec la vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}^p$  et dans ce cas le modèle peut être réduit au modèle RK. Dans le domaine de chargement quasi-statique  $0.001 \leq \dot{\varepsilon}^p < 0.1 \text{ s}^{-1}$ , la valeur du composant est nulle ( $\bar{\sigma}_{\text{ath}} \approx 0$ ).





a)



b)

Figure VI.4 : Composante amortissement visqueux (Viscous drag) à température ambiante dépendante de  $\chi$  et  $\alpha$  pour deux vitesses de déformation; a-  $100 \text{ s}^{-1}$ ; b-  $10^4 \text{ s}^{-1}$

Ce modèle a été initialement utilisé pour une modélisation efficace des alliages d'Aluminium par Reyes et al en 2006 [102] et est utilisé dans cette étude pour décrire le comportement thermo-viscoplastique du TA6V en utilisant les résultats

expérimentaux précédents. Les constantes sont définies en utilisant un algorithme original par Bois en 1985 [96] sont reportés sur le tableau.VI.2 suivant.

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle Johnson-Cook (JC) est aussi reporté, figure V.5 ; le modèle Johnson-Cook est décrit par l'équation.VI.9.

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = [A + B(\bar{\epsilon}^p)^n] \left[ 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\bar{\epsilon}}^p}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_r}{T_m - T_r} \right)^m \right] \quad (\text{VI.9})$$

Où:

A, B, C, n et m sont des constantes constitutives relatives aux données expérimentales

T est la température de la pièce [°K]

T<sub>m</sub> est la température de fusion du matériau [°K]

T<sub>r</sub> est la température ambiante [°K].

Les constantes sont reportées sur le tableau. VI.3 suivant.

| Constantes du modèle Johnson-Cook pour TA6V |        |       |       |                                |                    |   |
|---|--------|-------|-------|--------------------------------|--------------------|---|
| A (MPa)                                     | B(MPa) | n (-) | C (-) | $\dot{\bar{\epsilon}}^p$ (1/s) | T <sub>m</sub> (K) | m |
| 881   | 468    | 0.122 | 0.039 | 1                              | 1923               | 7 |

Tableau VI.2. Constantes du modèle Johnson-Cook model utilisé pour TA6V [23]

Ainsi, on remarque que le modèle JC (Johnson-Cook) permet définir de correctement le comportement du matériau dans un intervalle de vitesse de déformation mais aux vitesses élevées de déformation ou l'amortissement visqueux a eu lieu. Par contre en utilisant le modèle RK (Rusinek-Klepaczko) le comportement mécanique peut être définie du domaine de rechargement quasi-statique jusqu'au domaine de rechargement dynamique.

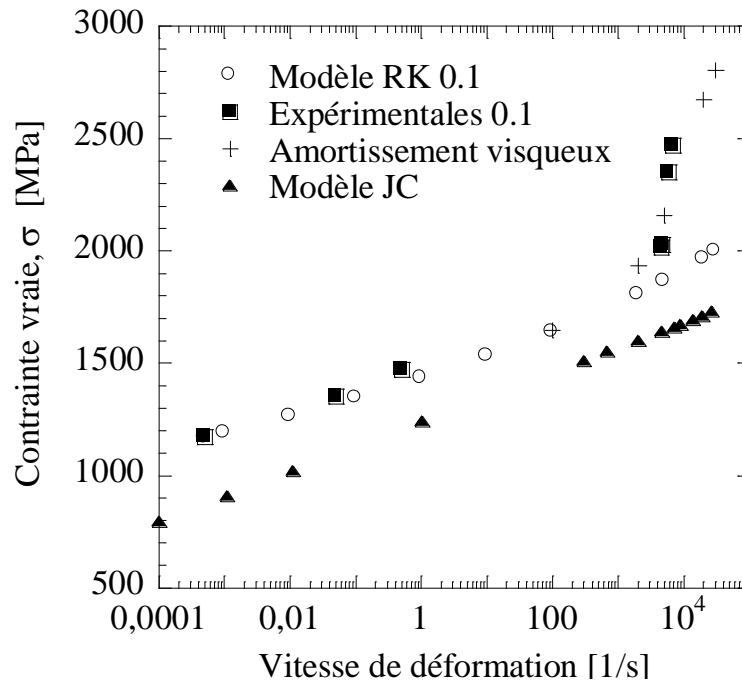


Figure VI.5 : Contrainte vraie à  $\epsilon=0.1$  dans quatre cas: données expérimentales, modèle RK, amortissement visqueux (viscous drag) et modèle JC

### Conclusions et perspectives

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse concerne, l'étude du comportement d'un alliage de titane de type TA6V en compression. Des essais de compression sur des éprouvettes cylindriques, ont été réalisés à des vitesses de déformation qui correspondent aux domaines de chargement quasistatique ; ( $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} s^{-1}$ ,  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-2} s^{-1}$  et  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-1} s^{-1}$ ) et celui de chargement dynamique ( $\dot{\epsilon} = 4564 s^{-1}$  à  $7100 s^{-1}$ ).

Ces essais réalisés à température ambiante font apparaître, sur le comportement du TA6V, les observations suivantes:

- Apparition de bandes de cisaillement adiabatique se développant suivant un axe de  $45^\circ$  par rapport à l'axe de l'éprouvette ;
- Une forte augmentation de la contrainte avec l'augmentation de la vitesse de déformation,
- Une présence de réchauffement adiabatique pour les grandes vitesses de déformation,
- Une augmentation rapide de la sensibilité à la vitesse de déformation due au glissement par viscosité pour les vitesses élevées, supérieure à  $5000 s^{-1}$ .

Dans la deuxième partie de ce travail, nous nous sommes intéressés à appliquer le modèle RK (Rusinek-Klepaczko), qui est basé sur le formalisme de Klepaczko, qui est, à son tour, basé sur des considérations physiques. Ce modèle (RK) utilisé auparavant sur des aciers de structure cubique à face centrée et cubique centré, nous a permis d'obtenir des résultats acceptables pour l'alliage de titane de type TA6V, étudié dont la structure est hexagonale compacte. Nos résultats, nous autorisent à conclure que globalement, le modèle pourrait être généralisé pour les matériaux à structure hexagonale compacte.

L'effet de l'amortissement visqueux a été modélisé en utilisant le modèle RK (Rusinek-Klepaczko) étendue, en ajoutant à la contrainte de compression, une composante qui est la contrainte athermique qui dépend de la vitesse de déformation, cette contrainte ajoutée permet de définir l'augmentation de manière importante de la sensibilité à la vitesse de déformation.

Une comparaison des résultats sur la base des courbes contrainte-déformation obtenues par les modèles RK (Rusinek-Klepaczko), RK étendu et par le modèle JC (Johnson-Cook), avec les courbes empiriques a montré qu'il y a une concordance acceptable dans le domaine de

## Conclusions et perspectives

---

chargement quasistatique, par contre le modèle JC (Johnson-Cook), ne permet pas de définir correctement le comportement du matériau dans le domaine dynamique.

Comme perspective, il nous semble intéressant de projeter une étude microscopique approfondie du TA6V, la précision des modèles, nous dicte d'approfondir les observations des différents mécanismes intervenant à l'échelle microscopique au cours de la déformation. La variation de la densité des macles en fonction de la déformation, peut être intégrée dans le modèle. Pour ce faire, nous suggérons que cet aspect, mérite plus d'attention et plus de précision.

Nous suggérons que dans le cadre d'une autre thèse, il serait souhaitable de comparer les résultats obtenus à température ambiante, avec des résultats obtenus aux mêmes vitesses de déformation et à différentes températures.

**Références bibliographique :**

- [1] **Adda Y., Dupouy J.M., Philibert J. et Quéré Y.**, Eléments de métallurgie physique, tome 5, Déformation plastique, (1991).
- [2] **Becker R.**, Elastische Nachwirkung und Plastizität, Zeitschrift für Physik, A26 (1925), p185.
- [3] **Eyring H.**, Viscosity, plasticity, and diffusion as examples of absolute reaction theory, J. Chem. Phys. 4 (1936), p 283.
- [4] **McGregor C. W., Fisher J. C.**, A velocity-modified temperature for plastic flow of metals, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 13 (1946), A11.
- [5] **Zener C., Hollomon J. H.**, Effect of strain rate upon plastic flow of steel, J. Appl. Phys. 15, (1944), p. 22.
- [6] **Rhayour M.**, Modélisation de l'influence de la vitesse de déformation sur l'écoulement plastique d'un acier industriel ; application pour l'étude de traction dynamique des tôles. Thèse université de Metz, (1998).
- [7] **Klepaczko J.R.**, Introduction to experimental techniques for materials testing at high strain rates, Institute of Aviation, Al. Krakowska 110/114, 02-256 Warsaw, Poland (2007).
- [8] **Juanicotena A.**, Etude théorique et expérimentale du comportement viscoplastique des matériaux aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation. Application à l'acier mars 190 et au tantale, thèse université de Metz, (1998).
- [9] **Bay F.**, Etude expérimentale et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire de chargement, thèse université de Metz, (1996).
- [10] **Klahn D, Mukherjee A.K., Dorn J.F.**, Strain rate effects, 2<sup>nd</sup> international conference on the strength of metals and alloys, Asilomar, Vol. 3, (1970) p.951.
- [11] **Rosenfield A.R., Hahn G.T.**, Numerical description of the ambient low temperature and high strain rate flow and fracture behaviour of plain carbon steel, Trans. Am. Soc. Metals, Vol. 59, (1966), p.967.
- [12] **Nemat-Nasser S., Isaacs J.B.** « Direct Measurement of Isothermal Flow Stress of Metals at elevated Temperatures and High Strain Rate with Applications to Ta and Ta-W Alloys » Acta metall., Vol 45, No. 3, (1997), pp. 907-919.
- [13] **Orowan E.** Problem of plastic gliding, Proc. Phys. Soc. (London), 52, 8, 1940.

- [14] **Benard J., Michel A., Philibert J., Talbot** *Métallurgie Générale* » 2ème Edition, MASSON (1984), pp. 119-120.
- [15] **Meyers M.A.**, Plastic Deformation at High Strain Rates Dynamic Behavior of Materials, Wiley-Interscience, (1994), pp. 347-349.
- [16] **folansbee P.S., Kocks U.S.**, A Constitutive Description of the deformation of Copper Based on the Use of the Mechanical Threshold Stress as an Internal State Variable, *Acta Metall.*, Vol. 36, n°1, (1988), pp. 81-93.
- [17] **Chen S.R., Gray III G.T.** Constitutive Behavior of Tantalum and Tantalum Tungsten Alloys » *Metallurgical and Materials Transactions A*, Volume 27a, (October 1996), pp. 2994-3006.
- [18] **Kocks U.F., Argon A.S., Ashby M.F.** Thermodynamics and Kinetics of slip, *Prog. Mat. Sci.*, vol. 19, Pergamon Press, New York, (1975).
- [19] **Hayden H.W., Moffatt W.G., Wulf J.**, The structure and properties of materials, vol. 1H: mechanical behavior, Wiley & Sons, (1965).
- [20] **Saada G.**, Sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocations. *Acta Metallurgica*, 8, (1960), p 841.
- [21] **Mughrabi H.**, Description of the dislocation structure after deformation at low temperatures, MIT Press, (1975).
- [22] **Teodosiu C., Sidoroff F.**, A finite theory of the elastoviscoplasticity of single crystal, *International Journal of Engineering Science*, 31. (1976), p 713.
- [23] **Klepaczko J.R.**, Modeling of structural evolution at medium and high strain rate, FCC and BCC metals, proceeding 8<sup>th</sup> Riso symposium, constitutive relations and their physical basis, (1987), p 387.
- [24] **Conrad H.**, Thermally active deformation of metals, *Journal of metals*, 16, n°7, (1964), p. 582
- [25] **De Fouquet J.**, Mécanismes fondamentaux de la déformation à froid des métaux, mise en forme des métaux et alliages, ed CNRS, (1976), p 61.
- [26] **El-magd E.**, Mechanical Properties at High Strain Rates, *J. de Physique IV*, C8, *J. de Phys. III*, Vol. 4, Sept (1994), pp. 149-170.
- [27] **Klopp, R.W., Clifton, R.J.**, Pressure shear impact and the dynamic viscoelastic response of metals. In *Proc. Of workshop on inelastic deformation and failure modes*.

Evanston: Northwestern University.

- [28] **Gilman**, Micromechanics of flow in solids, Mc Graw-Hill, 1969.
- [29] **Ludwik P.**, Über den Einflup der Deformations geschwindigkeit bel bleibenden Defermationen mit besonderer Beruksichtigung der Nachwirkungserscheinungen, Physikalische Zeitschrift, Vol 12, (1909), p. 411.
- [30] **Klopp R.W., Clifton R.J., Chawki T.G.**, Mechanics of Materials, Vol. 4, (1985), p. 375.
- [31] **Litonski**, Plastic flow of a tube under adiabatic torsion, Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, XXV, (1977), p. 7.
- [32] **Klepaczko J.R.**, A power form of the mechanical equation of state with the temperature, Eng.Trans., Vol. 13,(1965), p. 561.
- [33] **Johnson G. R., Cook W. H.**, A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures, Proc; 7<sup>th</sup> Int. Symposium on Ballistics, La Hague, (1983). p. 541.
- [34] **Johnson G. R., Cook W. H.**, Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressure, J. of Eng. Frac. Mech., Vol. 21, (1985), p. 31.
- [35] **Cowper G. R., Symonds P. S.**, Strain hardening and strain rate effects in the impact loading of cantilever beams, Brown University Division of Applied Mathematics repot, (1957).
- [36] **Schreiber E., Anderson O. L., Soga M.**, Elastic constants and their measurement, Mc Graw-Hill, New York, (1973).
- [37] **Johnson.W.G., Gilman J.J.**, Dislocation velocities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals, J. Appl. Phys., Vol. 30, N°2, (1959), p. 129.
- [38] **Gillis P. P., Gilman J. J.**, Dynamic dislocation theory of crystal plasticity, J. Appl. Phys., Vol. 36, N°11, (1965), p. 3370.
- [39] **Gilman J. J.**, Dislocation dynamics and the response of materials to impact, Appl. Mech. Rewiews, Vol. 21, N°8, (1968), p. 767.
- [40] **Jarkas, M.**, Etude expérimentale et modélisation du comportement viscoplastique du titane pur à grande vitesse de déformation. Thèse université de Metz, (1999).



- [41] **Klepaczko, J.R.**, Modeling of structural evolution at medium and high strain rates, FCC and BCC metals. Constitutive Relations and Their Physical Basis. RisoNatL. Laboratory, Roskilde, Denmark, (1987), p. 387.
- [42] **Klepaczko, J.R.**, A general approach to rate sensitivity and constitutive modeling of FCC and BCC metals, Impact effects of fast transient loading, Balkema, Rotterdam,(1988), p.3.
- [43] **Klepaczko, J.R.**, Physical state variables- the key to constitutive modeling in dynamic plasticity, Nuclear Engineering and Design, Vol. 127,(1991), p. 103.
- [44] **Ono, K.**, Temperature dependence of dispersed barrier hardening, J. Appl. Phys., Vol. 39,(1968), p. 1803.
- [45] **Klepaczko J.R.**, Thermally active flow and strain rate history effects for some polycrystalline FCC metals, Mat. Sci. and Engng., Vol. 18,(1975), p. 121.
- [46] **Klepaczko J.R.**, Un modèle d'écoulement pour les aciers ferritiques basé sur l'activation thermique, G. A. M. I., Déformations des matériaux aux grandes vitesses, Paris, (1983).
- [47] **Kocks U. F.**, Laws for work-hardening and low temperature creep, J. of Eng. Mat. and Tech., Trans. ASME, Vol. 98, (1976), p. 76.
- [48] **Morrone A. Duffy J.**, Strain rate and temperature effects during dynamic deformation of polycrystalline and monocristalline high purity aluminum including TEM studies, Brown University Providence, Division of Engng., Technical report N° R. I. 02912, (1988).
- [49] **Rusinek A.**, Modélisation thermoviscoplastique d'une nuance de tôle d'acier aux grandes vitesses de déformation. Etude expérimentale et numérique du cisaillement, de la traction et de la perforation. thèse université de Metz,(2000).
- [50] **Klepaczko J.R.**, A practical stress-strain-strain rate-temperature constitutive relation of the power form, J. Mech.Phys.Solids, 16 ,(1987), p.143.
- [51] **Klepaczko J.R., Chiem, G.C.Y.**, On rate sensitivity of FCC metals, instantaneous rate sensitivity and rate sensitivity of strain hardening, J. Mech. Phys. Solids, 34 ,(1986), pp.29-54.
- [52] **Meyer, S.L.**, Data analysis for scientists and engineers. Wiley, New York (1975).
- [53] **Seraphin M.** le titane et ses alliages Trait, therm., Vol. 43, (1969), p. 19.
- [54] **Dupouy J.M., Poirier J.P.** "Déformations plastiques des métaux et alliages" Ecole d'été de Pont à Mousson - Masson et Cie éditeur (1967), pp. 1-11.

- [55] **De Gelas B., Seraphin L, Tricot R., Castro R.** Titane et alliages de titane, Techniques de l'ingénieur M557.
- [56] **Collings E.W.** The physical metallurgy of titanium alloys, publié par American society for metals (1984).
- [57] **Hagege S.** Acta. Met., Vol. 37; N°4, (1989), pp. 1199-1215.
- [58] **Reed Hill,** Deformation twinning, Vol. 25, (1963), pp. 295-320.
- [59] **Hanada S., Ozeki M., Izumi O.** Deformation Characteristics in Beta Phase Ti-Nb Alloys, Metallurgica Transactions A, 16A,(1985), pp. 789-795.
- [60] **Xue Q., Meyers M.A, Nelsterenko V.F.** Self organization of shear bands in titanium and Ti-6Al-4V alloy. Acta. Mater., vol.50, (2002), pp. 575, 596.
- [61] **Khan A.S., Suh Y.S., Kazmi R.** Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys. Int. J. of Plast. vol.20, (2004), pp. 2233-2248.
- [62] **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.vol. 33, (2001), pp. 425-439.
- [63] **Boidin X.,** Contribution à l'étude expérimentale et numérique à l'échelle de la microstructure de l'écaillage d'un alliage de titane, thèse université de Metz, (2005).
- [64] **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, vol. 110, (2003), pp. 15-20.
- [65] **Meyer L.W.** Strength and ductility of a titanium alloy Ti-6Al-4V in tensile and compressive loading under low, medium and high rates of strain. In: Titanium science and technology. Eds. G. Lutjering, U. Zwicker and W. Bunk, Deutsche gessellschaft fur metallkunde, (1984), pp. 1851-1158.
- [66] **Follansbee P.S., Gray G.T.** An analysis of the low temperature, low and high strain rate deformation of Ti-6Al-4V. Metall.Trans. vol. 20A, (1989), pp. 863-874.
- [67] **Wulf G.L.** High strain rate compression of titanium and some titanium alloys. Int. J. of Mech. Sci. vol. 21, (1979), pp. 713-718.
- [68] **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. vol. A241, (1998), pp. 855-860.

- [69] **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.* vol. 37, (2002), pp. 5159-5165.
- [70] **Wisniewski D.R., Beaudoin A.J., Kurath P.** Temperature dependent dynamic strain aging in Ti-6Al-4V. University of Illinois at Urbana-Champaign, (2004).
- [71] **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.*, vol. A326, (2002), pp. 297-305.
- [72] **Meester B., Doner M., Conrad H.** Deformation kinetics of the Ti-6Al-4V alloy at low temperatures. *Metall. Trans.* vol.6A, (1975), pp. 65-74.
- [73] **Meyers M.A., Subhash G., Kad B.K., Prasad L.** Evolution of microstructure and shear band formation in hcp titanium. *Mech. of Mat.* vol. 17, (1994), pp. 175-193.
- [74] **Harding J.** *Archives of Mechanics*, vol. 27, (1975), pp. 715.
- [75] **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.
- [76] **Combres Y., Blandin J.J.** *Titanium Science and Technology*, (1995), pp. 864.
- [77] **Schroder G., Duering T.W.** *Titanium Science and Technology*, (1984), pp. 585.
- [78] **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.
- [79] **Siebel E., Pomp A.**, *Mitt. aus dem kais. W. Inst. Fur Einsenf*, Vol.11, (1929), p.139.
- [80] **Davies E.D.H., Hunter. S. C.**, The dynamic compression testing of solid by the method of slipt hopkinson pressure bar. *Journal Mech. Phys. Solids.*, Vol. 11, (1963), p. 155,
- [81] **Rand J.L.**, U.S. Naval Ordnance Laboratories Report, NOLTR(1967),pp. 67-156 .
- [82] **Malinowski. Z., Klepaczko J. R.**, Dynamic frictional effects as measured from the split Hopkinson pressure bar proceedings. IUTAM symposium, p. 403.
- [83] **Kolsky H.**, An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading. *Proceeding of the Physical Society B*, Vol. 62, (1949), P. 676.

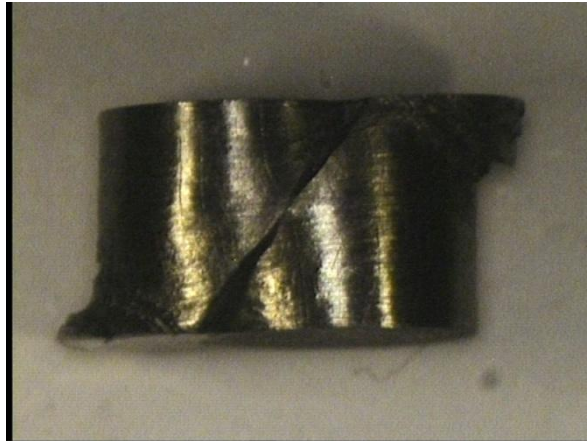
- [84] **Klepaczko J. R.**, Lateral inertia effects in the compression impact experiments, IFTR Répons, n°17, (1969).
- [85] **Dharan C.K.H., Hauser F.E.**, Determination of stress-strain characteristics at very high strain rates. *Exp. Mech.*, Vol.10, (1970), P. 370.
- [86] **Malinowski. Z., Klepaczko J. R.**, A unified analytic and numerical approach to specimen behaviour in the split Hopkinson pressure bar. *Int. Journal Mech. Sci.* Vol. 28, n° 6, (1986), P. 381.
- [87] **Klepaczko J. R.**, An investigation of split Hopkinson bar for direct tensile testing” report ISGMP-LPMM, Metz University, (1995).
- [88] **Hopkinson B.** A method of measuring the pressure produced in the detonation of explosives or by the impact of bullet, *phil.Trans. Roy. Soc., Ser. A*, Vol. 213,(1914), p.437, London.
- [89] **Donachie**, Titanium and its alloys, *.Mater.Eng. , Jr M.J.*, 79 (1974) p. 61.
- [90] **Prandi B., Alheritiere E., Schwartz F. et Thomas M.**, Betacez, a high performance titanium alloy for aerospace engines ; p.811.*Proc.Int.conf. on titanium’88; société française de métallurgie. Ed.Lacombe P; tricot R. et Beranger G.*
- [91] **El-magd E., Treppmann C., Korthäuer M.**, Constitutive modeling of CK45N, AlZnMgCu1.5 and Ti6Al4V in wide range of strain rate and temperature, *J. Phys. IV France* 110 (2003) p.141.
- [92] **Lindholm U.S.**, Some experiments with the Hopkinson pressure bar, *Journal of Mech. Phys. Sol*, Vol 12, (1964), p. 317.
- [93] **Rusinek, A.and Klepaczko, J.R.** ‘Shear testing of sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress’, *Int J Plasticity*. Vol.17, N°. 1, (2001), pp. 87–115.
- [94] **Guo W.G. and Nemmat-Nasser S.** ‘Flow stress of nitronic-50 stainless steel over a wide range of strain rates and temperatures’, *Mech.Mater.*, Vol.38, pp.1090-1103.
- [95] **Rusinek A., Rodríguez-Martínez J.A., Zaera, R., Klepaczko J. R. Arias A.and Sauvelet,C.**, ‘Experimental and numerical analysis of failure process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles’, *Int J Impact Eng.*, Vol. 36, N°. 4, (2009), pp.565-587.
- [96] **Bois.D, Grave.A.**, (1985) ‘Simulation numérique d’essais d’impact et comparaison de lois de comportement’, *J.Phys : Colloque* , Vol.T46, N° C5, pp.101-111.

- [97] **Rusinek, A. and Zaera, R.**, 'Finite element simulation of steel ring fragmentation under radial expansion', *Int J Impact Eng.*, Vol. 34, N°. 4,(2007), pp.799-822
- [98] **Rusinek, A., Zaera, R. and Klepaczko, J.R.**, Constitutive relation in 3-D for a wide range of strain rates and temperatures-application to mild steel', *Int J Solids Struct.*, Vol. 44, N°. 17,(2007b), pp.5611-5634.
- [99] **Rusinek, A., Zaera, R., Klepaczko, J.R., Cheriguene, R.**, 'Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel', *Acta Mater.*, Vol. 53, N°. 20, (2005), pp.5387-5400.
- [100] **Larour, P., Rusinek, A., Klepaczko, J.R. and Bleck, W.**, Effects of strain rate and identification of material constants for three automotive steels', *Steel Res Int.*, Vol. 78, (2007), pp.348-358
- [101] **Klepaczko, J.R., Rusinek, A., Rodriguez-Martinez, J.A., Pęcherski R.B. and Arias, A.**, 'Modelling of thermo-viscoplastic behaviour of DH-36 and Weldox 460-E structural steels at wide ranges of strain rates and temperatures, comparison of constitutive relations for impact problems', *Mechanics of Materials*, Vol. 41, N°. 5, (2006), pp 599-621.
- [102] **Reyes, A., Hopperstad, O.S., Lademo, O.G. and Langseth, M.**, Modelling of textured aluminium alloys used in bumper system: material tests characterization', *Mater.Sci.*, Vol. 37, N°. 3, (2006) , pp.246-268.
- [103] **Rodriguez-Martinez, J.A., Rusinek A., Klepaczko J. R., Pęcherski, R.B.**, Extension of RK constitutive relation to phase transformation phenomena' *J Mater Design*, Vol. 30, N° 7, (2009), pp. 2513-2520.
- [ 104] **Kolsky, H.**, 'Stress waves in solids', Dover Publications Inc., New York,(1952) .

## ANNEXE : Métallographie du TA6V

Quelques macrographies et micrographies sont représentées dans cette annexe

- *Macrographie*



Vue de face



Vue de dessus

Figure AII.1 : macrographie de TA6V déformé par compression

- *Micrographie*

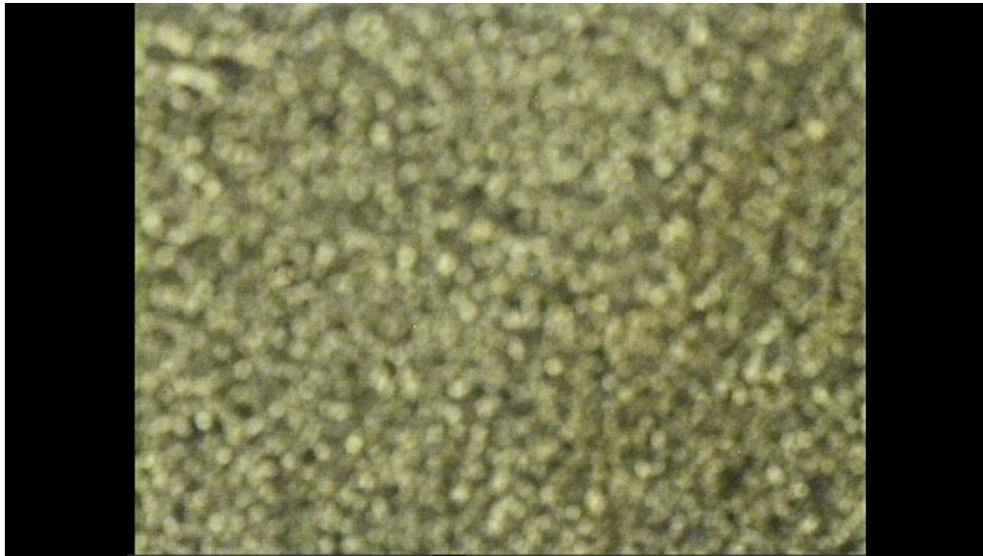


Figure AII.2 : micrographie de TA6V échantillon brut (non déformé) ;  
Agrandissement X200



Figure AII.2 : micrographie de TA6V échantillon brut (non déformé) ;  
Agrandissement X500



Figure AII.3 : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $4648 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 200

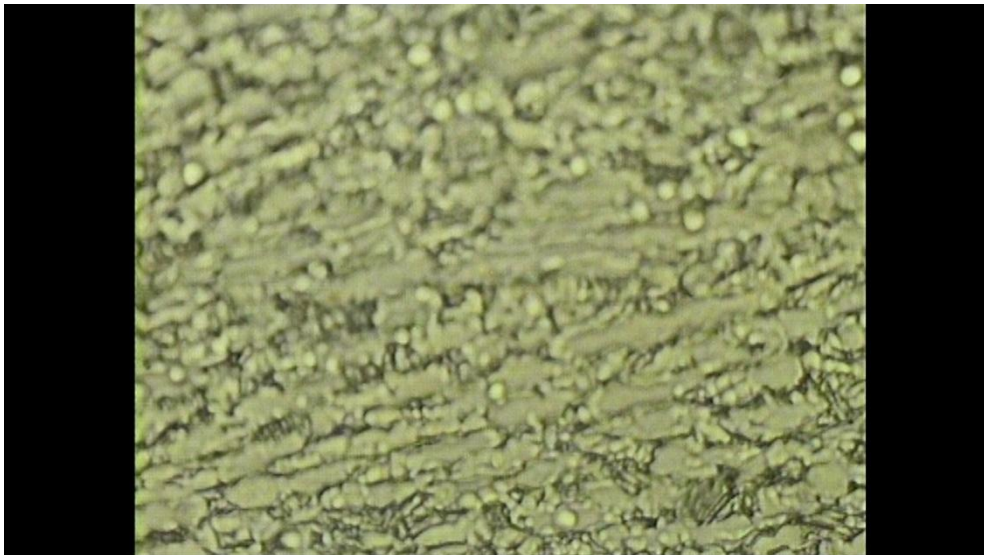


Figure AII.4 : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $4648 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 500



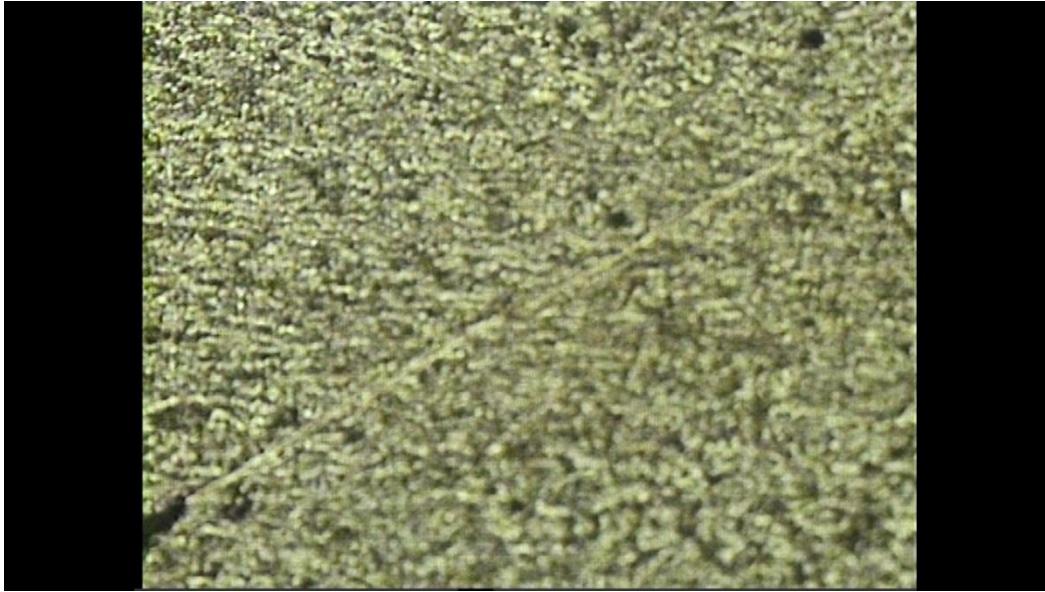


Figure AII.4 : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $7100 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 100

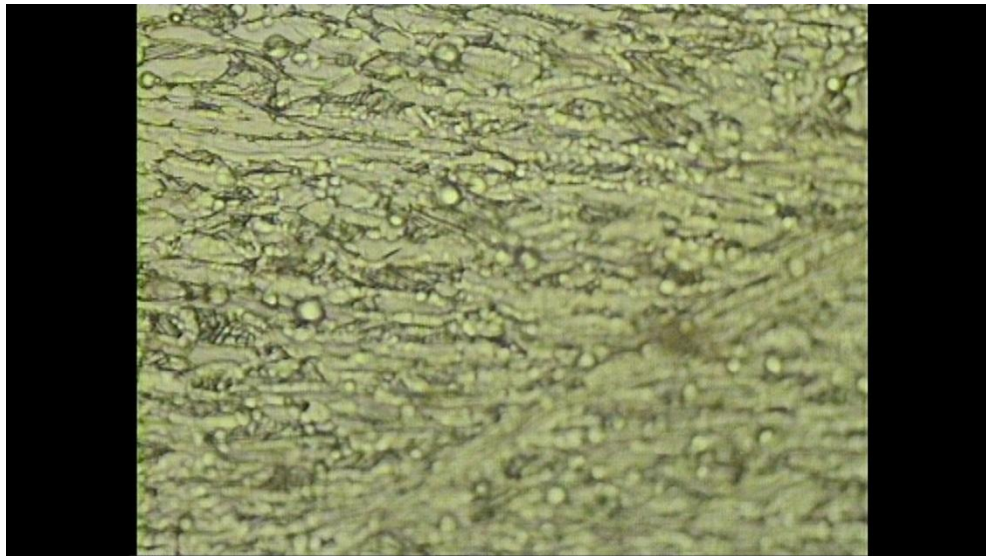


Figure AII.5a : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $7100 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 500

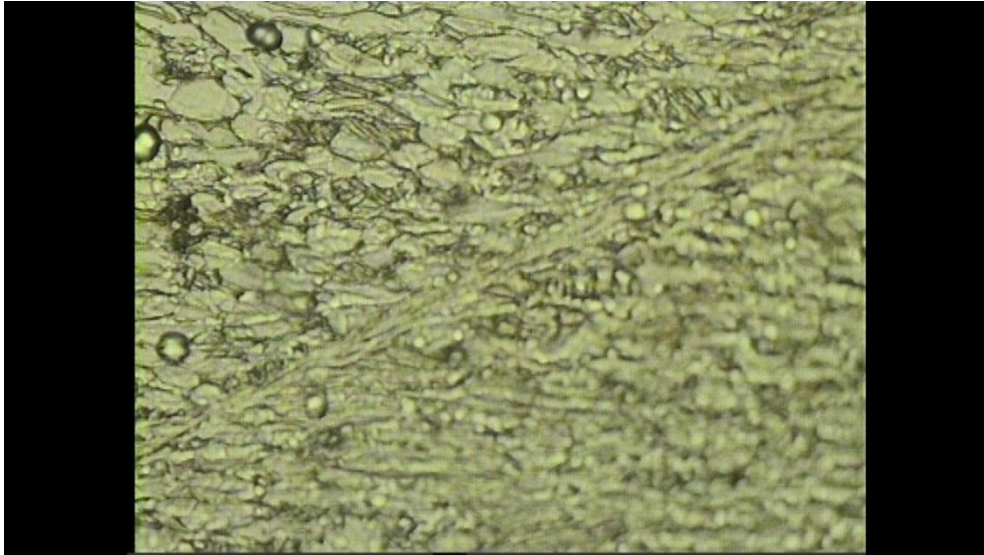


Figure AII.5b : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $7100 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 500

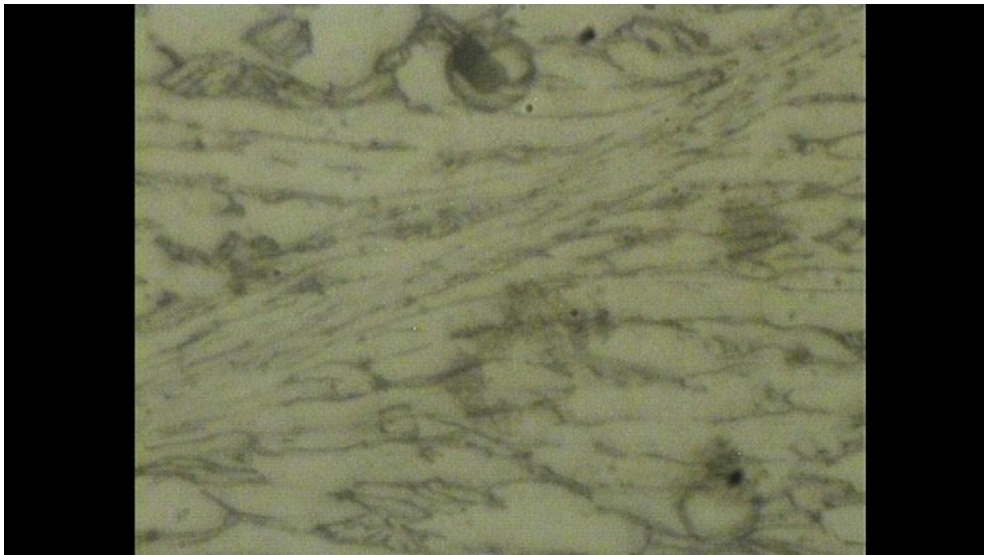


Figure AII.6 : micrographie de TA6V échantillon déformé à grande vitesse  $7100 \text{ s}^{-1}$  ;  
Agrandissement X 1000