



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

B 134234

Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique

THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

DE

L'UNIVERSITE DE METZ

Spécialité : Sciences de l'ingénieur

Option : Mécanique

PAR

Antoine JUANICOTENA

S/MZ
98/24

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

Soutenue le 02 Juillet 1998 devant la Commission d'examen composée de :

MM P. DELOBELLE
G. GARY

Professeur, Université de Franche Comté
Professeur, Ecole Polytechnique, Palaiseau

Rapporteurs

J. CAGNOUX
H. COUQUE
J. KLEPACZKO
F. LLORCA

Ingénieur, Centre d'Etudes de Gramat
Ingénieur, GIAT Industries, Bourges
Professeur, Université de Metz
Ingénieur, CEA - Valduc

Examineurs

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ

Université de Metz



022 221274 6

1998

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE
- METZ

N° inv.

19980505

Cote

S/M3 98/24

Loc

Magasin

Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique

THESE

PRESENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

DE

L'UNIVERSITE DE METZ

Spécialité : Sciences de l'ingénieur

Option : Mécanique

PAR

Antoine JUANICOTENA

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

Soutenue le 02 Juillet 1998 devant la Commission d'examen composée de :

MM P. DELOBELLE
G. GARY

Professeur, Université de Franche Comté
Professeur, Ecole Polytechnique, Palaiseau

Rapporteurs

J. CAGNOUX
H. COUQUE
J. KLEPACZKO
F. LLORCA
A. MOLINARI

Ingénieur, Centre d'Etudes de Gramat
Ingénieur, GIAT Industries, Bourges
Professeur, Université de Metz
Ingénieur, CEA - Valduc
Professeur, Université de Metz

Examineurs

1998

Remerciements

Ce travail de thèse est le fruit d'une collaboration étroite entre le Commissariat à l'Energie Atomique, la société GLATindustries et le Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz. Ces différents partenariats, associés aux bouleversements engendrés par la restructuration de la Direction des Applications Militaires du CEA, m'ont conduit à visiter de nombreuses régions de France, mais surtout à côtoyer un certain nombre d'équipe de travail que ce soit à Bourges (GLATi), à Metz (LPMM) ou au sein des centres d'études du CEA à Vaujours (77), Moronvilliers (51), Bruyères-le-Châtel (91) et enfin Valduc (21). Je tiens donc à remercier ici toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce manuscrit et qui m'ont permis de mener à bien cette étude.

En premier lieu, j'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Alain MOLINARI, du Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz, qui a accepté de prendre la responsabilité scientifique de ce travail. Ses compétences et ses conseils avisés m'ont été d'une aide précieuse tout au long de ces trois années. Je n'oublierai pas sa décontraction et son humour, qui ont su me mettre à l'aise dès nos premières rencontres.

Je témoigne toute ma considération à Monsieur Jacques CAGNOUX, Docteur-Ingénieur au Centre d'Etudes de Gramat, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je témoigne également toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Patrick DELOBELLE, du Laboratoire de Mécanique Appliquée de l'Université de Franche Comté, ainsi qu'à Monsieur le Professeur Gérard GARY, du Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique de Palaiseau, qui ont eu l'amabilité d'accepter d'être rapporteurs de ce travail. J'associe à ces remerciements Monsieur Hervé COUQUE, Docteur-Ingénieur au centre GLATindustries de Bourges et Monsieur le Professeur Janusz KLEPACZKO, du Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz, pour leur participation à la commission d'examen et pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de mon travail.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Richard DORMEVAL, chef du service Hautes Pressions et lois de Comportement, pour m'avoir accordé sa confiance et accueilli au sein de son service, à Vaujours tout d'abord, puis à Valduc après un passage par Bruyères-le-Châtel. Je le remercie de m'avoir donné - et à travers lui le CEA - les moyens matériels et humains nécessaires à la conduite de ce travail de recherche.

Que Messieurs Patrick MONTIER et Xavier DEPRINCE, Ingénieurs à GLATindustries, respectivement au centre de Salbry et au centre de Bourges, soient remerciés pour leur constante disponibilité, l'intérêt et la motivation qu'ils ont montré dans le suivi de cette étude, mais également pour la facilité et la rapidité avec laquelle ils ont accédé à mes demandes, notamment pour l'usinage et

la livraison des pièces en acier. A travers eux, je tiens à remercier la société GLATindustries, qui a participé pour moitié au financement de ces travaux.

J'adresse mes sincères remerciements et toute ma sympathie à Monsieur Fabrice LLORCA, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique de Valduc, qui m'a suivi et soutenu tout au long de mes pérégrinations, de Vaujourns à Valduc. Malgré quelques entêtements respectifs, nos innombrables discussions m'ont permis de mieux appréhender le sujet de thèse et ainsi de proposer un ensemble cohérent et je l'espère de qualité. Son aide fut pour moi indispensable. Outre ses compétences professionnelles, je louerais également ses qualités humaines, qui en font un compagnon de choix que j'ai pu apprécier lors de quelques soirées mémorables...

Je souhaite également remercier les membres des différentes équipes qui ont participé à la réalisation des expériences nécessaires à la bonne marche de cette étude, que ce soit à Vaujourns, à Bruyères-le-Châtel, à Moronvilliers ou à Valduc.

Parmi ceux-ci, j'ai une pensée particulière pour Messieurs Jacques MATHLAS et Patrice ANTOINE, dont les compétences techniques ont permis d'assurer le succès des campagnes d'essais menées au Polygone d'Expérimentations de Moronvilliers. Accessoirement, j'ai pu goûter avec eux aux charmes de la Champagne (le breuvage local est intéressant...) et partager les joies des loooooongues soirées de Moron.

Je citerai également Monsieur Alain MATAGNE, qui m'a initié à la technique des barres de Hopkinson et m'a aidé à réaliser les essais indispensables à la caractérisation dynamique des deux matériaux d'étude. Qu'il en soit remercié.

Que Monsieur José FARRE, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique de Valduc, soit remercié pour sa participation active et fructueuse à cette étude. Les nombreux échanges que nous avons eu m'ont fait apprécier sa rigueur scientifique... qui n'a d'égale que son « chauvinisme » catalan !

J'associe à ces remerciements Monsieur Gilles VERNIER, chef du laboratoire Comportement et Modélisation, pour avoir pris le temps de corriger ce manuscrit, mais également pour son soutien logistique au cours des derniers mois de travail.

Merci aussi à tous mes collègues et ami(e)s du laboratoire Comportement et Modélisation de Valduc, pour la bonne humeur qu'ils savent faire régner au sein du laboratoire et pour les agréables moments partagés ensemble.

Un grand et affectueux merci à Marielle, qui, malgré mes fréquents accès d'humeur, fut un soutien constant durant ces trois années.

Enfin, mes dernières pensées iront à mes parents ainsi qu'à ma soeur Cécile et à mon frère François. Je leur dédie ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	3
------------------------------------	----------

CHAPITRE I - LE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DES MATERIAUX METALLIQUES

I - LES MECANISMES DE LA DEFORMATION PLASTIQUE	10
I.1 - <i>Aspects macroscopiques</i>	10
I.2 - <i>Mécanismes microscopiques de la déformation plastique</i>	12
I.2.1 - Les mécanismes de diffusion	13
I.2.2 - Les mécanismes athermiques.....	15
I.2.3 - Les mécanismes thermiquement activés	16
I.2.4 - Les mécanismes de frottement visqueux	18
I.2.5 - Conclusion	19
I.3 - <i>Les grandes déformations</i>	20
I.3.1 - Saturation de la contrainte.....	20
I.3.2 - Adoucissement thermique.....	21
I.4 - <i>Conclusion</i>	22
II - LES LOIS DE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUES	23
II.1 - <i>Critères d'équivalence</i>	24
II.1.1 - Le critère de Tresca.....	24
II.1.2 - Le critère de Von Mises.....	25
II.1.3 - Synthèse sur les critères.....	25
II.2 - <i>Modèles empiriques et semi-physiques</i>	26
II.2.1 - Modèles de Steinberg-Cochran-Guinan et de Steinberg-Lund.....	27
II.2.2 - Modèle de Johnson - Cook	30
II.2.3 - Modèle de Zerilli-Armstrong.....	32
II.2.4 - Modèle de Preston-Tonks-Wallace (PTW).....	34
II.2.5 - Conclusion sur les modèles empiriques et semi-physiques.....	43
II.3 - <i>Modèles physiques</i>	43
II.3.1 - Modèle de Follansbee-Kocks ou modèle MTS	44
II.3.2 - Approche de Klepaczko.....	48
II.3.3 - Conclusion sur les modèles physiques	53
II.4 - <i>Conclusion</i>	53

III - ANALYSE DU MODELE DE PRESTON-TONKS-WALLACE	54
III.1 - <i>Intérêt du modèle</i>	54
III.1.1 - Saturation de la contrainte aux grandes déformations	55
III.1.2 - Evolution de l'écroutissement avec la vitesse de déformation	55
III.1.3 - Mécanismes athermiques et thermiquement activés.....	56
III.1.4 - Transition vers les mécanismes de frottement visqueux.	57
III.2 - <i>Analyse des coefficients</i>	57
III.2.1 - Sens physique des coefficients	58
III.2.2 - Influence des coefficients sur la réponse plastique du matériau.....	63
III.2.3 - Détermination des coefficients du modèle.....	68
III.3 - <i>Analyse critique du modèle</i>	69
III.3.1 - Choix du critère d'équivalence.....	69
III.3.2 - Paramètres d'adimensionnement.....	70
III.3.3 - Points critiques du modèle.....	70
III.4 - <i>Conclusion</i>	72
 IV - TECHNIQUES EXPERIMENTALES ASSOCIEES	 72
IV.1 - <i>Les essais Hopkinson</i>	73
IV.1.1 - L'essai Hopkinson de compression.....	74
IV.1.2 - L'essai Hopkinson de traction	76
IV.1.3 - L'essai Hopkinson de torsion	77
IV.2 - <i>L'essai d'expansion d'anneaux</i>.....	79
IV.2.1 - Principes et diagnostics	80
IV.2.2 - Analyse	81
IV.3 - <i>Le test de Taylor</i>.....	82
IV.4 - <i>Synthèse</i>	83
 CONCLUSION	 85

CHAPITRE II - CARACTERISATION ET MODELISATION DU COMPORTEMENT MECANIQUE DE L'ACIER MARS 190 ET DU TANTALE

I - CARACTERISATION MECANIQUE DE L'ACIER MARS 190	90
I.1 - <i>Etude bibliographique</i>	90
I.1.1 - Généralités sur l'acier Mars 190	90
I.1.2 - Métallurgie des aciers à blindage.....	91
I.1.3 - Comportement mécanique de l'acier Mars 190	93
I.2 - <i>Etude expérimentale</i>	95
I.2.1 - Constantes élastiques	96
I.2.2 - Caractérisation quasi statique.....	99
I.2.3 - Caractérisation dynamique.....	104
I.2.4 - Observations microscopiques	114
I.2.5 - Synthèse et analyse des résultats.....	118
I.2.6 - Conclusion	127
II - CARACTERISATION MECANIQUE DU TANTALE.....	128
II.1 - <i>Etude bibliographique</i>	128
II.1.1 - Généralités sur le tantale.....	128
II.1.2 - Comportement plastique du tantale	129
II.2 - <i>Etude expérimentale</i>	136
II.2.1 - Caractérisation mécanique.....	137
II.2.2 - Synthèse et analyse des résultats	138
II.2.3 - Conclusion	149
III - DETERMINATION DES COEFFICIENTS ASSOCIES	150
III.1 - <i>Modèle PTW : rappels</i>	150
III.2 - <i>Acier Mars 190</i>	151
III.2.1 - Coefficients PTW	151
III.2.2 - Comparaisons des modèles	158
III.2.3 - Conclusion.....	161
III.3 - <i>Tantale</i>	162
III.3.1 - Coefficients PTW	163
III.3.2 - Comparaisons des modèles	168
III.3.3 - Conclusion.....	172
CONCLUSION.....	173

**CHAPITRE III - MISE AU POINT D'UNE NOUVELLE TECHNIQUE
EXPERIMENTALE : L'ESSAI D'EXPANSION DE SPHERE**

I - PRINCIPE ET ANALYSE	178
I.1 - <i>Analyse cinématique</i>	178
I.2 - <i>Analyse mécanique</i>	179
I.2.1 - Tenseur des contraintes	180
I.2.2 - Tenseur des déformations.....	181
I.2.3 - Vitesse de déformation.....	182
I.2.4 - Conclusion.....	182
I.3 - <i>Evaluation des potentialités</i>	183
I.4 - <i>Principe expérimental</i>	184
I.4.1 - Mise en vitesse	185
I.4.2 - Choix initiaux.....	187
I.4.3 - Paramètres géométriques.....	188
II - DIMENSIONNEMENT - DIAGNOSTICS	188
II.1 - <i>Simulations numériques unidimensionnelles</i>	188
II.2 - <i>Simulations numériques bidimensionnelles</i>	192
II.2.1 - Effets bidimensionnels.....	192
II.2.2 - Chargement mécanique appliqué	196
II.2.3 - Chronométrie des essais.....	199
III - DIAGNOSTICS ASSOCIES ET MONTAGES EXPERIMENTAUX	202
III.1 - <i>Diagnostics</i>	202
III.1.1 - L'interférométrie Doppler Laser	202
III.1.2 - La Cinématographie UltraRapide	204
III.2 - <i>Edifices expérimentaux</i>	205
III.2.1 - Dispositif d'amorçage.....	205
III.2.2 - Plan d'ensemble.....	206
IV - ESSAIS DE FAISABILITE	206
IV.1 - <i>Configuration des essais et dispositifs expérimentaux</i>	206
IV.2 - <i>Résultats</i>	209
IV.2.1 - Mesure des vitesses d'expansion - Analyse phénoménologique.....	209
IV.2.2 - Traitement des données V(t).....	214
CONCLUSION	219

CHAPITRE IV - APPLICATION AUX MATERIAUX D'ETUDE

I - APPLICATION A L'ACIER MARS 190	223
I.1 - Résultats des essais de validation	224
I.1.1 - Essais d'expansion d'anneaux	224
I.1.2 - Essais d'expansion de sphère	225
I.1.3 - Essais de Taylor	232
I.2 - Confrontations expériences/calculs	233
I.2.1 - Simulations des essais d'expansion	234
I.2.2 - Simulations des essais de Taylor	238
I.3 - Conclusion	241
 II - APPLICATION AU TANTALE.....	 242
II.1 - Résultats des essais de validation	242
II.1.1 - Essais d'expansion d'anneaux	242
II.1.2 - Essais d'expansion de sphère.....	243
II.1.3 - Essais de Taylor.....	250
II.2 - Confrontations expériences/calculs	252
II.2.1 - Simulations des essais d'expansion	252
II.2.2 - Simulations des essais de Taylor	255
II.3 - Conclusion	258
 CONCLUSION.....	 260
 CONCLUSION ET PERSPECTIVES	 265
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	 271
 ANNEXES.....	 285
<i>Annexe I.1 - Interférométrie Doppler Laser et Cinématographie Ultra Rapide</i>	<i>287</i>
<i>Annexe I.2 - Comportement des matériaux sous choc.....</i>	<i>293</i>

INTRODUCTION GENERALE

De nombreux problèmes posés au cours du dimensionnement de certaines structures civiles, militaires ou spatiales sont liés au comportement des matériaux dans le domaine des **grandes déformations** aux **grandes vitesses de déformation**. Lors du fonctionnement nominal ou accidentel de ces objets, les matériaux constitutifs se trouvent souvent sollicités par des chocs initiaux d'intensité élevée. Le chargement mécanique complexe qui en résulte soumet le matériau à une succession de sollicitations extrêmes en termes de pressions, de grandes déformations et de hautes températures. Dans les domaines civil et spatial, nous pouvons citer entre autres les problèmes d'usinage et de mise en forme de matériaux à grande vitesse ainsi que les situations d'impact de micrométéorites sur structures spatiales ou satellites. Dans le domaine militaire, les applications sont également très nombreuses, en particulier toutes les études qui concernent les interactions projectiles-blindages.

Prenons l'exemple concret des états que subit un matériau au cours du fonctionnement d'une charge creuse ou d'une charge génératrice de noyau. Ces deux objets sont formés d'une masse d'explosif sur laquelle est plaquée un revêtement métallique (liner). Ce revêtement est soumis dans un premier temps à une onde de choc générée par la détonation de l'explosif, qui fixe les conditions cinématiques initiales de sa mise en forme dynamique.

Lors du passage de l'onde de choc, le matériau est rapidement comprimé : sa masse volumique augmente ainsi que sa température, et il subit de faibles déformations plastiques à très grandes vitesses de déformation. L'onde de détente qui suit immédiatement l'onde de choc occasionne des effets inverses : la masse volumique diminue ainsi que la température, qui conserve toutefois une valeur résiduelle après le passage choc-détente. Enfin la détente peut éventuellement occasionner l'endommagement du matériau par la formation d'une écaille.

Après le passage du choc initial, la mise en forme se poursuit en une phase de vol à pression hydrostatique quasi nulle, induisant au sein du matériau un chargement thermomécanique complexe (au sens du tenseur des contraintes), non homogène, à des niveaux de vitesse de déformation et de déformation très élevés. Au cours du vol, il peut survenir un endommagement suivi d'une rupture.

Le développement de moyens de calculs de plus en plus performants permet de simuler le fonctionnement de tels systèmes. Cependant, pour réaliser ces simulations, outre les moyens de calcul, il est d'abord nécessaire de disposer de modèles optimisés numériquement et représentatifs du comportement réel des matériaux, notamment dans leur gamme de fonctionnement nominal ou accidentel.

Dans le cadre de ces études et suivant la pression appliquée, plusieurs ensembles ont été dégagés :

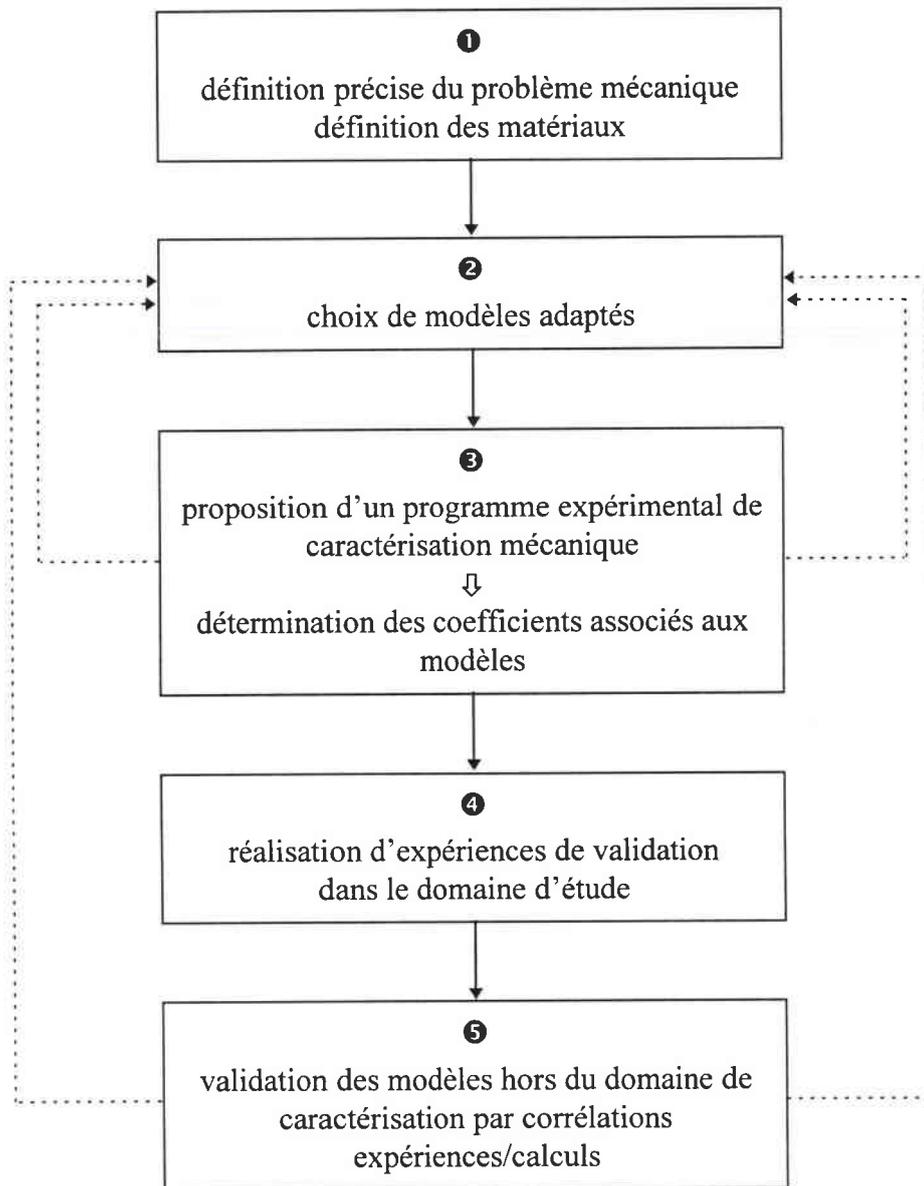
- les équations d'état : elles relient les grandeurs thermodynamiques intervenant dans les relations de choc, comme la pression, le volume spécifique et l'énergie interne,
- les lois de comportement viscoplastiques : il s'agit de lois reliant les variables rhéologiques (contraintes, déformations, vitesses de déformation...),
- les modèles d'endommagement et de rupture : ils représentent l'altération progressive des propriétés mécaniques qui accompagne la formation et la croissance de microfissures et microcavités pouvant entraîner la ruine de la structure.

Nous nous intéressons plus particulièrement dans ce mémoire au deuxième point, qui concerne l'étude théorique et expérimentale du comportement viscoplastique des matériaux métalliques dans un large domaine de chargement thermomécanique. Notre champ d'investigation s'étend des grandes déformations (de l'ordre de l'unité), aux grandes vitesses de déformation, de 10^4 à 10^5 s^{-1} , pour un domaine de températures compris approximativement entre 300 et 1000 K.

Dans cette étude, l'intégrité des matériaux est supposée conservée, c'est à dire que les problèmes d'endommagement et de rupture ne sont pas abordés en détails. Nous gardons néanmoins à l'esprit qu'un couplage entre ces phénomènes et ceux associés à la viscoplasticité apparaît indispensable pour la simulation globale de la réponse dynamique des structures.

L'objectif de ce travail est de proposer une méthodologie d'étude du comportement mécanique des matériaux métalliques permettant, à partir d'un matériau donné, de prédire son comportement macroscopique dans le domaine des grandes déformations aux grandes vitesses de déformation. Nous appliquons cette méthode à l'étude de deux matériaux entrant dans la constitution de blindages (l'acier Mars 190) et de charges génératrices de noyau (le tantale).

L'organigramme ci-dessous présente les différentes étapes suivies dans cette méthodologie :



Le plan du travail présenté s'articule autour de ces différents points.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré au choix et à l'analyse d'un modèle de comportement adapté au domaine d'étude. Pour ce faire, nous étudions tout d'abord les mécanismes physiques de la déformation plastique dans une large gamme de déformations, vitesses de déformation et températures, de façon à déterminer les mécanismes fondamentaux régissant le comportement ainsi que leur domaine de chargement associé. Nous pouvons ensuite dresser une liste non exhaustive des principaux modèles prenant en compte ces différents mécanismes afin d'en effectuer une analyse critique permettant d'extraire le modèle le plus adapté à la résolution de notre problème de simulation. A partir de l'examen détaillé du

modèle choisi (en l'occurrence le modèle de Preston-Tonks-Wallace), nous définissons un programme expérimental de caractérisation dont les essais sont adaptés au calcul des coefficients associés, et ce pour chaque matériau. Enfin, la présentation des différentes techniques expérimentales « classiques » de caractérisation montre le besoin de définir un nouvel essai permettant d'atteindre le domaine de fonctionnement visé dans cette étude. Ce chapitre correspond aux étapes ❶ et ❷ de notre organigramme.

Le chapitre II présente les résultats expérimentaux obtenus pour les deux matériaux d'étude à l'aide des essais de caractérisation. L'influence du type de sollicitation est notamment mise en évidence dans cette partie. Pour chaque matériau, l'analyse et l'interprétation des données permettent de conforter ou non le choix du modèle initial, et d'en déterminer les coefficients (étape ❸). Enfin, pour les deux matériaux, nous effectuons une première analyse qualitative de la capacité des modèles à restituer l'ensemble des données expérimentales dans tout le domaine de caractérisation.

Le troisième chapitre décrit la mise au point d'une nouvelle technique expérimentale nécessaire à l'évaluation et à la validation des lois de comportement aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation : l'essai d'expansion de sphère. Après en avoir énoncé les principes généraux, cette expérience est dimensionnée à l'aide de simulations numériques uni et bidimensionnelles. Nous décrivons ensuite les diagnostics associés à cet essai, avant de présenter les premiers résultats des essais de faisabilité et de validation de cette technique menés sur du cuivre.

Le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire est consacré à la validation des lois de comportement hors de leur domaine d'identification. Nous appliquons dans un premier temps les essais de validation et notamment l'essai d'expansion de sphère aux deux matériaux d'étude (étape ❹). Nous pouvons alors effectuer une première interprétation sur leur comportement mécanique dans ce domaine de sollicitation. Dans un second temps nous simulons les expériences de validation à l'aide des modèles optimisés dans le deuxième chapitre et comparons les résultats obtenus avec l'expérience (étape ❺). Ces corrélations expériences/calculs permettent d'une part d'opter définitivement pour un type de modèle particulièrement adapté à la restitution du comportement dans le domaine d'étude et d'autre part de mettre en valeur les capacités discriminantes des différents tests de validation vis à vis des lois de comportement.

Enfin, nous synthétisons l'ensemble des résultats obtenus et proposons quelques perspectives à notre étude.

Chapitre I

LE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DES MATERIAUX METALLIQUES

La connaissance du comportement mécanique du matériau soumis à de fortes sollicitations dynamiques s'avère indispensable afin d'optimiser la conception de structures appelées à subir des conditions de chargement extrêmes. Dans ce but, de nombreux **modèles rhéologiques** visant à restituer les phénomènes observés en reliant les différents paramètres mécaniques (contraintes, déformations, vitesses de déformation, température...), ont été élaborés ces dernières années.

L'objet de ce chapitre consiste à définir une loi de comportement susceptible de restituer le comportement mécanique des matériaux aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation.

Dans une première partie, nous analysons tout d'abord les différents mécanismes physiques de la déformation plastique agissant sur le comportement mécanique du matériau, notamment suivant les conditions de température et de vitesse de déformation. Nous nous intéressons également dans cette partie à la phénoménologie du comportement aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation.

Nous pouvons ensuite rechercher dans la littérature les modèles de comportement prenant en compte ces différents mécanismes. Cela est fait dans la deuxième partie, où nous analysons les principaux **modèles de comportement viscoplastique** des matériaux solides cristallins soumis à de fortes sollicitations dynamiques. Ce travail permet de dégager une loi de comportement adaptée à notre domaine d'étude : **le modèle de Preston, Tonks et Wallace**. Un examen plus approfondi de ce modèle est effectué en troisième partie, reprenant notamment les essais nécessaires à la détermination des coefficients associés.

Enfin nous consacrons la quatrième et dernière partie de ce chapitre à la présentation des différentes techniques expérimentales "classiques" associées à l'étude du comportement dynamique des matériaux. A partir des différentes techniques mises à notre disposition et des conclusions tirées à la fin de la partie précédente, un programme expérimental de caractérisation dont les essais sont adaptés au calcul des coefficients associés est alors défini.

I - LES MECANISMES DE LA DEFORMATION PLASTIQUE

I.1 - Aspects macroscopiques

La déformation plastique intervient lorsqu'un certain niveau de contrainte - *la limite d'élasticité* σ_0 - est atteint. Dès que cette contrainte limite est dépassée, le matériau subit un écoulement plastique et une déformation résiduelle subsiste lors du déchargement (ε_1^p pour une contrainte σ_1). La figure I.1 nous montre l'allure classique d'une courbe contrainte-déformation pour un essai de traction.

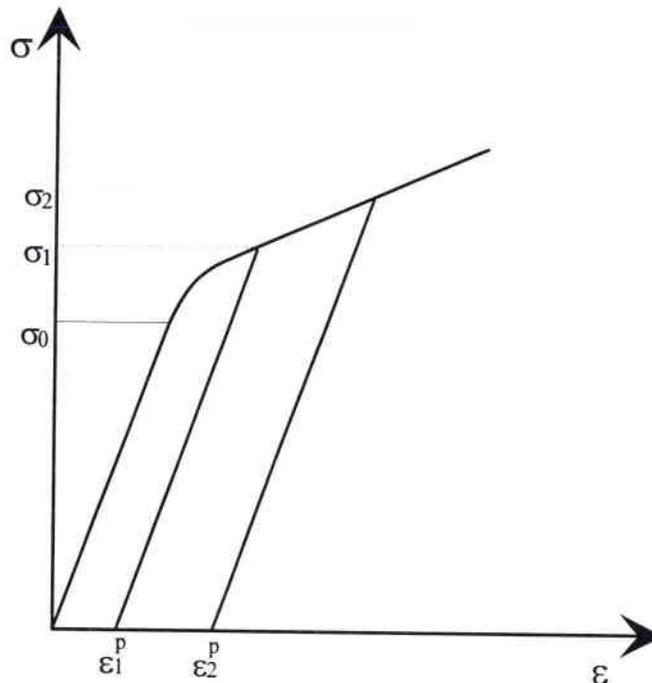


Figure I.1 - Alternances charge-décharge.

Cette courbe comprend un domaine linéaire où la déformation est élastique, suivi d'un domaine plastique d'allure parabolique. D'une manière générale, *la contrainte d'écoulement* est la contrainte nécessaire pour déformer plastiquement le matériau. Elle dépend de la déformation qu'a déjà subie le matériau considéré. *L'écrouissage ou consolidation* définit l'élévation de cette contrainte d'écoulement avec la déformation plastique. La courbe $\sigma(\varepsilon^p)$ est fréquemment représentée par une loi analytique comme par exemple la loi d'Hollomon selon laquelle :

$$\sigma = k(\varepsilon^p)^n \quad (I.1)$$

où k est une constante du matériau et n le coefficient d'écrouissage ou de consolidation.

Selon le type de matériau et les traitements qui lui ont été appliqués, la valeur de n peut varier de 0.4 (forte consolidation) à 0.1 (faible consolidation) ; pour un matériau parfaitement plastique, n est nul. La limite d'élasticité macroscopique σ_0 peut être reliée à la taille des grains constituant le polycristal par la relation de Hall-Petch :

$$\sigma_0 = \sigma_i + k_y d^{1/2} \quad (I.2)$$

où k_y et σ_i sont des constantes (fonction de la température pour un même métal) et d le diamètre moyen des grains. Les valeurs de σ_i et k_y pour quelques matériaux sont indiquées dans le tableau I.1.

Métal	σ_i MPa	k_y MPa.m ^{-1/2}
Acier doux	71	0.74
Molybdène	108	1.77
Niobium	69	0.04
Cuivre ($\varepsilon = 0.005$)	26	0.11
Aluminium ($\varepsilon = 0.005$)	16	0.07
Titane	78	0.40

Tableau I.1 - Facteur de Petch k_y et contrainte de glissement σ_i à température ambiante [I.1].

σ_0 est la valeur de la contrainte à partir de laquelle la déformation plastique se produit dans tous les grains. Elle est d'autant plus élevée que la taille des grains est petite.

Nous verrons plus tard que la contrainte d'écoulement dépend également de la température et de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon} = d\varepsilon/dt$. On définit généralement la sensibilité à la vitesse de déformation par le coefficient m de la façon suivante :

$$m = \left(\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right)_T, \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (I.3)$$

Remarque

Dans la suite de ce mémoire, les valeurs de déformations élastiques étant négligeables devant les valeurs de déformations plastiques, les termes de déformation et vitesse de déformation désigneront respectivement la déformation plastique et la vitesse de déformation plastique.

I.2 - Mécanismes microscopiques de la déformation plastique

Pour un solide cristallin, la déformation plastique macroscopique résulte de glissements de plans cristallins particuliers les uns sur les autres. Ce glissement est le résultat du mouvement de défauts linéaires du réseau : les dislocations. Le mouvement de ces dislocations est donc le principal responsable de la déformation plastique des matériaux métalliques, les modes de déformation de type cisaillement adiabatique, maclage, changement de phase..., qui apparaissent dans des conditions bien particulières, étant occultés ici.

Même les cristaux les plus parfaits contiennent des dislocations. En général, la plupart des cristaux non déformés contiennent de 10^6 à 10^7 cm de dislocations par cm^3 [1.2]. Ces dislocations forment un réseau tridimensionnel appelé *réseau de Franck* ; les divers segments de dislocation convergent vers des noeuds, et la distance moyenne l entre les noeuds du réseau est appelée *pas du réseau*. Cette distance est reliée à la densité de dislocation ρ_D par la relation :

$$l = 1/\sqrt{\rho_D} \quad (I.4)$$

Après application d'une contrainte supérieure à la limite d'élasticité, les dislocations se mettent en mouvement, se multiplient, s'entrecroisent et leur densité augmente. Le pas du réseau de Franck diminue suivant l'expression (I.4) et il faut alors appliquer une contrainte plus élevée pour que la déformation plastique se poursuive. C'est le phénomène de consolidation ou d'écrouissage qui traduit l'élévation de la contrainte avec la déformation plastique.

La relation d'Orowan [1.3] nous permet de relier la vitesse de déformation plastique en cisaillement $\dot{\gamma}$ à la densité de dislocations mobiles ρ_m et à leur vitesse moyenne de déplacement v :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b v \quad (I.5)$$

où b est le vecteur de Burgers, qui correspond à la hauteur de marche produite par chacune des dislocations qui aurait traversé tout le cristal, soit la plus petite distance interatomique.

La vitesse moyenne de déplacement des dislocations v étant fonction de la contrainte de cisaillement appliquée τ et de la température T , et ρ_m étant une fonction croissante de la déformation plastique en cisaillement γ [I.4], la relation (I.5) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\dot{\gamma} = g(\tau, \gamma, T, S_{tr}) \Rightarrow \tau = f(\gamma, \dot{\gamma}, T, S_{tr}) \quad (I.6)$$

où S_{tr} est un paramètre représentatif de l'état de la (micro)structure du matériau.

Suivant les conditions de vitesse et de température, plusieurs types de mécanismes de déformation vont être activés (Fig. I.2) :

- les mécanismes athermiques (zone I),
- les mécanismes thermiquement activés (zone II),
- les mécanismes de diffusion (zone III),
- les mécanismes d'amortissement à grande vitesse
ou mécanismes de frottement visqueux (zone IV).

Tous ces mécanismes de déformation peuvent agir simultanément au niveau des zones de transition. Leur activation dépend directement du type d'obstacles que doivent franchir les dislocations pour se mouvoir. Ce sont principalement des obstacles agissant sur de courtes distances, tels la friction du réseau cristallin (force de Peierls) ou les dislocations du réseau de Franck, et des obstacles s'exerçant sur de longues distances, tels les joints de grains, les atomes étrangers en solution solide ou sous forme de précipités ou d'inclusions. La nature des obstacles rencontrés dépend de la structure cristalline du matériau, et est responsable des différences de comportement existant entre les matériaux de structure cubique centré (CC), cubique faces centrées (CFC) ou hexagonal compact (HC).

Nous allons maintenant détailler sous quelles conditions de température et de vitesse de déformation agissent les différents mécanismes de déformation.

I.2.1 - Les mécanismes de diffusion

Ce mode de déformation intervient aux températures élevées, typiquement supérieures à $T_f/2$ (T_f : température de fusion). 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 interstitiels ou lacunaires ; on parle alors de diffusion en volume.

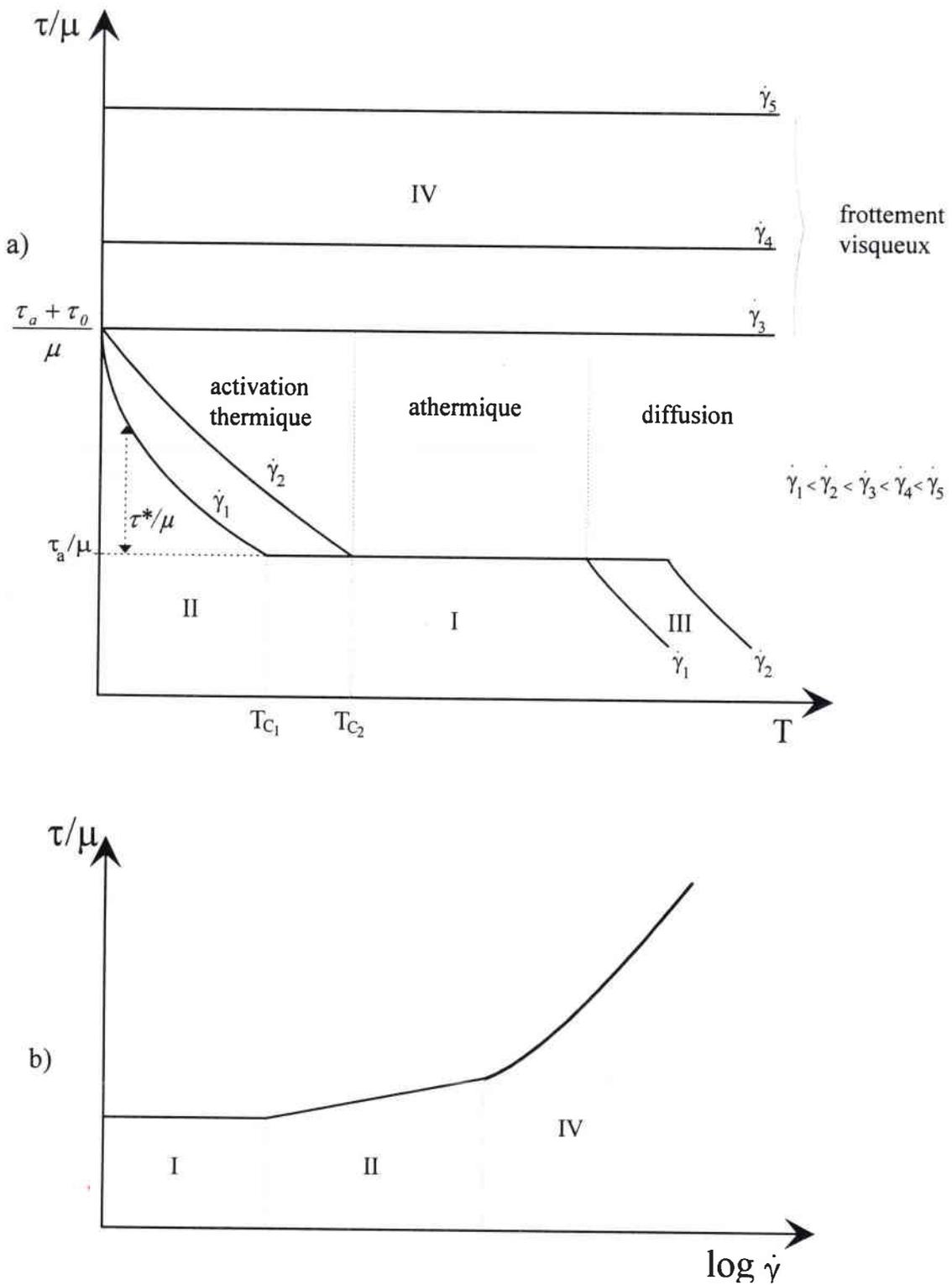


Figure I.2 - Evolution schématisée de la contrainte d'écoulement τ rapportée au module de cisaillement μ

- a) en fonction de la température T pour différentes vitesses de déformation $\dot{\gamma}$,
- b) en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ pour une température donnée.

Pour se déplacer, les atomes doivent vaincre une barrière d'énergie potentielle dont la hauteur est caractérisée par l'enthalpie d'activation ΔH_D . Le coefficient de diffusion traduit alors le nombre de sauts par seconde, et est décrit par une équation d'Arrhenius :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_0}{RT}\right) \quad (I.7)$$

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

Ce phénomène de diffusion des atomes se caractérise par une chute rapide de la contrainte d'écoulement avec la température (zone III, Fig. I.2). Nous pouvons écrire une loi du type [I.4] :

$$\left(\frac{\tau}{\mu}\right)^n = \frac{kT}{\mu b} \frac{\dot{\gamma}}{AD} \quad (I.8)$$

où μ est le module de cisaillement, k la constante de Boltzmann, b le vecteur de Burgers, T la température, D le coefficient de diffusion et A une constante dépendant des mécanismes activés.

I.2.2 - Les mécanismes athermiques

A partir d'un certain niveau de température et pour des vitesses de déformation faibles (T_{C_1} pour $\dot{\gamma}_1$, T_{C_2} pour $\dot{\gamma}_2$, Fig. I.2), la contrainte d'écoulement est indépendante de la vitesse de déformation et de la température. Elle se maintient à un niveau constant, à la légère décroissance près du module de cisaillement μ avec la température, définie comme la contrainte athermique notée τ_a (zone I, Fig. I.2).

Dans ce domaine, les dislocations mobiles disposent de suffisamment d'énergie pour franchir les obstacles s'exerçant sur de longues distances (joints de grains ...) sans nécessiter d'augmentation de température. La contrainte athermique τ_a est la valeur de contrainte minimale à appliquer pour faire glisser les dislocations. Elle dépend de la densité de dislocation ρ_D et peut être approchée par la relation suivante ([I.1], [I.4]):

$$\tau_a = \alpha \mu b \sqrt{\rho_D} \quad (I.9)$$

où α (<1) est une constante sans dimension dépendante de l'interaction dislocations/obstacles, μ le module de cisaillement, et b le vecteur de Burgers.

La densité de dislocations augmentant au cours de la déformation plastique, il en est de même de la contrainte athermique.

I.2.3 - Les mécanismes thermiquement activés

La contrainte d'écoulement τ peut se décomposer en deux termes :

$$\tau = \tau^* + \tau_a \quad (I.10)$$

La contrainte effective τ^* ou contrainte thermiquement activée agit uniquement dans la zone II (cf. Fig. I.2), correspondant aux vitesses de déformation moyennes ($\leq 10^{5-6} s^{-1}$ en général). 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 $T < T_{Cl}$) ou totalement (si $T > T_{Cl}$) à leur franchissement. Ainsi la contrainte effective $\tau^* = \tau - \tau_a$ 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'Arrhénius [I.5] :

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

où A est la distance moyenne entre chaque obstacle, ω_0 la fréquence de « tentative » de franchissement des obstacles, k la constante de Boltzmann et ΔG l'énergie libre d'activation, qui dépend de la nature des obstacles à franchir et de la cission appliquée τ . 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.

En incorporant l'équation (I.5) dans (I.11), nous obtenons une relation communément admise [I.4], [I.5], [I.6], de la forme :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b A \omega_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT}\right] = \dot{\gamma}_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT}\right] \quad (I.12)$$

ou $\dot{\gamma}_0$ est pris comme constante par un certain nombre d'auteurs [I.7], [I.8].

Kocks et al. [1.9], 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 :

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_0} \right)^p \right]^q \quad (I.13)$$

où ΔG_0 est l'énergie totale de l'obstacle, τ_0^* la contrainte thermiquement activée à 0K, 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 (I.12) et (I.13) conduisent à la formulation générale de la contrainte thermiquement activée :

$$\tau^* = \tau_0^* \left[1 - \left(\frac{kT}{G_0} \ln \left(\frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \right]^{\frac{1}{p}} \quad (I.14)$$

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

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 - \Delta G_0 \frac{\tau^*}{\tau_0^*} = \Delta G_0 - \tau^* V^* \quad (I.15)$$

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

$$\tau = \tau_a + \tau^* = \tau_a + \frac{G_0}{V^*} - \frac{kT}{V^*} \ln \dot{\gamma}_0 + \frac{kT}{V^*} \ln \dot{\gamma} = \beta + \lambda \ln \dot{\gamma} \quad (I.16)$$

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.2.4 - Les mécanismes de frottement visqueux

Au delà d'un certain niveau de contrainte, l'activation thermique n'est plus nécessaire pour le franchissement des obstacles. Sous l'application de la contrainte, les dislocations vont accélérer jusqu'à atteindre une vitesse limite constante [I.6]. Cependant, leur mouvement est tout de même freiné par le frottement avec le réseau cristallin [I.6], [I.10]. Ce frottement visqueux devient alors le mécanisme prépondérant de la déformation. Il apparaît en général pour des valeurs de vitesses de déformation élevées ($\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ pour le cuivre) et provoque une rapide augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation. La figure I.3 nous donne un exemple de transition de mécanismes thermiquement activés vers un mécanisme de frottement visqueux pour le cuivre.

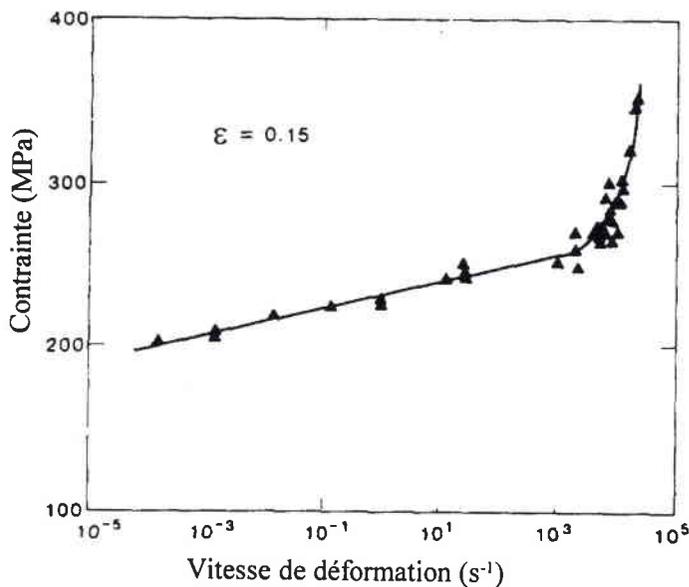


Figure I.3 - Contrainte d'écoulement d'un cuivre 99.99% en fonction de la vitesse de déformation, pour une déformation de 0.15 [I.7].

Sous ce régime, la contrainte d'écoulement τ est relié de façon linéaire à la vitesse v des dislocations ; nous pouvons écrire [I.6], [I.11] :

$$\tau = \tau_a + \frac{B}{b} v \quad (\text{I.17})$$

où b est le vecteur de Burgers, et B le coefficient de frottement visqueux ("viscous drag").

En appliquant la relation d'Orowan, nous obtenons une relation linéaire liant la contrainte appliquée τ à la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$:

$$\tau = \tau_a + \frac{B}{\rho_m b^2} \dot{\gamma} \quad (I.18)$$

Si les mécanismes de frottement visqueux sont prépondérants, alors la contrainte d'écoulement est directement proportionnelle à la vitesse de déformation.

I.2.5 - Conclusion

Parmi tous les mécanismes de déformation énumérés ici, seuls nous intéressent ceux qui a priori agissent sous forte sollicitation dynamique. Nous trouvons donc les mécanismes thermiquement activés et de frottement visqueux.

Cependant, pour des vitesses de déformations « moyennes », nous avons vu que la contrainte d'écoulement totale est la somme d'une contrainte thermiquement activée dépendante de $\dot{\gamma}$ et T , et d'une contrainte athermique. Dans cette gamme de vitesse de déformation, il est alors nécessaire de connaître le niveau et la position du palier athermique si l'on veut restituer correctement cette contrainte d'écoulement totale.

Enfin, les mécanismes de diffusion étant prépondérants dans des domaines de vitesses de déformation et de température n'entrant pas dans le cadre de notre étude, nous ne les considérerons pas par la suite.

En résumé, les mécanismes de déformation qui devront être pris en compte pour une modélisation du comportement sous sollicitation dynamique sont les mécanismes athermiques, thermiquement activés et de frottement visqueux.

Remarque

Tous les raisonnements effectués ci-dessus s'appliquent à un monocristal et font appel à la cission τ et au cisaillement γ . Nous pouvons aisément les généraliser au polycristal, puisque celui-ci est constitué d'un grand nombre de petits cristaux orientés de manière aléatoire. Pour les matériaux polycristallins ductiles, nous utilisons plutôt la contrainte appliquée σ et l'allongement ε , qui se déduisent de τ et γ par l'intermédiaire du facteur de Taylor \overline{M} :

$$\sigma = \overline{M}\tau \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{\gamma}{\overline{M}} \quad (I.19)$$

Le facteur d'orientation de Taylor est souvent pris comme égal à 3.1 pour les matériaux CFC et égal à 2.75 pour les matériaux CC [1.6].

I.3 - Les grandes déformations

I.3.1 - Saturation de la contrainte

Un des aspects caractéristiques du comportement en grandes déformations est l'existence d'une contrainte de saturation σ_s , qui apparaît pour un certain niveau de déformation dépendant de la nature du matériau et des conditions de chargement (température, vitesse de déformation) [I.7], [I.12], [I.13], [I.14]. La figure I.4 représente de façon schématique une courbe contrainte-déformation. Au delà de la limite élastique σ_y , le matériau subit une consolidation jusqu'à atteindre une contrainte limite σ_s , appelée contrainte de saturation, où le taux d'écrouissage devient nul.

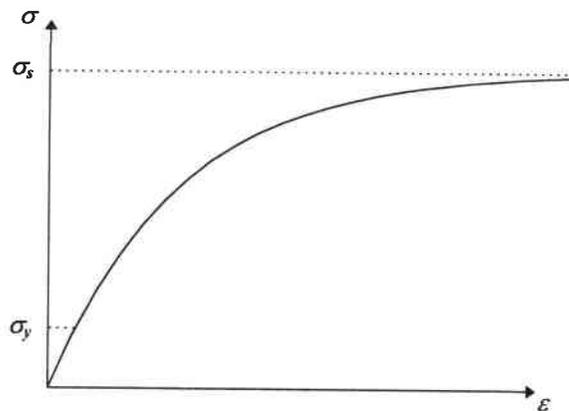


Figure I.4 - Représentation schématique d'une courbe contrainte -déformation

La figure I.5 illustre ce phénomène, observé expérimentalement sur du cuivre sollicité à haute température et à différentes vitesses de déformation [I.15].

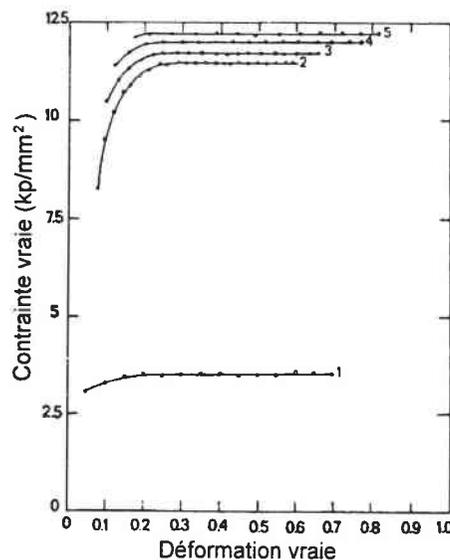


Figure I.5 - Courbes contrainte-déformation à 1200 K pour le cuivre, à différentes vitesses de déformation : (1) $6.6 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, (2) 960 s^{-1} , (3) 1250 s^{-1} , (4) 1800 s^{-1} , (5) 2300 s^{-1} [I.15]

A l'échelle microscopique, la saturation de la contrainte peut s'expliquer par la saturation de la densité de dislocations totale et mobiles avec la déformation plastique.

I.3.2 - Adoucissement thermique

a) Echelle macroscopique

La restitution du comportement mécanique d'un matériau sous sollicitations dynamiques nécessite la prise en compte des effets de la vitesse de déformation et de la température. Aux basses vitesses de déformation, le matériau subit généralement un écrouissage sous conditions isothermes. En revanche, sous sollicitations dynamiques, les échanges de chaleur avec le milieu extérieur ne peuvent s'effectuer : le phénomène est adiabatique. L'élévation de température au sein du matériau induit l'apparition d'un adoucissement thermique qui a tendance à réduire significativement la contrainte d'écoulement. Cette augmentation de température peut être quantifiée à l'aide de l'énergie de déformation plastique. En effet, en considérant qu'une fraction β de l'énergie de déformation plastique est convertie en chaleur, l'accroissement de température est tel que :

$$\Delta T = \frac{\beta}{\rho c_p} \int \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (I.20)$$

où ε est la déformation plastique, σ la contrainte d'écoulement, ρ la densité du matériau et c_p sa chaleur spécifique. De nombreux travaux font état d'une valeur de β proche de 0.9 [I.6], [I.17], [I.18].

La relation (I.20) nous montre que la variation de température dépend du niveau de déformation auquel se trouve le matériau. L'adoucissement thermique va donc jouer un rôle prépondérant aux grandes déformations [I.19], [I.20].

b) Echelle microscopique

Lorsqu'un matériau métallique est soumis à une sollicitation dynamique, sa microstructure évolue suivant les différents stades de la déformation plastique.

Dans un premier temps, le matériau va subir un durcissement par écrouissage, c'est à dire un accroissement de la contrainte d'écoulement. Comme nous l'avons vu précédemment, l'origine de ce durcissement s'explique par l'augmentation de la densité de dislocations, jusqu'à 10^{10} ou 10^{12} cm^{-2} [I.4]. Le glissement de ces dislocations devient alors de plus en plus difficile au fur et à mesure que la déformation plastique augmente. A partir d'un certain niveau de

déformation, la température atteint des valeurs élevées et suivant la nature du matériau testé, il peut se produire un phénomène de restauration dynamique ou de recristallisation de la structure, qui s'oppose à l'effet d'écroutissage.

La restauration s'accompagne d'une réduction du nombre de défauts atomiques, lacunes et dislocations et du réarrangement de ceux-ci en nouvelles configurations. Les annihilations mutuelles conduisent à un équilibre partiel entre dislocations créées (fonction de la vitesse de déformation) et dislocations annihilées (fonction de la température et de la vitesse de déformation). Ces dislocations ont tendance à s'assembler pour former des parois qui délimitent des cellules ou sous-grains. Les parois se densifient au fur et à mesure de la progression de la déformation, et la taille des cellules diminue légèrement [I.4]. Contrairement à la recristallisation, la restauration ne met pas en jeu de mouvement de joints de grains.

La recristallisation se produit en général pour des températures supérieures ou égales à $0,4T_f$ (T_f , température de fusion). Elle se traduit par la formation de nouveaux grains, par germination et croissance [I.4], grains dont la taille dépend de la contrainte appliquée.

Suivant leurs caractéristiques (structure cristalline, température de fusion...), les matériaux peuvent passer par les différents stades de comportement précédemment cités. Par exemple, en grandes déformations (cisaillement) et grandes vitesses de déformation, le tantale subit une phase de restauration dynamique sans recristallisation, la température atteinte n'étant pas assez élevée pour permettre à ce phénomène de se produire [I.18]. Par contre, dans les mêmes conditions, cette recristallisation peut survenir pour le cuivre [I.21].

I.4 - Conclusion

Le comportement viscoplastique des matériaux métalliques présente deux principes de base communs à chacun d'entre eux :

- une consolidation qui se traduit par l'accroissement de la contrainte d'écoulement avec la déformation plastique,
- l'augmentation de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation et une diminution lorsque la température s'élève (équivalence temps-température).

La sensibilité de chaque matériau aux deux paramètres que sont la vitesse de déformation et la température dépend de leur structure cristalline et de leur microstructure (taille de grains, densité de défauts ...).

En grandes déformations, la température va tenir un rôle prépondérant. En effet, le processus étant adiabatique, la température au sein du matériau augmente tout au long de la déformation plastique. Cette élévation de température va alors induire des changements

microstructuraux entraînant un abaissement de la contrainte d'écoulement synonyme de restauration des propriétés mécaniques du matériau. En outre, si l'on considère un cas isotherme, un phénomène de **saturation de la contrainte** est observable à partir d'un certain niveau de déformation.

Les lois de comportement chargées de modéliser le comportement des matériaux aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation devront intégrer ces différents paramètres pour restituer au mieux le comportement réel du matériau. Elles **devront** donc, dans la mesure du possible, **proposer une modélisation intégrant une saturation de la contrainte aux grandes déformations**, et être également capable de **reproduire l'évolution de la contrainte en fonction des mécanismes de déformation mis en jeu dans notre domaine d'étude, c'est à dire les phénomènes athermiques, thermiquement activés et de frottement visqueux**.

II - LES LOIS DE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUES

Afin de prédire le comportement mécanique des matériaux sous sollicitations dynamiques, il est nécessaire d'élaborer des modèles rhéologiques associant les différents paramètres représentatifs de ce comportement particulier. Deux voies de modélisation sont envisageables :

- l'une de nature phénoménologique et inductive : elle découle de l'expérimentation et de l'identification des paramètres (modèles empiriques et semi-physiques),
- l'autre de nature plus déductive, qui détermine le comportement macroscopique du matériau à partir d'une description de l'évolution de la microstructure basée sur la prise en compte des mécanismes élémentaires de la déformation plastique (modèles physiques).

Avant d'effectuer une revue des principaux modèles de comportement viscoplastique des matériaux, nous allons préciser la définition du terme contrainte d'écoulement que proposent de déterminer toutes ces lois de comportement.

II.1 - Critères d'équivalence

Le comportement dynamique des matériaux est décrit par des équations mathématiques qui relient la contrainte à la déformation, la vitesse de déformation, et en général la température. Comme nous l'avons montré précédemment (cf. §I.2), nous pouvons exprimer la contrainte par la relation générale suivante :

$$\sigma = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \dots) \quad (\text{I.21})$$

où ε est la déformation plastique, $\dot{\varepsilon}$ la vitesse de déformation plastique et T la température. Nous raisonnons ici en terme de contrainte scalaire, alors que nous savons que les contraintes (et les déformations) appliquées à un élément de volume se caractérisent par un tenseur du second ordre à six composantes. Pour simplifier cette représentation, nous réduisons les contraintes et déformations tensorielles en contraintes et déformations scalaires dites « équivalentes » à l'aide d'un critère d'équivalence. Ces grandeurs équivalentes sont définies à partir de critères de plasticité.

Un critère de plasticité permet de déterminer les conditions de plastification d'un élément de volume de matière. Il s'agit d'une fonction scalaire $f(\underline{\sigma})$ ($\underline{\sigma}$ désignant le tenseur des contraintes) dite fonction de charge telle que, par convention, la réponse reste élastique tant que $f(\underline{\sigma}) < 0$, la possibilité d'une réponse plastique apparaissant pour $f(\underline{\sigma}) = 0$. Nous nous limitons ici à l'utilisation des deux critères isotropes les plus couramment utilisés dans les codes de calcul : le critère de Tresca et le critère de Von Mises.

II.1.1 - Le critère de Tresca

Le critère de Tresca dérive de la loi de Schmid et Boas qui prévoit que « *le glissement [d'un monocristal] commence quand la cission résolue sur un plan cristallographique de glissement atteint une valeur critique* » [I.1]. La généralisation de cette loi à un polycristal conduit à un critère de cisaillement maximal critique, dit critère de Tresca, s'énonçant ainsi dans l'espace des contraintes principales :

$$\text{Sup}_i \sigma_i - \text{Inf}_j \sigma_j \leq 2 \tau_p \quad (\text{I.22})$$

où τ_p représente la limite d'écoulement en cisaillement simple.

La contrainte d'écoulement équivalente au sens de Tresca s'écrit alors :

$$\sigma_{Tresca}^{é qu.} = Sup_i \sigma_i - Inf_j \sigma_j \quad (I.23)$$

II.1.2 - Le critère de Von Mises

Le critère de Von Mises est un critère énergétique indépendant de la pression hydrostatique, ne dépendant donc que du déviateur des contraintes $\underline{s} = \underline{\underline{\sigma}} - \frac{1}{3} Tr(\underline{\underline{\sigma}}) \underline{I}$. La plastification est possible lorsque l'énergie élastique de distorsion (soit l'énergie élastique totale diminuée de la partie provenant d'une pure dilatation volumique) atteint une valeur critique. Cette énergie de distorsion étant proportionnelle au deuxième invariant du déviateur des contraintes (J_2), le critère peut s'exprimer par les expressions équivalentes suivantes :

$$\bullet \frac{3}{2} s_{ij} s_{ij} \leq Y^2 \quad (I.24)$$

$$\bullet \frac{3}{2} (\sigma_{ij} \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk}^2) \leq Y^2 \quad (I.25)$$

$$\bullet \frac{1}{2} [(\sigma_i - \sigma_j)^2] \leq Y^2 \quad (I.26)$$

où Y est la limite d'élasticité en traction simple.

La contrainte d'écoulement équivalente au sens de Von Mises est donc définie par l'expression suivante :

$$\sigma_{VonMises}^{é qu.} = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij}} = \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_i - \sigma_j)^2]} \quad (I.27)$$

II.1.3 - Synthèse sur les critères

A l'aide des règles de normalité [I.1], nous pouvons également définir des équivalents pour le tenseur des déformations. Au sens de Von Mises, nous avons [I.1]:

$$\dot{\mathcal{E}}_{VonMises}^{é qu.} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\mathcal{E}}_{ij}^p \dot{\mathcal{E}}_{ij}^p} \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}_{VonMises}^{é qu.} = \int_0^t \dot{\mathcal{E}}_{VonMises}^{é qu.} dt \quad (I.28)$$

Un facteur 2/3 intervient dans l'expression de la déformation plastique équivalente afin de retrouver la déformation plastique axiale en traction ou compression simple.

Il n'existe pas de définition générale de la déformation plastique équivalente au sens de Tresca. Nous nous contenterons donc de donner sa valeur suivant la sollicitation considérée. Le tableau I.2 définit les expressions des contraintes et déformations plastiques équivalentes pour chaque critère, suivant le type de sollicitation appliquée.

Sollicitation	Traction ou compression simple	Cisaillement pur	Traction ou compression équilibriaxiale
Tenseurs des contraintes et déformations plastiques (dans les axes principaux)	$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ $\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\varepsilon}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\varepsilon}{2} \end{pmatrix}$	$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \tau & 0 & 0 \\ 0 & -\tau & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ $\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma}{2} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\gamma}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ $\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -2\varepsilon \end{pmatrix}$
Equivalents de Tresca	$\sigma_{\text{eq}} = \sigma$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = \varepsilon$	$\sigma_{\text{eq}} = \tau + \tau = 2\tau$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = \frac{\gamma}{2}$	$\sigma_{\text{eq}} = \sigma$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = 2\varepsilon$
Equivalents de Von Mises	$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{1}{2}(2\sigma^2)} = \sigma$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = \sqrt{\frac{2}{3}\left(\varepsilon^2 + \frac{\varepsilon^2}{4} + \frac{\varepsilon^2}{4}\right)} = \varepsilon$	$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{1}{2}(4\tau^2 + \tau^2 + \tau^2)} = \tau\sqrt{3}$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = \sqrt{\frac{2}{3}\left(\frac{\gamma^2}{4} + \frac{\gamma^2}{4}\right)} = \frac{\gamma}{\sqrt{3}}$	$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{1}{2}(2\sigma^2)} = \sigma$ $\varepsilon_{\text{eq}}^p = \sqrt{\frac{2}{3}(\varepsilon^2 + \varepsilon^2 + 4\varepsilon^2)} = 2\varepsilon$

Tableau I.2 - Equivalents de Tresca et Von Mises suivant la sollicitation appliquée.

Remarque

Sauf cas particuliers, la contrainte d'écoulement et la déformation plastique seront désormais définies au sens des équivalents.

II.2 - Modèles empiriques et semi-physiques

Les modèles empiriques sont issus directement de l'analyse phénoménologique déduite de l'exploitation de données expérimentales. Les modèles semi-physiques utilisent quant à eux des considérations plus physiques, notamment en effectuant des hypothèses sur la nature des mécanismes de déformation mis en jeu.

II.2.1 - Modèles de Steinberg-Cochran-Guinan et de Steinberg-Lund

II.2.1.1 - Version initiale du modèle

Ce modèle empirique (appelons le modèle SCG) a été développé au début des années 80 [I.22], et était destiné à l'origine à la restitution du comportement élastoplastique des matériaux sous choc, c'est à dire pour des vitesses de déformation supérieures à $10^5 s^{-1}$. L'évolution de la contrainte d'écoulement au sens de Von Mises σ et du module de cisaillement μ est fonction de la pression hydrostatique P , de la température T , et de la déformation plastique équivalente ε^p :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \beta (\varepsilon^p + \varepsilon_i^p) \right]^n \left[1 + \left(\frac{\sigma'_p}{\sigma_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{\sigma'_T}{\sigma_0} \right) (T - 300) \right] \quad (I.29)$$

$$\mu = \mu_0 \left[1 + \left(\frac{\mu'_p}{\mu_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{\mu'_T}{\mu_0} \right) (T - 300) \right] \quad (I.30)$$

$$\text{avec } \left(\frac{\mu'_T}{\mu_0} \right)_0 = \left(\frac{\sigma'_T}{\sigma_0} \right)_0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\mu'_p}{\mu_0} \right)_0 \approx \left(\frac{\sigma'_p}{\sigma_0} \right)_0$$

où σ_0 est la limite élastique, β et n les paramètres d'écrouissage, η le taux de compression, défini comme le volume spécifique initial divisé par le volume spécifique courant et ε_i^p la déformation plastique équivalente initiale (nulle en général). L'indice 0 correspond à l'état de référence ($T = 300 K$, $P = 0$, $\varepsilon^p + \varepsilon_i^p = 0$). Le facteur $\eta^{1/3}$ permet d'ajuster le comportement de μ lorsque P tend vers l'infini.

Le modèle fait apparaître deux limites :

$$\sigma_0 \left[1 + \beta (\varepsilon^p + \varepsilon_i^p) \right]^n \leq \sigma_{max} \quad (I.31)$$

$$T < T_f \quad (I.32)$$

où σ_{max} est la valeur maximale de la contrainte correspondant à une contrainte de saturation indépendante de la vitesse de déformation (valeur identifiée à partir de données bibliographiques), et T_f la température de fusion. Lorsque T atteint la température de fusion, le matériau se comporte comme un fluide ($\sigma = \mu = 0$). Seules les lois de l'hydrodynamique sont alors appliquées pour décrire son comportement.

La principale faiblesse de ce modèle réside d'une part dans le fait qu'il ne prend pas en compte de façon explicite l'influence de la vitesse de déformation. Les auteurs justifient ce choix par le fait qu'au delà d'une certaine valeur de vitesse de déformation ($\dot{\epsilon} > 10^5 s^{-1}$), les effets de celle-ci sur la contrainte d'écoulement seraient négligeables. En fait, à ces niveaux de vitesse de déformation, l'influence de cette dernière sur la contrainte d'écoulement est implicitement représentée par la pression P . D'autre part, la contrainte d'écoulement dépend de la température de façon linéaire, ce qui ne correspond pas au comportement réel de la plupart des matériaux métalliques (cf. §I.2, Fig. I.2). Enfin, l'intégration de P et du taux de compression η dans la formulation mathématique du modèle nécessitent pour les déterminer le couplage de la loi de comportement avec une équation d'état, liant la pression au volume spécifique et à l'énergie interne (ou à la température).

Malgré ces inconvénients, ce modèle élastoplastique est fréquemment utilisé, grâce à sa facilité d'intégration dans les codes de calcul et à la prise en compte de l'évolution du module de cisaillement avec la pression ; il est ainsi assez bien adapté au comportement des matériaux sous choc (soutenu). A contrario, son application à des vitesses de déformation inférieures à $10^5 s^{-1}$ ou lorsque le déviateur des contraintes représente une large part des contraintes totales (et donc pour une pression faible) semble inopportune.

Montoya et al. [I.23] proposent une version améliorée du modèle en prenant en compte la vitesse de déformation et la température dans la formulation de la limite élastique σ_0 et dans les paramètres d'écrouissage β et n .

La contrainte d'écoulement équivalente devient :

$$\sigma = [\psi_0(T) + kT \log(\dot{\epsilon})] [1 + \beta(T, \dot{\epsilon}) \epsilon^p]^{n(T, \dot{\epsilon})} [1 + g(P)] \quad (I.33)$$

L'approche choisie ici est plus réaliste car les effets de la vitesse de déformation et de la température sont couplés. La vitesse de déformation intervient dans les paramètres d'écrouissage, ce qui est vérifié expérimentalement. En effet, le taux d'écrouissage $d\sigma/d\epsilon$ peut augmenter (ex. : le béryllium [I.23], [I.24]) ou diminuer (ex. : le tantale [I.16], [I.25]) lorsque la vitesse de déformation croît.

Les modifications apportées au modèle, bien que restituant de manière plus satisfaisante la « phénoménologie » du comportement dynamique des matériaux, induisent l'apparition de nouvelles fonctions et coefficients déterminés de manière totalement empirique. La capacité prédictive du modèle proposé en dehors du domaine d'identification des coefficients associés s'avère donc très limitée.

II.2.1.2 - Modèle de Steinberg - Lund

Le modèle SCG ne faisant pas intervenir la vitesse de déformation dans ses équations constitutives, Steinberg et Lund modifient la formulation originale en s'inspirant des travaux de Hoge et Mukherjee [I.26], pour étendre sa validité à une large gamme de vitesses de déformation [I.27]. La contrainte d'écoulement au sens de Von Mises s'écrit :

$$\sigma = \left[\sigma^*(\dot{\epsilon}, T) + \sigma_a f(\epsilon^p) \right] \left[\frac{\mu(P, T)}{\mu_0} \right] \quad (I.34)$$

où $\sigma^*(\dot{\epsilon}, T)$ est la partie thermiquement activée de la contrainte d'écoulement, qui dépend de la vitesse de déformation et de la température. Le second terme de l'expression (I.34) correspond à la contrainte athermique, indépendante de la température, à la légère décroissance près du module de cisaillement μ . La fonction d'écrouissage $f(\epsilon^p)$ reste identique à celle du modèle SCG initial, i.e. : $f(\epsilon^p) = [1 + \beta(\epsilon^p + \epsilon_i^p)]^n$.

Lorsque la contrainte thermiquement activée σ^* est faible (plateau athermique), la relation (I.34) se réduit au modèle SCG initial, avec $\sigma_a = \sigma_0$. Cependant, notamment pour les matériaux de structure cristallographique cubique centré, cette composante thermiquement activée peut être importante. Suivant Hoge et Mukherjee [I.26], Steinberg et Lund écrivent la vitesse de déformation plastique comme une combinaison de mécanismes thermiquement activés et de frottement visqueux :

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} \exp \left[\frac{2U_k}{kT} \left(1 - \frac{\sigma^*}{\sigma_p} \right)^2 \right] + \frac{C_2}{\sigma^*}} \quad (I.35)$$

où σ_p est la contrainte de Peierls, $2U_k$ l'énergie requise pour créer un double décrochement de dislocations (« double kink »), k la constante de Boltzmann, T la température, et C_1 et C_2 des constantes du modèle.

Nous retrouvons dans la partie thermiquement activée du modèle une forme identique aux expressions (I.13) et (I.14), décrivant l'énergie d'activation pour ce type de mécanisme de déformation. Nous avons ici $p = 1$ et $q = 2$, ce qui correspond à des obstacles de forme triangulaire [I.16], [I.26].

Le coefficient représentatif des mécanismes de frottement visqueux C_2 contrôle le comportement du matériau aux grandes vitesses de déformation, et peut être relié aux paramètres physiques que sont la densité de dislocation totale ρ_D , le vecteur de Burgers b et le coefficient de frottement visqueux B par la relation :

$$C_2 = \frac{B}{\rho_D b^2} \quad (I.36)$$

Les auteurs relient C_2 à la densité de dislocation totale, alors que l'expression classique dérivée de la loi d'Orowan fait intervenir la densité de dislocations mobiles (cf. expression (I.18)).

La modélisation proposée par Steinberg et Lund apporte une nette amélioration par rapport au modèle SCG initial. En effet, les auteurs basent les équations du modèle sur la physique des mécanismes de la déformation plastique liés à l'activation thermique et au frottement visqueux. En ce sens nous pouvons classer le modèle de Steinberg-Lund parmi les lois semi-physiques.

Cependant, nous pouvons formuler quelques restrictions valables également pour le modèle SCG. Tout d'abord, la fonction d'érouissage est indépendante de la vitesse de déformation, ensuite la structure cristalline n'est pas prise en compte et enfin la saturation de la contrainte aux grandes déformations est représentée par une valeur constante sans grande signification physique puisque indépendante de la température de la vitesse de déformation.

II.2.2 - Modèle de Johnson - Cook

Johnson et Cook proposent une loi empirique [I.28], [I.29], conçue à partir de résultats expérimentaux, et destinée à l'implantation rapide dans les codes de calcul.

La contrainte d'écoulement équivalente σ s'écrit :

$$\sigma = [A + B(\epsilon^p)^n] [1 + C \ln \dot{\epsilon}^*] [1 - (T^*)^m] \quad (I.37)$$

où ϵ^p est la déformation plastique équivalente, $\dot{\epsilon}^* = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}$ le terme relatif à la vitesse de déformation plastique (avec en général $\dot{\epsilon}_0 = 1s^{-1}$), et T^* la température adimensionnée.

Cette dernière s'écrit :

$$T^* = \frac{T - T_{\text{ambiante}}}{T_f - T_{\text{ambiante}}} \quad (I.38)$$

où T est la température courante et T_f la température de fusion.

Le modèle comporte donc cinq coefficients : A , B , n , C et m .

Le premier terme $[A + B(\dot{\epsilon}^p)^n]$ représente la fonction d'écrouissage, pour $\dot{\epsilon}^* = 1$ et $T^* = 0$; dans ce cas, A désigne la limite d'élasticité du matériau, B et n étant les paramètres d'écrouissage. Le deuxième terme $[1 + C \ln \dot{\epsilon}^*]$ décrit l'effet de la vitesse de déformation, C étant le paramètre de sensibilité à cette vitesse. Enfin, le troisième terme $[1 - (T^*)^m]$ représente l'effet de la température (ou adoucissement thermique) ; le coefficient m déterminant la sensibilité de la contrainte à l'élévation de la température.

L'approche phénoménologique adoptée pour l'élaboration de ce modèle conduit à la prise en compte de façon découplée des effets de la vitesse de déformation, de la température et de l'écrouissage sur la contrainte d'écoulement. Les auteurs n'émettent aucune hypothèse sur les mécanismes de déformation mis en jeu. Cependant, l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte étant prise comme une fonction logarithmique (Fig. I.6), seuls les mécanismes thermiquement activés sont retranscrits dans le cadre de cette loi, les mécanismes athermiques n'étant pas considérés. Dans ce cas, l'application du modèle reste limité aux vitesses de déformations inférieures à $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ (suivant les matériaux).

Finalement, le principal intérêt de cette loi se trouve dans sa simplicité de formulation, et donc dans sa facilité d'adaptation à la plupart des codes de calculs.

Remarque

Holmquist et Johnson [I.30] proposent une variante du modèle sensée mieux restituer l'effet de la vitesse de déformation sur la contrainte, en remplaçant le terme $[1 + C \ln \dot{\epsilon}^*]$ par $[(\dot{\epsilon}^*)^C]$ dans la formulation initiale.

II.2.3 - Modèle de Zerilli-Armstrong

Il s'agit d'un modèle semi-physique [I.31], dont les relations constitutives sont basées sur la cinétique des dislocations. L'analyse de l'activation thermique permet de prendre en compte les effets conjugués de l'écroutissage, de la vitesse de déformation, et de la température. De plus, ce modèle tient compte de la taille des grains ainsi que de la structure cristalline du matériau.

Les auteurs différencient le comportement des matériaux à structure cubique faces centrées (CFC) et cubique centré (CC) par l'influence de l'écroutissage sur la contrainte thermiquement activée σ^* . Cette influence n'existe pas pour les matériaux CC.

a) Matériau cubique centré

Ces matériaux présentent une forte dépendance de la contrainte d'écoulement vis à vis de la température et de la vitesse de déformation. Cette dépendance agit au travers de l'énergie d'activation thermique et donc de la contrainte thermiquement activée qui s'écrit :

$$\sigma^* = C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) \quad (I.39)$$

où $\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation, et T la température.

La contribution de la déformation est évaluée indépendamment, par une loi puissance.

$$\sigma_{\text{déf}} = C_5 \varepsilon^n \quad (I.40)$$

Remarque

Noble et Harding [I.32] proposent une formule modifiée dans le cas des matériaux CC, afin de tenir compte de la dépendance en température du terme représentant l'écroutissage :

$$\sigma_{\text{déf}} = (sm1 - sm2T)C_5 \varepsilon^n \quad (I.41)$$

La contrainte d'écoulement équivalente s'écrit finalement :

$$\text{CC} : \sigma = \Delta\sigma'_G + kd^{-1/2} + C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) + C_5 (\varepsilon^p)^n \quad (I.42)$$

où k est le facteur de Petch, d le diamètre moyen des grains, et $\Delta\sigma'_G$ l'augmentation de la limite d'élasticité imputable à la densité de dislocations initiale ou à la présence de solutés [I.31].

b) Matériau cubique faces centrées

Dans ce cas, la contrainte thermiquement activée s'exprime en fonction de la déformation plastique, de la vitesse de déformation et de la température :

$$\sigma^* = C_2 \varepsilon^{1/2} \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) \quad (I.43)$$

La contrainte d'écoulement est telle que :

$$\text{CFC : } \sigma = \Delta\sigma'_G + kd^{-1/2} + C_2 \varepsilon^{1/2} \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) \quad (I.44)$$

C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 et n sont les coefficients du modèle. C_5 et n correspondent aux paramètres de la loi de Johnson-Cook relatifs à l'influence de l'écrouissage.

Cette nouvelle modélisation constitue une approche beaucoup plus réaliste que les lois de Johnson-Cook et de SCG présentées précédemment. La prise en compte des mécanismes thermiquement activés, de la symétrie cristalline du matériau ainsi que du diamètre des grains démontre bien la volonté des auteurs de se placer dans une configuration plus physique, sans pour autant générer un formalisme difficile d'accès du point de vue numérique. Cependant, l'analyse de l'activation thermique étant prise comme base du modèle, elle restreint ce dernier à des vitesses de déformation inférieures à 10^6 s^{-1} (suivant les matériaux). En outre, le modèle de Zerilli-Armstrong ne conduit pas à la saturation de la contrainte aux grandes déformations, et l'écrouissage reste indépendant de la vitesse de déformation dans le cas des matériaux CC.

Remarques

Afin de tenir compte des mécanismes de frottement visqueux, Armstrong et Zerilli modifient leur modèle dans le cas du cuivre [I.33], en ajoutant à la contrainte thermiquement activée σ^* une composante supplémentaire chargée de restituer ce comportement particulier :

$$\sigma_{tot}^* = 0.5\sigma^* \left[1 + \left(1 + 4c_0 \dot{\varepsilon} \frac{T}{\sigma^*} \right)^{1/2} \right] \quad (I.45)$$

où σ^* est la partie thermiquement activée de la contrainte dans l'expression (I.44) et $c_0 = (C_4 B \bar{M}^2 / \rho_m b^2)$ avec B le coefficient de viscosité, \bar{M} le facteur d'orientation de Taylor, ρ_m la densité de dislocations mobiles et b le vecteur de Burgers. La figure I.6 montre l'application des équations (I.44) et (I.45) dans le cas du cuivre.

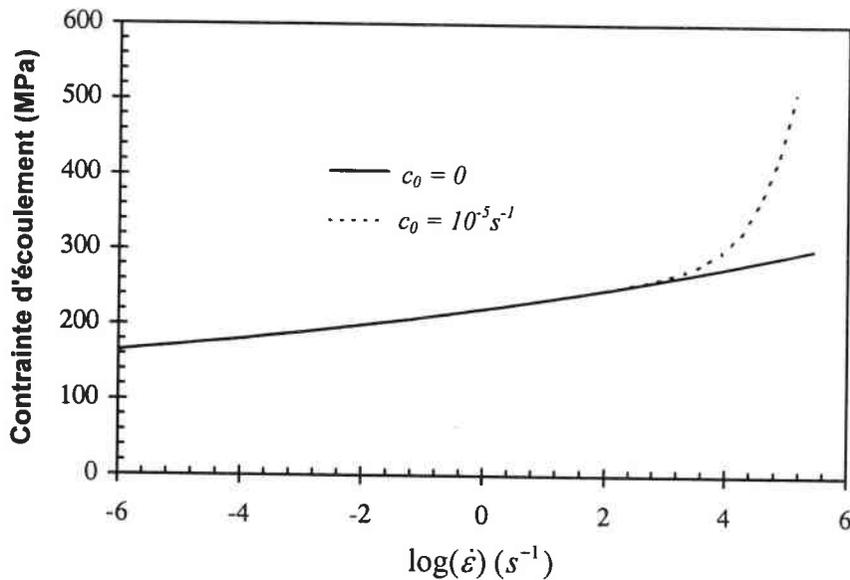


Figure I.6 - Modèle de Zerilli-Armstrong : contrainte d'écoulement du cuivre en fonction de la vitesse de déformation (coefficients : [I.33]).

Enfin, la formulation de Zerilli-Armstrong peut être étendue afin d'inclure l'effet d'écrouissage dû à la déformation plastique par maillage [I.34], [I.35]. Ces effets sont introduits dans le modèle au travers d'une contrainte de maillage dépendante de la taille de grain. Si la contrainte d'écoulement est supérieure à la contrainte de maillage, la taille de grain initiale diminue et suivant les relations (I.42) et (I.44), une consolidation du matériau apparaît.

II.2.4 - Modèle de Preston-Tonks-Wallace (PTW)

Preston, Tonks et Wallace ont développé au début des années 90 [I.36], [I.37] un nouveau modèle rhéologique semi-physique supposé être applicable à un domaine très large de pressions, déformations et vitesses de déformation.

II.2.4.1 - Principe du modèle

Le modèle est basé sur les principes de l'analyse dimensionnelle : le comportement du matériau doit rester invariant quel que soit le système d'unité choisi. Le modèle PTW nécessite donc l'emploi de variables adimensionnelles (X_1, X_2, \dots, X_n). Par conséquent, le système est défini à l'aide d'une fonction indépendante de l'échelle utilisée $f(X_1, X_2, \dots, X_n) = 0$, dont la formulation est déterminée grâce à l'analyse des mécanismes de déformation mis en jeu, et à l'exploitation des données expérimentales acquises.

II.2.4.2 - Choix des variables représentatives

La relation constitutive du modèle comporte quatre variables adimensionnelles.

II.2.4.2.1 - Contrainte d'écoulement

Nous avons vu que la déformation plastique des solides se produit par glissement de plans cristallographiques les uns sur les autres (cf. §I.1). Ce glissement est le résultat du mouvement des dislocations, provoqué par l'application d'une contrainte de cisaillement (ou cission) au moins égale à une valeur critique. Dans le modèle, la contrainte d'écoulement est donc la contrainte de cisaillement τ . De plus, dans un solide isotrope, les composantes du champ des contraintes élastiques initié par la création d'une dislocation ainsi que l'énergie élastique de cette dislocation sont proportionnelles au module de cisaillement μ [I.4]. De la même manière, on peut penser que la contrainte d'écoulement τ est, au moins approximativement, proportionnelle à μ .

La première variable sans dimension est donc :
$$\hat{\tau} = \frac{\tau}{\mu} \quad (I.46)$$

II.2.4.2.2 - Déformation plastique

La deuxième variable adimensionnelle est représentative de la déformation. C'est directement la déformation plastique équivalente ε^p .

II.2.4.2.3 - Vitesse de déformation

Pour des vitesses de déformation moyennes ($\leq 10^{5-6} s^{-1}$), la déformation est un processus thermiquement activé (cf. §I.2) : les dislocations franchissent les obstacles du réseau sous l'effet des fluctuations de l'agitation thermique. L'échelle des temps caractéristique d'un processus thermiquement activé est la moyenne du temps de vibration atomique \bar{t} , qui dépend faiblement de la température. L'inverse de ce temps est de l'ordre de grandeur de la fréquence de Debye ω_D , qui correspond à la borne supérieure des fréquences de vibration des atomes du réseau.

Celle-ci est fonction des vitesses du son longitudinale (C_L) et transversale (C_T) du matériau, telle que :
$$\omega_D^3 = 18\pi^2 n \sqrt{\left(\frac{1}{C_L^3} + \frac{1}{C_T^3}\right)} \quad (I.47)$$

avec $n = \rho/M$, où ρ est la masse volumique du matériau et M sa masse atomique.

En considérant $C_L \gg C_T$, avec $C_T = (\mu/\rho)^{1/2}$, l'expression (I.47) devient :

$$\omega_D = \left(\frac{9\pi^2 \rho}{M} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad (I.48)$$

Dans un solide isotrope, nous pouvons définir la distance moyenne d'une cellule unité comme étant égale à $2\bar{a}$, où \bar{a} est le rayon atomique. Dans ce cas, nous avons :

$$\frac{4}{3} \pi \bar{a}^3 = \frac{1}{n} = \frac{M}{\rho} \quad (I.49)$$

Les expressions (I.48) et (I.49) nous permettent de déterminer l'inverse du temps nécessaire à une onde de cisaillement pour traverser une cellule unité du matériau :

$$\dot{\xi} = \frac{C_T}{2\bar{a}} = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \pi \frac{\rho}{M} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} = \frac{1}{6} \left(\frac{4}{\pi} \right)^{1/3} \omega_D \quad (I.50)$$

La variable représentative de la vitesse de déformation est donc :

$$\hat{\varepsilon} = \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\xi}} \quad (I.51)$$

où ε représente la vitesse de déformation plastique équivalente.

II.2.4.2.4 - Température

Le choix de Preston et al. s'est porté sur la température de fusion T_f . La quatrième et dernière variable du modèle est donc :

$$\hat{T} = \frac{T}{T_f} \quad (I.52)$$

II.2.4.3 - Equations constitutives

Dans sa formulation, le modèle distingue les vitesses de déformation moyennes pour lesquelles l'analyse de l'activation thermique est prise en compte et les grandes vitesses de déformation dont le mécanisme de déformation prépondérant est le frottement visqueux.

II.2.4.3.1 - Vitesses de déformation moyennes

a - Dépendance en température et vitesse de déformation

Dans ce domaine de vitesses de sollicitation, les mécanismes d'activation thermique contrôlent le mouvement des dislocations. En régime thermiquement activé, nous avons :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT}\right] \quad (I.53)$$

La contrainte appliquée est une fonction de la variable $kT \ln(\dot{\varepsilon}_0/\dot{\varepsilon})$. Cette forme a suggéré la combinaison analogue $\kappa \hat{T} \ln(\gamma \dot{\xi}/\dot{\varepsilon})$ pour le modèle PTW, où κ et γ sont des constantes (ne pas confondre γ avec un glissement). Le modèle utilise la relation (I.53) en prenant ΔG comme une fonction erreur inverse. Cette fonction erreur donne aux relations constitutives le comportement aux limites correcte, en l'occurrence elle permet de restituer le palier athermique et la zone d'activation thermique. Le comportement élastoplastique du matériau est alors encadré par la limite d'élasticité τ_y ($\varepsilon^p \rightarrow 0$) et par la contrainte de saturation τ_s ($\varepsilon^p \rightarrow \infty$), qui s'écrivent - sous forme adimensionnelle - de la façon suivante :

$$\begin{cases} \hat{\tau}_y = y_0 - (y_0 - y_\infty) \operatorname{erf}\left[\kappa \hat{T} \ln\left(\frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}}\right)\right] \\ \hat{\tau}_s = s_0 - (s_0 - s_\infty) \operatorname{erf}\left[\kappa \hat{T} \ln\left(\frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}}\right)\right] \end{cases} \quad (I.54)$$

où $y_0, y_\infty, s_0, s_\infty, \kappa$ et γ sont des constantes du modèle.

Le choix de la fonction erreur $\operatorname{erf}(x)$ se justifie par son changement de comportement autour de $x = 1$. La fonction est quasi-linéaire pour $x \leq 1$ (partie thermiquement activée), et constante pour $x \geq 1$ (palier athermique) (Fig. I.7).

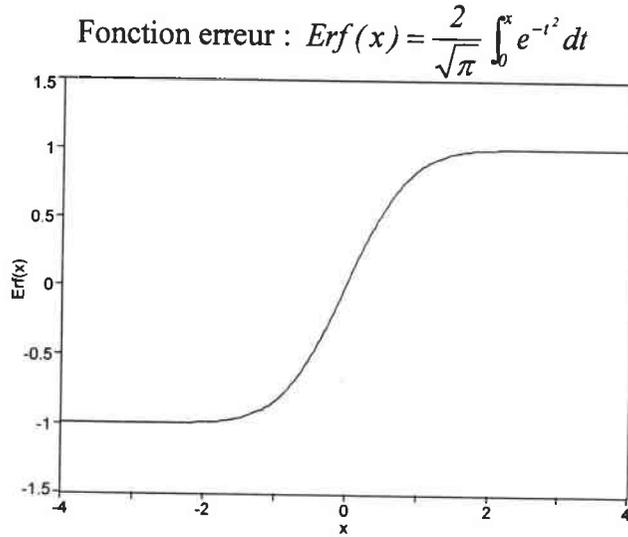


Figure I.7 - Fonction erreur.

Ce changement de comportement se retrouve dans les données expérimentales, notamment pour les matériaux de structure cristallographique cubique centré (Fig. I.8).

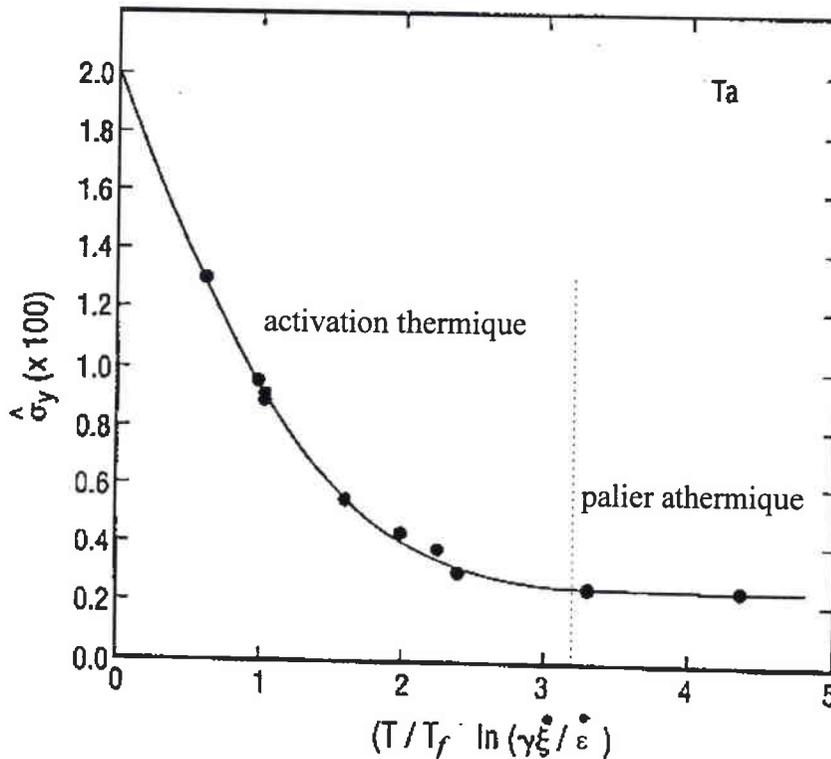


Figure I.8 - Limite d'élasticité du tantale (rapportée au module de cisaillement) en fonction de la température et de la vitesse de déformation [I.36].

b - Loi d'érouissage

La loi d'érouissage du modèle PTW s'inspire de la loi de comportement de Voce [I.38], qui prévoit une rapide décroissance linéaire du taux d'érouissage vers 0 lorsque τ tend vers la contrainte de saturation τ_s :

$$\frac{d\hat{\tau}}{d\varepsilon^p} = \theta_0 \frac{\tau_s - \tau}{\tau_s - \tau_y} \quad (I.55)$$

où θ_0 est une constante qui représente le taux d'érouissage initial ($\varepsilon^p = 0$).

Cependant, pour les métaux de structure cristalline cubique faces centrées, des observations complémentaires ont montré que ce taux d'érouissage décroît moins rapidement vers zéro lorsque la contrainte de saturation augmente. Ce comportement incite Preston et al. à modifier la loi de Voce, qui apparaît alors sous la forme :

$$\frac{d\hat{\tau}}{d\varepsilon^p} = \theta_0 \frac{\exp\left(p \frac{\tau_s - \tau}{\tau_{s,0} - \tau_y}\right) - 1}{\exp\left(p \frac{\tau_s - \tau_y}{\tau_{s,0} - \tau_y}\right) - 1} \quad (I.56)$$

$\tau_{s,0}$ est la contrainte de saturation à $T = 0 K$ et p est une constante adimensionnelle.

L'expression (I.56) se réduit à la loi de Voce (I.55) lorsque $p \rightarrow 0$, et $\tau_{s,0} = s_0$ d'après (I.54). Finalement, par intégration de (I.55) et (I.56) à température et à vitesse de déformation constante, nous obtenons la formulation du modèle PTW suivant la structure cristalline du matériau :

<p>CC $\hat{\tau} = \hat{\tau}_s - (\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y) \exp\left(-\frac{\theta \varepsilon^p}{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}\right)$ (I.57)</p>
<p>Autres</p> $\hat{\tau} = \hat{\tau}_s + \frac{1}{p} (s_0 - \hat{\tau}_y) \ln \left[1 - \left[1 - \exp\left(-p \frac{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}{s_0 - \hat{\tau}_y}\right) \right] \exp\left\{ -\frac{p \theta \varepsilon^p}{(s_0 - \hat{\tau}_y) \left[\exp\left(p \frac{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}{s_0 - \hat{\tau}_y}\right) - 1 \right]} \right\} \right]$ <p style="text-align: right;">(I.58)</p>

II.2.4.3.2 - Grandes vitesses de déformation

Dans ce domaine de sollicitation, les auteurs déterminent le comportement du matériau à l'aide des données obtenues grâce à la théorie de Wallace sur les chocs forts [I.39], [I.40]. Cette théorie propose, à partir de considérations thermodynamiques et pour un choc donné, une valeur moyenne de la contrainte d'écoulement ($\langle \tau \rangle \cong \tau_s$) et de la vitesse de déformation plastique. A partir de ces résultats, il apparaît qu'une augmentation drastique de la sensibilité à la vitesse de déformation se produit à des vitesses de l'ordre de 10^6 s^{-1} suivant les matériaux (Fig. I.9). Après ce point de transition, la contrainte d'écoulement et la vitesse de déformation obéissent approximativement à une loi puissance [I.36], [I.41].

Dans le modèle PTW, la transition dans le comportement du matériau entre les vitesses de déformation moyennes et les grandes vitesses de déformation se traduit par une discontinuité. Dans leur approche, les auteurs justifient cette discontinuité par le manque de données au voisinage du point de transition et par la méconnaissance des phénomènes physiques se produisant autour de cette transition.

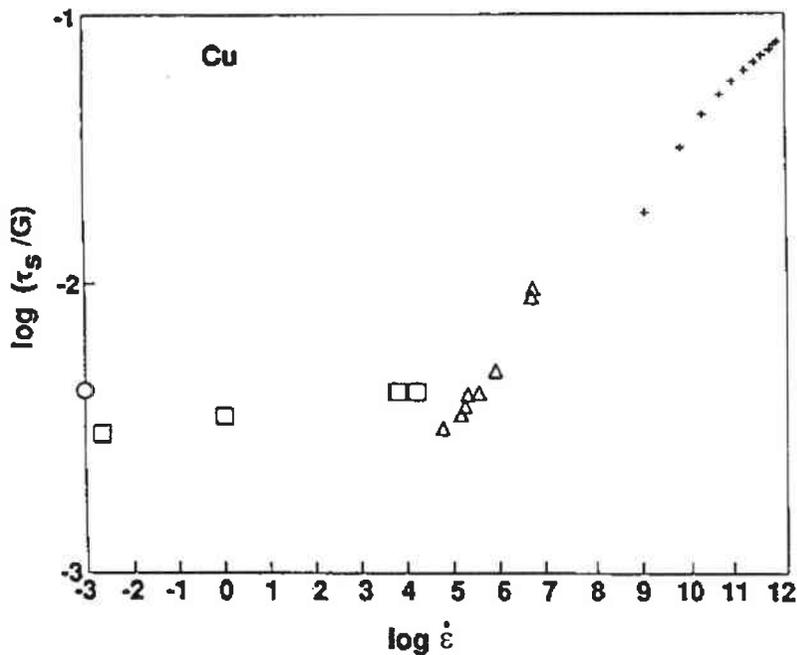


Figure I.9 - Contrainte de saturation du cuivre en fonction de la vitesse de déformation [I.36].

a - Contrainte de saturation

La contrainte de saturation est modélisée par la valeur maximale entre $\hat{\tau}_s$, donnée par l'expression (I.54) et une loi puissance :

$$\hat{\tau}_s = \max \left\{ s_0 - (s_0 - s_\infty) \operatorname{erf} \left(\kappa \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} \right), s_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\varepsilon}} \right)^\beta \right\} \quad (\text{I.59})$$

où β est une constante du matériau typiquement de l'ordre de 0,2 à 0,25.

Le phénomène de transition de la sensibilité à la vitesse de déformation survient lorsque $\dot{\varepsilon} = \gamma \dot{\varepsilon}$, c'est à dire pour $\hat{\tau}_s = s_0$.

b - Limite d'élasticité

La limite d'élasticité du cuivre croît jusqu'à, pour des vitesses de l'ordre de $10^{3-4} s^{-1}$, excéder largement celle calculée à partir de la théorie des chocs forts à des vitesses supérieures à $10^9 s^{-1}$. Il y a donc dans ce cas un maximum local dans la sensibilité à la vitesse, et ce pour des vitesses de déformation moyennes. L'expression de la limite élastique dans le modèle PTW s'écrit alors de façon similaire à (I.59), avec toutefois l'apparition de deux constantes supplémentaires afin de tenir compte du maximum local :

$$\hat{\tau}_y = \max \left\{ y_0 - (y_0 - y_\infty) \operatorname{erf} \left(\kappa \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} \right), \min \left(y_1 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\varepsilon}} \right)^{y_2}, s_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\varepsilon}} \right)^\beta \right) \right\} \quad (\text{I.60})$$

Les équations (I.57), (I.58), (I.59) et (I.60) constituent alors le modèle PTW complet, valable jusqu'à des vitesses de déformation de $10^{12} s^{-1}$. Ce modèle comprend donc onze coefficients sans dimension, dont les auteurs ont déterminé les valeurs pour six métaux et deux alliages d'acier (Tableau I.3).

	Cu	Ta	V	Mo	304	21-6-9	U	Be
θ	0.025	0.02	0.023	0.014	0.02	0.02	0.055	0.025
p	2.0	0.0	0.0	0.0	10.0	8.0	1.0	2.0
s_0	0.0085	0.012	0.013	0.00945	0.05	0.05	0.03	0.0093
s_∞	0.00055	0.00325	0.00405	0.0038	0.0075	0.0075	0.0015	0.00135
κ	0.11	0.6	0.4	0.41	0.3	0.3	0.13	0.11
γ	0.00001	0.00004	0.00006	0.000008	0.001	0.001	0.002	0.00001
y_0	0.0001	0.01	0.0105	0.00795	0.0069	0.0125	0.00075	0.0009
y_∞	0.0001	0.00125	0.00155	0.0023	0.0015	0.00225	0.00075	0.0009
y_1	0.094	0.012	0.013	0.00945	0.05	0.05	0.03	0.0093
y_2	0.575	0.4	0.42	0.36	0.46	0.41	0.27	0.16
β	0.25	0.23	0.23	0.23	0.25	0.25	0.27	0.16

Tableau I.3 - Coefficients sans dimension du modèle PTW pour huit matériaux [I.36].

II.2.4.3.3 - Module de cisaillement

Le module de cisaillement μ joue un rôle important dans le modèle PTW puisqu'il permet d'adimensionner la contrainte d'écoulement. Il est donc nécessaire d'apprécier son évolution au cours du chargement thermomécanique. Preston et al. proposent une modélisation de μ en fonction de la masse volumique ρ et de la température T :

$$\mu(\rho, T) = \mu_0(\rho)(1 - \alpha \hat{T}) \quad (I.61)$$

où α est une constante du matériau.

II.2.4.4 - Conclusion

Ce nouveau modèle de comportement comporte plusieurs avantages :

- ses variables et ses coefficients sans dimension le rendent invariant quel que soit le système d'unité utilisé,
- sa formulation s'appuie sur des bases "physiques", notamment dans l'analyse du mécanisme d'activation thermique pour la gamme des vitesses de déformation moyennes,
- sa gamme d'utilisation a priori très étendue, jusqu'à $10^{12} s^{-1}$,
- l'emploi d'une contrainte de saturation, représentative du comportement aux grandes déformations.

Cependant, la détermination des onze coefficients associés au modèle reste délicate. En effet, du point de vue expérimental, la contrainte de saturation s'avère difficile à évaluer sous sollicitation dynamique, notamment pour les matériaux peu ductiles, comme le béryllium par exemple [I.24], [I.42].

II.2.5 - Conclusion sur les modèles empiriques et semi-physiques

Les formalismes empiriques de type SCG ou Johnson-Cook ont pour principal intérêt leur facilité d'implantation dans les codes de calcul numériques. Ces modèles découplent les effets de la température, de la vitesse de déformation et de la déformation, ce qui constitue une approximation forte.

Les modèles semi-physiques du type PTW, Zerilli-Armstrong ou Steinberg-Lund, en basant leurs formalismes sur les phénomènes physiques de la déformation plastique, contribuent à décrire plus rigoureusement le comportement réel du matériau [I.30], [I.32], [I.42].

Ces différents modèles présentent toutefois un inconvénient commun : leur champ de validité est directement lié au domaine défini par les données expérimentales nécessaires au calcul de leurs coefficients (déformation, vitesse de déformation, température, pression...).

En dehors de ce domaine, il paraît néanmoins évident de faire davantage confiance en la valeur prédictive des modèles dits "semi-physiques" (PTW, Zerilli-Armstrong ou Steinberg-Lund), leurs considérations physiques leur procurant une crédibilité supérieure au deux formalismes purement empiriques (SCG et JC).

II.3 - Modèles physiques

Afin de s'affranchir des problèmes soulevés au paragraphe précédent, les lois de comportement basées sur l'évolution de la microstructure du matériau ont pris un intérêt croissant ces dernières années. Nous présentons dans ce paragraphe deux de ces modèles : le modèle de Follansbee-Kocks (ou modèle MTS) et l'approche proposée en partie par Klepaczko.

II.3.1 - Modèle de Follansbee-Kocks ou modèle MTS

Cette loi de comportement basée sur l'analyse de l'activation thermique [1.7], ne considère pas la déformation comme variable d'état, et introduit un nouveau paramètre décrivant l'évolution de la structure du matériau : la contrainte seuil mécanique, qui représente la contrainte d'écoulement à 0 K. Ce modèle - appelé aussi modèle MTS (Mechanical Threshold Stress) - propose de traiter cette contrainte seuil comme variable d'état interne et de décrire son évolution de manière physique et phénoménologique.

La contrainte seuil mécanique $\hat{\sigma}$, se partage en une composante athermique $\hat{\sigma}_a$ et une composante thermiquement activée $\hat{\sigma}^*$:

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_a + \hat{\sigma}^* \quad (I.62)$$

De la même manière, la contrainte d'écoulement s'écrit :

$$\sigma = \hat{\sigma}_a + \sigma^* = \hat{\sigma}_a + s(\dot{\epsilon}, T)\hat{\sigma}^* \quad (I.63)$$

A partir de cette expression, deux problèmes doivent être considérés :

- la forme du facteur $s(\dot{\epsilon}, T)$,
- la description de l'évolution de la contrainte seuil mécanique.

Le facteur s représente le rapport entre les composantes thermiquement activées de la contrainte d'écoulement et la contrainte seuil mécanique. Ce facteur reste inférieur à 1 lorsque le glissement plastique est contrôlé par l'activation thermique. Si au contraire la déformation est contrôlée par un mécanisme de frottement visqueux, alors une contrainte appliquée supérieure à la contrainte seuil est nécessaire pour déformer le matériau.

En régime thermiquement activé, nous avons (cf. §I.2) :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[\frac{-\Delta G(\sigma^*/\hat{\sigma}^*)}{kT}\right] \quad (I.64)$$

ΔG est donné par la relation phénoménologique suivante :

$$\Delta G = g_0 \mu b^3 \left[1 - \left(\frac{\sigma^*}{\hat{\sigma}^*} \right)^p \right]^q \quad (I.65)$$

où g_0 est l'énergie d'activation normalisée, supposée invariante du fait du caractère constant des obstacles, μ le module de cisaillement, b le module du vecteur de Burgers, et p et q les constantes caractérisant la forme des obstacles.

En combinant les expressions (I.62), (I.63), (I.64) et (I.65), nous obtenons la contrainte d'écoulement comme fonction du paramètre de structure $\hat{\sigma}$, de $\dot{\varepsilon}$ et de T :

$$\sigma = \hat{\sigma}_a + (\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a) \left\{ 1 - \left[\frac{kT \ln(\dot{\varepsilon}_0 / \dot{\varepsilon})}{g_0 \mu b^3} \right]^{1/q} \right\}^{1/p} \quad (I.66)$$

Il s'agit maintenant de décrire l'évolution du paramètre de structure. L'évolution de la structure dépend de deux facteurs antagonistes : l'accumulation des dislocations (consolidation du matériau) et la restauration dynamique (processus d'adoucissement). Pour caractériser la variation du paramètre de structure avec la déformation, nous introduisons le paramètre d'écrouissage $\theta = d\hat{\sigma}/d\varepsilon$ tel que :

$$\theta = \theta_0 - \theta_r(T, \dot{\varepsilon}, \hat{\sigma}) \quad (I.67)$$

où θ_0 représente l'écrouissage dû à l'accumulation des dislocations, et θ_r est le taux de restauration dynamique. D'après (I.67), la dépendance en température et en vitesse de déformation intervient seulement dans le terme de restauration dynamique. En effet, pour les matériaux CFC, θ_0 est considéré comme constant et égal à $\mu/20$ [I.12].

En suivant la loi de Voce [I.38], il vient :

$$\theta = \theta_0 \left[1 - \frac{\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a}{\hat{\sigma}_s(T, \dot{\varepsilon}) - \hat{\sigma}_a} \right] \quad (I.68)$$

où $\hat{\sigma}_s$ est la contrainte seuil à écrouissage nul, autrement dit la contrainte de saturation.

En réalité, la plupart des métaux ne suivent pas cette loi de Voce qui prévoit une décroissance linéaire de l'écrouissage avec la contrainte, notamment lorsqu'on tend vers des déformations assez importantes.

Les auteurs définissent donc une équation plus générale :

$$\theta = \theta_0 \left[1 - F \left(\frac{\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a}{\hat{\sigma}_s - \hat{\sigma}_a} \right) \right] \quad (I.69)$$

La fonction F sera choisie en fonction des données expérimentales.

Remarque

Pour le cuivre, la fonction F qui ajuste au mieux les points expérimentaux est de la forme [I.7] :

$$F = \frac{\tanh\left(2(\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a)/(\hat{\sigma}_s - \hat{\sigma}_a)\right)}{\tanh(2)} \quad (I.70)$$

A partir des résultats expérimentaux obtenus sur le cuivre [I.7], [I.43], le terme θ_0 , supposé constant en première approximation, varie avec la vitesse de déformation, et augmente notamment de façon abrupte pour $\dot{\varepsilon} \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$. Les auteurs proposent une loi du type :

$$\theta_0 = C_1 + C_2 \ln(\dot{\varepsilon}) + C_3 \dot{\varepsilon} \quad (I.71)$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes.

Cette variation de θ_0 permet de restituer la brutale élévation de la sensibilité à la vitesse de déformation des matériaux observée au delà de 10^3 s^{-1} (Fig. I.3). La plupart des auteurs attribuent cette transition dans le comportement du matériau à un changement de mécanisme de déformation : le passage de mécanismes thermiquement activés aux mécanismes de frottement visqueux. Follansbee et Kocks réfutent cette hypothèse. L'augmentation observée de la sensibilité à la vitesse de déformation à déformation constante serait due selon eux à l'évolution de la structure. C'est pourquoi ils préconisent l'utilisation d'un paramètre de structure comme variable d'état : la contrainte seuil mécanique. Les résultats sur le cuivre montre qu'à contrainte seuil mécanique constante, aucun changement soudain de la sensibilité à la vitesse de déformation ($10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\varepsilon} \leq 10^4 \text{ s}^{-1}$) n'est observé dans le tracé de la contrainte d'écoulement (Fig. I.10).

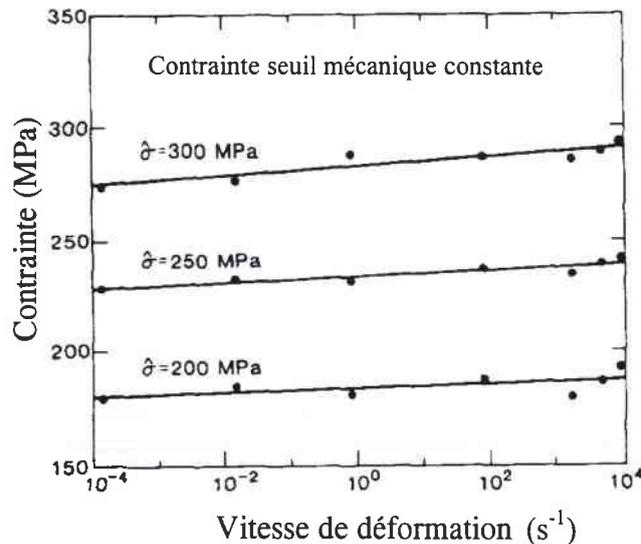


Figure I.10 - Contrainte d'écoulement d'un cuivre 99.99% en fonction de la vitesse de déformation, à contrainte seuil mécanique constante [1.7].

En ce qui concerne la contrainte de saturation, elle dépend de la vitesse de déformation et de la température et se déduit de l'expression suivante :

$$\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s_0}}\right) = \frac{\mu b^3 A}{kT} \ln\left(\frac{\hat{\sigma}_s}{\hat{\sigma}_{s_0}}\right) \quad (I.72)$$

où $\dot{\varepsilon}_{s_0}$, $\hat{\sigma}_{s_0}$, et A sont des constantes.

Les expressions (I.66), (I.69) et (I.72) composent alors le modèle théorique complet.

Grâce à l'intégration du paramètre de structure, l'approche choisie permet de restituer les effets d'histoire subis par le matériau. En effet, si un échantillon est sollicité à une vitesse de déformation constante $\dot{\varepsilon}_1$, la contrainte seuil augmente avec la déformation suivant (I.69) jusqu'à la contrainte de saturation correspondante donnée par (I.72). Après avoir atteint une déformation ε_1 et une contrainte seuil $\hat{\sigma}_1$, un saut de vitesse à $\dot{\varepsilon}_2$ conduit dans un premier temps à un faible changement de la contrainte d'écoulement suivant (I.66) avec la même valeur $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_1$, car aucun réarrangement structural ne peut s'effectuer durant le court lap de temps du saut de vitesse. Dans un deuxième temps, la déformation s'étant développée, la contrainte seuil varie en fonction de l'évolution de la structure et approche une nouvelle valeur de saturation $\hat{\sigma}_{s_2}$ correspondant à la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$. La différence entre la contrainte d'écoulement juste après le saut de vitesse et la contrainte d'écoulement déterminée dans un essai à vitesse de déformation constante $\dot{\varepsilon}_2$ diminue avec l'augmentation de la déformation (Fig. I.11).

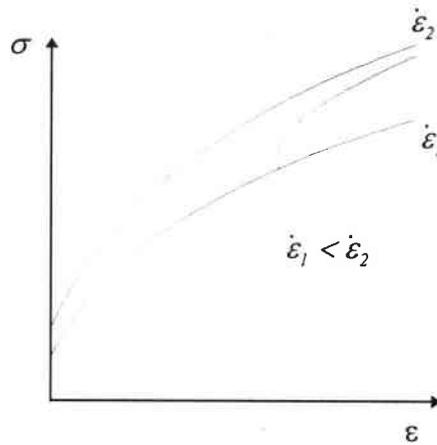


Figure I.11 - Représentation schématique d'une courbe contrainte-déformation avec saut de vitesse.

Le modèle MTS de Follansbee et Kocks présente plusieurs innovations. En premier lieu, il fait partie des modèles dits "physiques". En effet, sa formulation de base s'appuie principalement sur les mécanismes de déformation thermiquement activés, et toutes ses équations constitutives possèdent une signification physique précise. Ensuite, l'adoption d'un nouveau paramètre d'état représentant l'évolution de la structure permet de prendre en compte l'histoire thermomécanique appliquée au matériau. Le modèle prédit notamment le comportement particulier d'un échantillon au cours d'un essai comportant un saut de vitesse. Enfin, les auteurs proposent une nouvelle interprétation du changement dans la sensibilité à la vitesse de déformation de la contrainte, en réfutant l'hypothèse communément admise d'un changement du mécanisme de déformation (pour le cuivre et pour $10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^4 s^{-1}$).

Nous pouvons tout de même énoncer quelques restrictions. Tout d'abord, ce modèle a été établi principalement sur l'observation et l'analyse du comportement des matériaux métalliques à structure cristallographique cubique faces centrées (le cuivre notamment). De plus la détermination expérimentale de la contrainte seuil mécanique nécessite de nombreux essais couplés à un plan d'expérience particulier [1.44] (échantillons prédéformés, essais à basse températures (76 K et 180 K)).

II.3.2 - Approche de Klepaczko

Klepaczko cherche à évaluer l'influence de la température et de la vitesse de déformation sur l'évolution microstructurale des métaux de structure cristalline cubique centré et cubique faces centrées. Il s'appuie pour cela sur la cinétique des dislocations en régime thermiquement activé.

La contrainte d'écoulement en cisaillement τ dépend de la microstructure courante qui elle même évolue avec le cisaillement plastique γ_p , la température T et la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$. Le paramètre d'écrouissage ou paramètre structural est la variable d'état interne ρ_D , qui représente la densité de dislocations totale.

A structure constante, la contrainte de cisaillement effective τ^* est reliée à la vitesse de déformation par la relation d'Arrhénius :

$$\dot{\gamma} = v \exp \left[-\frac{\Delta G(\tau^*, T)}{kT} \right] \quad (I.73)$$

La contrainte d'écoulement totale τ est partagée en une contrainte effective τ^* et une contrainte interne τ_a . A structure constante, nous avons :

$$\tau(\dot{\gamma}, T)_{str} = \tau_a(\dot{\gamma}, T)_{str} + \tau^*(\dot{\gamma}, T)_{str} \quad (I.74)$$

L'équation (I.74) étant écrite à structure constante, il est nécessaire d'introduire une relation évolutive caractérisant l'évolution de la microstructure. Klepaczko [I.45], [I.46] propose l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\rho_D}{d\gamma_p} = M_{eff}(\rho_D, \dot{\gamma}, T) \quad (I.75)$$

$$\text{avec } M_{eff} = M_g(\rho_D, \dot{\gamma}) - M_a(\rho_D, \dot{\gamma}, T) \quad (I.76)$$

où M_{eff} est le coefficient effectif de multiplication des dislocations, M_g étant le terme de création des dislocations et M_a la contribution à l'annihilation.

L'évolution de la microstructure est reliée à la contrainte interne τ_a par la relation :

$$\tau_a(\dot{\gamma}, T) = \xi \mu(T) b \sqrt{\rho_D(\dot{\gamma}, T)} \quad (I.77)$$

où ξ est une constante sans dimension dépendante de l'interaction dislocations/obstacles.

Les équations (I.75), (I.76) et (I.77) définissent complètement τ_a .

A structure constante, la contrainte effective est déterminée comme suit :

$$\text{en posant : } -\frac{d\Delta G}{d\tau^*} = bA^* \quad (I.78)$$

$$\Rightarrow \Delta G = \Delta H_0 - b \int A^*(\tau^*) d\tau^* = \Delta H_0 - E(\tau^*) \quad (I.79)$$

où A^* est la surface d'activation, ΔH_0 l'enthalpie d'activation, et E la quantité d'énergie fournie par τ^* pour franchir les obstacles thermiquement activés.

Les équations (I.79) et (I.73) conduisent à l'expression suivante de τ^* :

$$\tau^*(\dot{\gamma}, T) = E^{-1} \left[\Delta H_0 - kT \ln \left(\frac{\nu(\tau, T)}{\dot{\gamma}} \right) \right] \quad (I.80)$$

Finalement, en introduisant les équations (I.77) et (I.80) dans (I.74), la contrainte d'écoulement τ est complètement définie comme étant une fonction de la déformation plastique γ_p , de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ et de la température T , et ce pour toute histoire de déformation définie par $\dot{\gamma}(\gamma_p)$ et $T(\gamma_p)$. Les formulations de ces contraintes internes et effectives varient suivant la structure cristallographique du matériau étudié.

Remarque

Le facteur pré-exponentiel (ou facteur de fréquence) ν constitue une autre possibilité d'introduction de l'évolution structurale. En effet, dans la plupart des cas, il est lié à la densité de dislocations mobiles ρ_m , qui représente une petite partie de la densité de dislocations totale ρ_D . Un couplage existe alors entre la contrainte interne τ_a et la contrainte effective τ^* .

II.3.2.1 - Matériaux de structure cubique centré

Pour ce type de matériau, la contrainte d'écoulement est très sensible à la température et à la vitesse de déformation, tandis que les effets d'histoire sont généralement assez faibles. A basses températures ($T < 400K$), les dislocations se déplacent par la formation de paires de décrochement sur les potentiels de Peierls. L'énergie libre d'activation pour vaincre ces potentiels est de la forme :

$$\Delta G_p = 2H_K(T) \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_p^*(\tau)} \right)^p \right]^q \quad (I.81)$$

où p et q définissent la forme de l'obstacle (ici $p = 3/4$ et $q = 4/3$). $2H_K(T)$ est l'énergie d'activation totale nécessaire à la formation des doubles décrochements et au franchissement du potentiel de Peierls, $\tau_p^*(T)$ étant la contrainte de Peierls.

Le facteur pré-exponentiel s'écrit :

$$v_p(\rho_D) = f_0 \rho_{D_0} n b^2 \omega_D \left(1 + \frac{\alpha}{\rho_{D_0} f_0} \ln \frac{\rho_D}{\rho_{D_0}} \right) \quad (I.82)$$

où ρ_{D_0} et ρ_D sont respectivement la densité de dislocations initiale et courante, f_0 la fraction initiale de ρ_m/ρ_D , ω_D la fréquence de Debye, b le vecteur de Burgers, et n et α des constantes du matériau. La contrainte effective est alors complètement définie par les équations (I.73), (I.81) et (I.82).

Klepaczko propose la relation suivante pour caractériser l'évolution de la structure :

$$M_{eff} = M_0 - K_a(\rho_D - \rho_{D_0}) \quad (I.83)$$

où M_0 représente le coefficient initial de multiplication des dislocations et K_a la constante d'annihilation.

En intégrant l'équation (I.83), nous obtenons :

$$\rho_D = \rho_{D_0} + \frac{M_0}{K_a} \left[1 - \exp(-K_a \gamma_p) \right] \quad (I.84)$$

Lorsque $\gamma_p \rightarrow \infty$, $\rho_D = \rho_{D_0} + \frac{M_0}{K_a} \Rightarrow M_{eff} = 0$ d'après (I.83), et nous avons alors atteint le niveau de saturation de ρ_D .

La contrainte interne est alors définie par les expressions (I.83) et (I.77) :

$$\tau_a(\gamma_p) = \xi \mu(T) b \left(\rho_{D_0} + \frac{M_0}{K_a} \left[1 - \exp(-K_a \gamma_p) \right] \right)^{1/2} \quad (I.85)$$

Nous pouvons alors définir une limite élastique et une contrainte de saturation pour la contrainte interne :

$$\tau_{ay} = \xi \mu(T) b \rho_{D_0}^{1/2} \quad (\gamma_p \rightarrow 0) \quad (I.86)$$

$$\tau_{as} = \xi \mu(T) b \left(\rho_{D_0} + \frac{M_0}{K_a} \right)^{1/2} \quad (\gamma_p \rightarrow \infty) \quad (I.87)$$

Finalement les relations (I.73), (I.74), (I.81), (I.82) et (I.85) nous donnent la contrainte d'écoulement globale.

II.3.2.2 - Matériaux de structure cubique faces centrées

Les métaux cubiques faces centrées présentent des influences de l'histoire de la température et de la vitesse de déformation pratiquement à chaque température. Dans la modélisation, cette différence de comportement se traduit par la dépendance en vitesse de déformation et en température du terme d'annihilation $M_a(\rho_D, \dot{\gamma}, T)$.

Soit $\theta = d\tau/d\gamma_p$ le taux d'écroûissage. Il est liée à M_{eff} par la relation :

$$M_{eff} = \frac{d\rho_D}{d\tau} \theta \Leftrightarrow \theta = M_{eff} \frac{d\tau}{d\rho_D} \quad (I.88)$$

En combinant les relations (I.74), (I.75) et (I.76) nous avons :

$$\theta = \left[M_g(\rho_D, \dot{\gamma}) - M_a(\rho_D, \dot{\gamma}, T) \right] \left(\frac{d\tau_a}{d\rho_D} + \frac{d\tau^*}{d\rho_D} \right) \quad (I.89)$$

Pour les métaux CFC, on considère que $\frac{d\tau^*}{d\rho_D} \cong 0$ et d'après (I.77), $\frac{d\tau_a}{d\rho_D} = \frac{(\xi\mu(T)b)^2}{2\tau_a}$, ce qui conduit à la valeur suivante de M_{eff} :

$$M_{eff} = \frac{2\tau_a\theta_a}{(\xi\mu(T)b)^2} \quad \text{où} \quad \theta_a = \frac{d\tau_a}{d\gamma_p} \quad (I.90)$$

L'équation (I.90) constitue une approximation. En effet, en général, la quantité mesurable expérimentalement est $\tau\theta$. En posant $\theta'/\theta_a \cong 0$, on en déduit une expression plus exacte de M_{eff} :

$$M_{eff} = \frac{2\tau\theta}{(\xi\mu(T)b)^2 (1 + \tau^*/\tau_a)} \quad (I.91)$$

Lorsque τ^* est petit devant τ_a , on retrouve alors l'expression (I.90).

Comme la modélisation précédente, l'approche "physique" de Klepaczko met en évidence le rôle joué par les effets d'histoire sur le comportement mécanique du matériau et montre la nécessité d'introduire un paramètre d'évolution de la structure comme nouveau paramètre d'état. Cependant, le nombre de paramètres et la difficulté d'accès à leurs mesures (densité de dislocations, constante d'annihilation ...) constituent des handicaps importants pour

la détermination des coefficients associés, ainsi que pour son implantation dans les codes de calculs numériques.

II.3.3 - Conclusion sur les modèles physiques

Les modèles de Follansbee - Kocks et Klepaczko, décrits précédemment, ont la particularité de prendre en compte les effets d'histoire ou effets "mémoire" dans la restitution du comportement mécanique du matériau, et ceci à travers les lois d'évolution de paramètres de structure (la contrainte seuil mécanique pour Follansbee - Kocks et la densité de dislocations pour Klepaczko). De plus, la physique introduite dans ces modèles leur permet de posséder a priori un pouvoir prédictif supérieur aux autres formalismes.

Ces modèles présentent toutefois deux inconvénients principaux. D'une part, la détermination des nombreux coefficients et paramètres nécessite la mise au point d'essais expérimentaux spécifiques, comme des essais avec sauts de vitesse ou des essais à très basses températures sur échantillons pré-déformés. D'autre part, l'implantation dans les codes de calculs numériques de leurs équations constitutives peut paraître contraignante.

Ces deux formalismes restent cependant représentatifs d'une tendance générale actuelle quant à la recherche de moyens prédictifs faisant intervenir les aspects microstructuraux ou l'évolution structurale du matériau [I.8], [I.11].

II.4 - Conclusion

La liste des modèles viscoplastiques proposée ici n'est pas exhaustive. En effet, il existe d'autres modèles empiriques [I.17], semi-empiriques [I.47], [I.48], [I.49] ou dont les équations constitutives sont basées sur les phénomènes physiques de la déformation plastique, notamment sur les interactions dislocations/défauts [I.50], [I.51].

Néanmoins, toutes ces modélisations empiriques ou physiques ont en commun le fait d'avoir été élaborées et validées pour des déformations relativement faibles. Cela est principalement dû aux nombres limités de moyens expérimentaux capables d'atteindre des niveaux de déformations élevés tout en ayant accès aux paramètres indispensables que sont les contraintes, les déformations et les vitesses de déformation.

Cependant, parmi tous les formalismes présentés précédemment, les plus aptes à décrire le comportement dynamique aux grandes déformations sont a priori ceux qui font appel à une contrainte de saturation, tels que les lois de PTW, Follansbee - Kocks ou Klepaczko. Le choix d'un modèle est alors motivé par l'application recherchée : analyse fine

des mécanismes physiques régissant la déformation plastique puis implantation rapide dans des codes de calcul en vue de restitutions d'expériences globales.

Dans le cadre des applications de ce travail, nous avons donc choisi de retenir comme modèle d'étude le modèle de Preston, Tonks et Wallace. Une analyse plus détaillée de cette loi de comportement est effectuée dans la partie suivante de ce chapitre.

III - ANALYSE DU MODELE DE PRESTON-TONKS-WALLACE

Le modèle PTW a pour but de décrire le comportement mécanique des matériaux dans un large domaine de température, déformation et vitesse de déformation. Ses bases physiques le classent dans les modèles semi-physiques, et lui confère certains avantages que nous allons approfondir dans cette partie. Avant d'effectuer l'analyse critique du modèle, nous examinons le sens physique de ses onze coefficients adimensionnels, évaluons leur influence sur la réponse plastique du matériau et définissons les essais nécessaires à leur détermination.

III.1 - Intérêt du modèle

L'intérêt du modèle PTW réside dans sa capacité à restituer les mécanismes élémentaires associés au comportement viscoplastique de la plupart des matériaux métalliques :

- saturation de la contrainte aux grandes déformations,
- évolution de l'érouissage avec la vitesse de déformation,
- partition de la contrainte en partie athermique et thermiquement activée aux vitesses de déformations moyennes ($\leq 10^{5-6} s^{-1}$ suivant les matériaux),
- transition vers des mécanismes de frottement visqueux aux grandes vitesses de déformation.

Nous allons maintenant reprendre ces différents principes point par point à l'aide d'exemples de modélisation effectués sur tantale. Les courbes présentées dans cette partie sont tracées grâce aux coefficients standards fournis par les auteurs ou par optimisation sur des courbes expérimentales de compression uniaxiale.

III.1.1 - Saturation de la contrainte aux grandes déformations

Nous savons que la contrainte d'écoulement tend vers une valeur seuil aux grandes déformations (§I.3.1). Le modèle PTW permet de prendre en compte ce phénomène physique. Prenons l'exemple du tantale et traçons la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation plastique à l'aide des modèles PTW et ZA (Fig. I.12). Les coefficients des deux modèles sont optimisés sur des courbes expérimentales [II.16] jusqu'à une déformation plastique de 0.2. Les valeurs données par les deux modèles restent quasiment identiques jusqu'à $\varepsilon^p = 0.2$, puis les deux courbes s'éloignent au fur et à mesure que croît la déformation. Le modèle PTW prévoit alors une saturation de la contrainte au dessous de 500 MPa, tandis que le modèle ZA restitue une contrainte tendant vers l'infini à déformation infinie, ce qui est physiquement impossible.

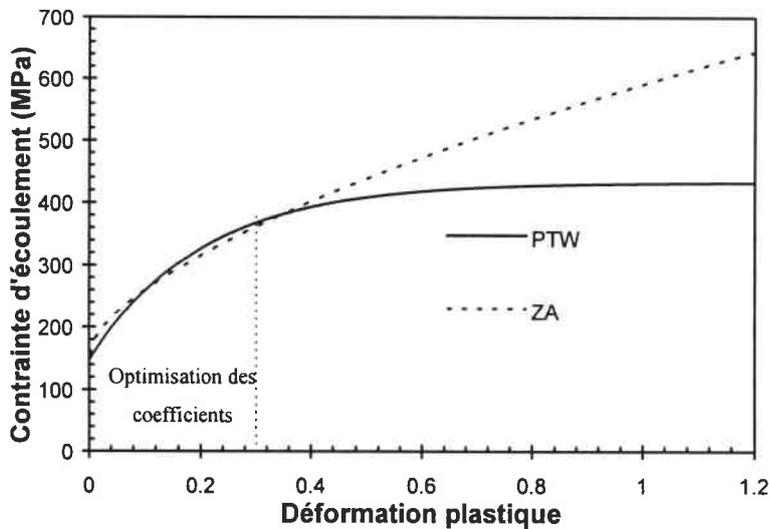


Figure I.12 - Modélisation de la contrainte d'écoulement du tantale en fonction de la déformation plastique ($\dot{\varepsilon} = 10^{-4} s^{-1}$, $T = 293 K$).

III.1.2 - Evolution de l'écrouissage avec la vitesse de déformation

Le modèle PTW intègre l'influence de la température et de la vitesse de déformation dans sa fonction d'écrouissage, contrairement à d'autres modèles tels que Zerilli-Armstrong (pour les matériaux cubiques centrés), SCG ou Steinberg-Lund. Reprenons le cas du tantale : la figure I.13 présente l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation plastique, pour deux vitesses de déformation, à l'aide des mêmes modèles PTW et Zerilli-Armstrong (ZA). Dans le cas du modèle de ZA, la courbe à $10^3 s^{-1}$ se déduit de celle à $10^{-4} s^{-1}$ par une simple translation, sans variation d'écrouissage, contrairement au résultat donné par le modèle de Preston et al (Fig.I.13).

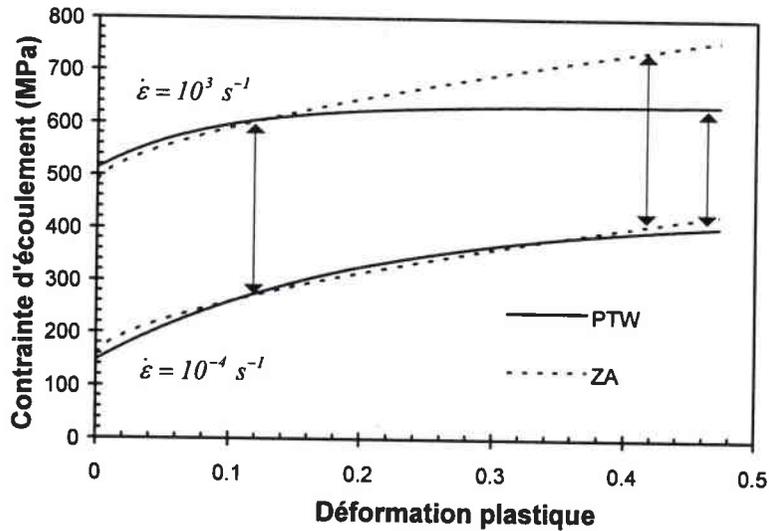


Figure I.13 - Modélisation de la contrainte d'écoulement du tantale en fonction de la déformation plastique pour deux vitesses de déformation (cas isotherme : $T = 293 K$).

III.1.3 - Mécanismes athermiques et thermiquement activés

Comme la plupart des modèles exposés dans ce chapitre (Steinberg-Lund, ZA, MTS...), le modèle PTW différencie deux mécanismes de déformation : les mécanismes athermiques et les mécanismes thermiquement activés. Ces mécanismes agissent aux vitesses de déformation moyennes, $\leq 10^{5-6} s^{-1}$ suivant les matériaux (Fig. I.14).

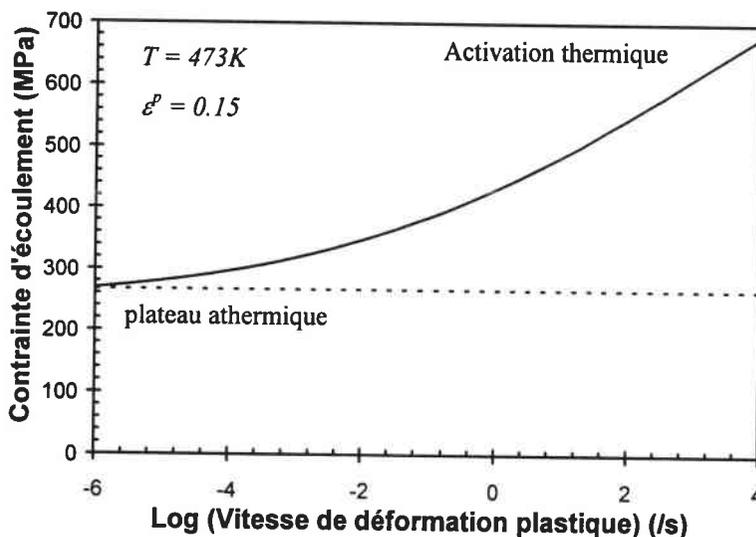


Figure I.14 - Modélisation PTW de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation. Cas du tantale à $T = 473 K$ et $\epsilon^p = 0.15$.

III.1.4 - Transition vers les mécanismes de frottement visqueux.

La loi de Preston et al., à la différence de la plupart des modèles, retranscrit le passage des phénomènes thermiquement activés vers les phénomènes de frottement visqueux (cf. §I.2.4). Ceci se traduit par une brusque augmentation de la contrainte d'écoulement aux grandes vitesses de déformations (Fig. I.15).

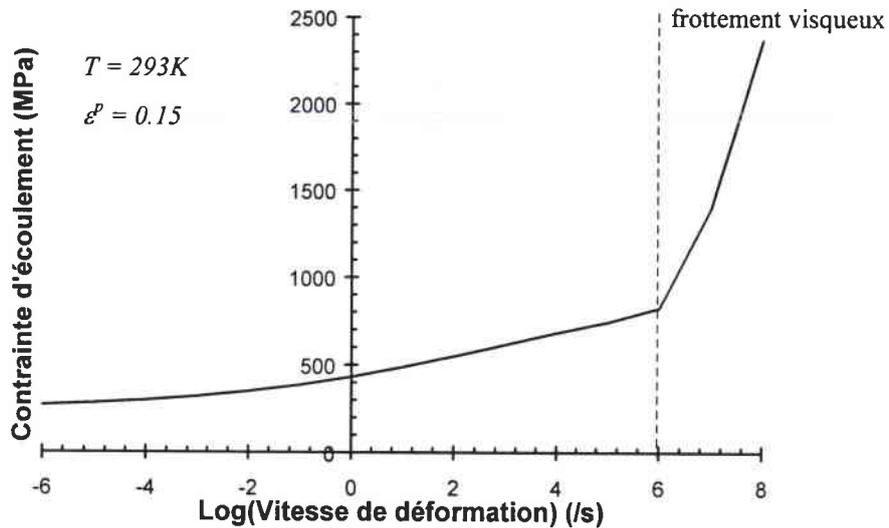


Figure I.15 - Contrainte d'écoulement du tantale en fonction de la vitesse de déformation (modèle PTW) : transition vers les mécanismes de frottement visqueux.

Le modèle PTW permet donc de restituer le comportement mécanique d'un matériau dans une gamme de vitesse de déformation très étendue (du quasi-statique jusqu'à 10^{12} s^{-1}), en décrivant tous les mécanismes de déformation mis en jeu dans ces différents domaines (hors mécanismes de diffusion).

III.2 - Analyse des coefficients

Nous avons vu que le modèle PTW comporte onze coefficients adimensionnels. Dans cette partie nous allons nous attacher à analyser leur signification physique ainsi qu'à évaluer leur influence sur la réponse plastique du matériau. Les données expérimentales nécessaires à leur détermination sont également abordées ici.

III.2.1 - Sens physique des coefficients

III.2.1.1 - Plateau athermique

Dans le modèle, le plateau athermique est atteint lorsque :

$$\operatorname{erf}\left[\kappa\hat{T}\ln\left(\frac{\gamma\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}}\right)\right] = 1 \Rightarrow \begin{cases} (\hat{\tau}_y)_{ath} = y_\infty \\ (\hat{\tau}_s)_{ath} = s_\infty \end{cases} \quad (I.92)$$

Dans ce cas, la contrainte athermique (rapportée au module de cisaillement) s'écrit :

$$\text{CC} \quad \hat{\tau}_a = s_\infty - (s_\infty - y_\infty) \exp\left(-\frac{\theta\varepsilon^p}{s_\infty - y_\infty}\right) \quad (I.93)$$

$$\hat{\tau}_a = s_\infty + \frac{1}{p}(s_0 - y_\infty) \ln \left[1 - \left[1 - \exp\left(-p\frac{s_\infty - y_\infty}{s_0 - y_\infty}\right) \right] \exp\left\{ \frac{p\theta\varepsilon^p}{(s_0 - y_\infty) \left[\exp\left(p\frac{s_\infty - y_\infty}{s_0 - y_\infty}\right) - 1 \right]} \right\} \right] \quad (I.94)$$

CFC

y_∞ représente la contrainte athermique (rapportée au module de cisaillement) à déformation nulle, et s_∞ la contrainte athermique (rapportée au module de cisaillement) à saturation ($\varepsilon^p \rightarrow \infty$).

III.2.1.2 - Contrainte thermiquement activée

Nous savons que la contrainte d'écoulement se décompose de la façon suivante :

$$\tau = \tau_a + \tau^* \quad (I.95)$$

où τ^* représente la contrainte thermiquement activée et τ_a la contrainte athermique (Fig. I.16).

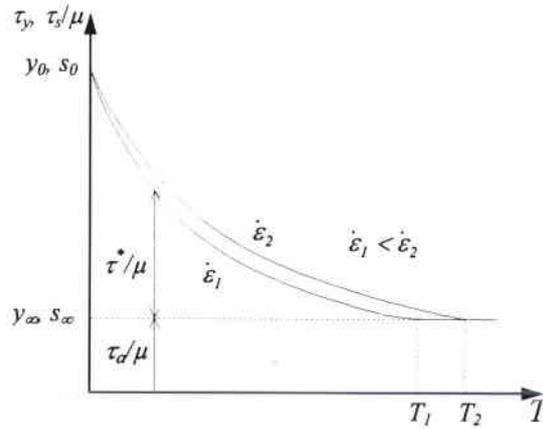


Figure I.16 - Partition de la contrainte d'écoulement.

Les équations (I.54) et (I.95) nous permettent d'écrire :

$$\begin{cases} \hat{\tau}_y^* = (y_0 - y_\infty) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\kappa \hat{T} \ln \left(\frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right) \right] \\ \hat{\tau}_s^* = (s_0 - s_\infty) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\kappa \hat{T} \ln \left(\frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right) \right] \end{cases} \quad (\text{I.96})$$

$$\text{De plus, à } T = 0, \begin{cases} \hat{\tau}_y = y_0 = \hat{\tau}_y^* + \hat{\tau}_y^{ah} \\ \hat{\tau}_s = s_0 = \hat{\tau}_s^* + \hat{\tau}_s^{ah} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \hat{\tau}_y^* \Big|_{T=0} = y_0 - y_\infty \\ \hat{\tau}_s^* \Big|_{T=0} = s_0 - s_\infty \end{cases} \quad (\text{I.97})$$

y_0 et s_0 représentent respectivement la limite d'élasticité (rapportée au module de cisaillement) et la contrainte de saturation (rapportée au module de cisaillement) à température nulle.

De plus, l'équation (I.59) nous montre que s_0 correspond également à la valeur de la contrainte d'écoulement adimensionnée au point de transition entre les mécanismes thermiquement activés et de frottement visqueux (Fig. I.17).

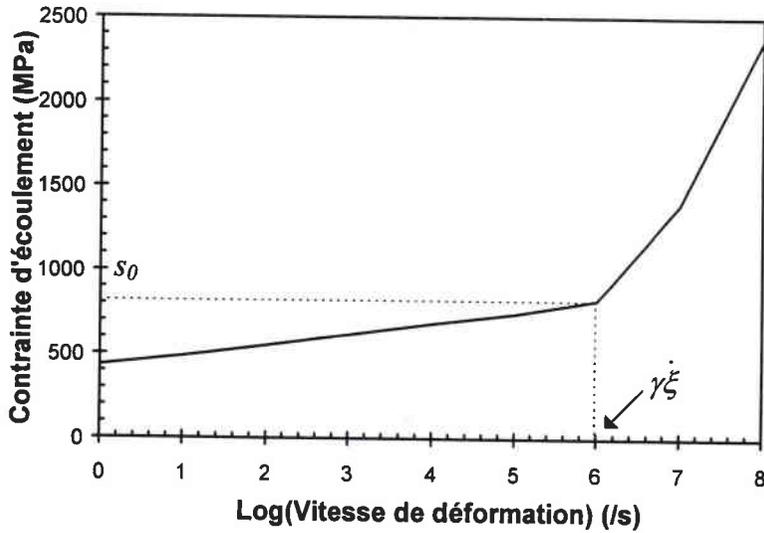


Figure I.17 - Modèle PTW : contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation. Transition vers le frottement visqueux - Cas du tantale à $T = 293 \text{ K}$ et $\varepsilon^p = 0.15$.

III.2.1.3 - Sensibilité à la vitesse de déformation

Dans le domaine d'activation thermique et à la fonction erreur près, la pente de la courbe $\hat{\tau}_{y,s} = f[\ln(\dot{\varepsilon})]$ est directement reliée au paramètre κ (Fig. I.18) :

$$\frac{\partial \hat{\tau}_y}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} = (y_0 - y_\infty) \kappa \hat{T} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \hat{\tau}_s}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} = (s_0 - s_\infty) \quad (\text{I.98})$$

La sensibilité à la vitesse de déformation du modèle est donc représentée par κ

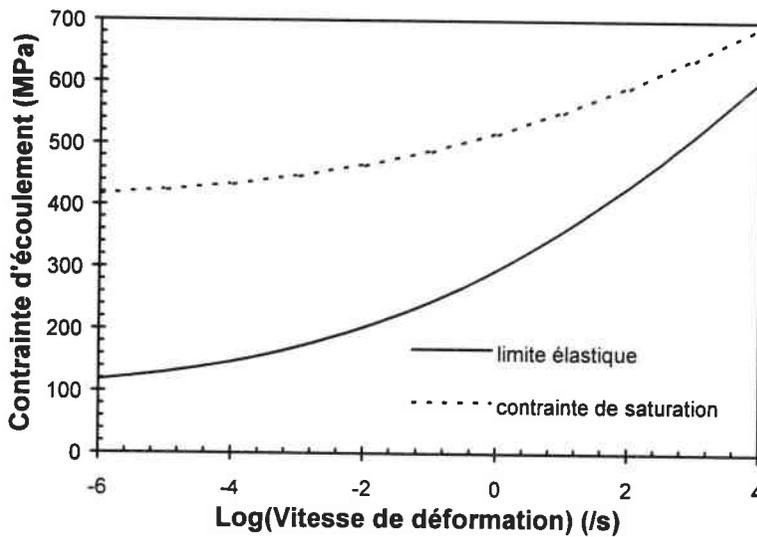


Figure I.18 - Contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation dans le domaine d'activation thermique. Cas du tantale à $T = 293 \text{ K}$.

Par identification avec une loi de Boltzmann (cf. (I.14)), κ peut être relié à l'énergie d'activation ΔG_0 suivant :

$$\kappa = \frac{T_f}{\Delta G_0} k, \quad k \text{ étant la constante de Boltzmann} \quad (\text{I.99})$$

III.2.1.4 - Sensibilité à la température

La température intervient tout d'abord dans le modèle PTW à travers le module de cisaillement μ et le paramètre ξ . Hormis ces deux variables, la sensibilité à la température est liée aux coefficients κ et γ (Fig. I.19).

Ces deux coefficients fixent en premier lieu la position du palier athermique à une température ou une vitesse de déformation donnée. De plus le paramètre γ permet de définir la valeur de vitesse de déformation pour laquelle apparaît la transition dans le comportement du matériau vers les mécanismes de frottement visqueux (cf. (I.59)). Cette valeur caractéristique est égale à $\gamma \dot{\xi}$ (Fig. I.17).

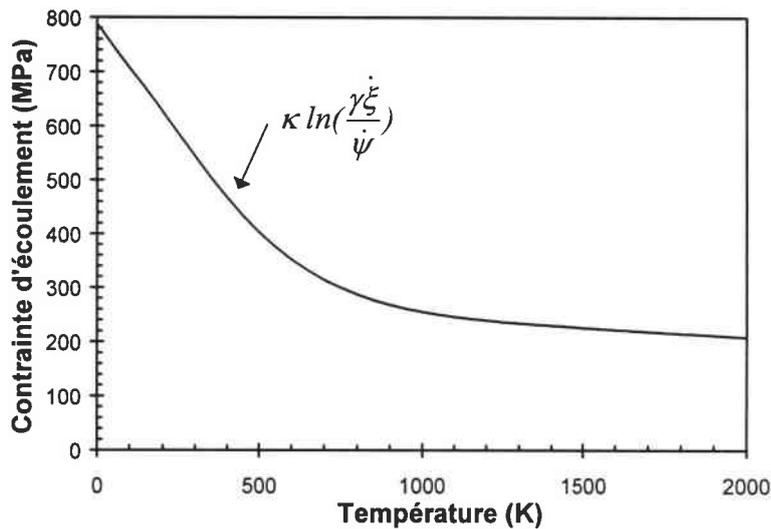


Figure I.19 - Modèle PTW : contrainte d'écoulement en fonction de la température. Cas du tantale à $\dot{\epsilon} = 1000 \text{ s}^{-1}$ et $\epsilon^p = 0.2$.

III.2.1.5 - Comportement aux grandes vitesses de déformation

Le comportement du matériau au delà de la transition est évalué de façon plus empirique à l'aide d'une loi puissance en $\dot{\epsilon}$. Les trois coefficients spécifiques du comportement aux grandes vitesses de déformations sont β pour la contrainte de saturation, γ_1 et γ_2 pour la limite élastique.

III.2.1.6 - Ecrouissage

Outre la limite d'élasticité et la contrainte de saturation, la loi de Voce dont s'inspire initialement les auteurs, incorpore dans sa formulation le coefficient θ , définissant le taux d'écrouissage initial (à déformation plastique nulle), soit la pente à l'origine des courbes contrainte-déformation. Dans le cadre du modèle, cette valeur est constante et donc indépendante de la température et de la vitesse de déformation (Fig. I.20).

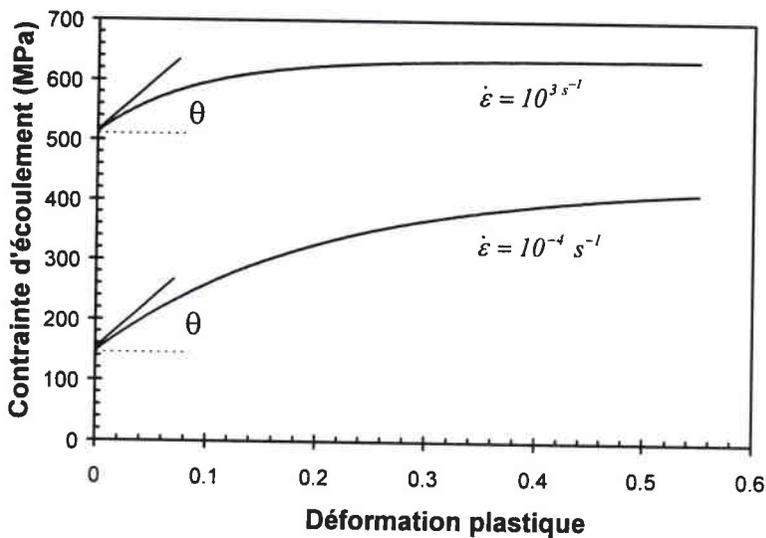


Figure I.20 - Modèle PTW : Contrainte d'écoulement en fonction de la déformation plastique. Cas du tantale à $T = 293K$ pour deux vitesses de déformation.

Pour les matériaux de structure cristallographique non cubique centré, Preston et al. introduisent un coefficient d'écrouissage supplémentaire p , afin de tenir compte de la décroissance moins rapide du taux d'écrouissage vers zéro lorsque la contrainte appliquée tend vers la contrainte de saturation. Ce coefficient n'a pas de réel signification physique.

III.2.2 - Influence des coefficients sur la réponse plastique du matériau

L'objectif de cette partie est d'évaluer l'influence d'une variation arbitraire de chacun des coefficients du modèle PTW sur la contrainte d'écoulement du matériau. Ce travail nous permettra de quantifier l'erreur commise sur la modélisation de la contrainte à partir des incertitudes inhérentes à la détermination de chacun des coefficients.

La méthode utilisée consiste à imposer une variation de +10% sur la valeur de chacun des coefficients et de calculer l'écart obtenu sur la contrainte d'écoulement, suivant les conditions de déformation, vitesse de déformation et température. Nous choisissons comme matériau d'étude le tantale, avec les coefficients standards déterminés par les auteurs [1.36]. Ce matériau étant de structure cristallographique cubique centré, l'influence du coefficient p n'est donc pas abordée ici.

III.2.2.1 - Partie thermiquement activée

Les coefficients intervenant dans la partie thermiquement activée sont y_0 , y_∞ , s_0 , s_∞ , κ , γ et θ . Nous allons évaluer leur influence en fonction des niveaux de déformation, vitesse de déformation et température appliqués.

III.2.2.1.1 - Influence suivant la déformation

La figure I.21 présente la variation de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation plastique lorsqu'on modifie tour à tour chacun des coefficients de +10%.

A déformation nulle, ce sont les coefficients y_0 , y_∞ et κ qui exercent la plus forte influence sur la contrainte d'écoulement. Cette constatation paraît logique, puisqu'ils interviennent dans la formulation de la limite d'élasticité dans la partie thermiquement activée. Lorsque la déformation augmente, s_0 et s_∞ prennent le relais et leur influence devient prépondérante par rapport à y_0 et y_∞ , tandis que l'effet de κ reste quasiment constant. Dans ce cas, les coefficients associés à la contrainte de saturation jouent un rôle majeur. En ce qui concerne θ et γ , leur variation n'influence que faiblement ($< 2\%$) la contrainte. L'effet de γ reste constant quelque soit la déformation, tandis que l'action maximale de θ se produit plutôt aux faibles déformations.

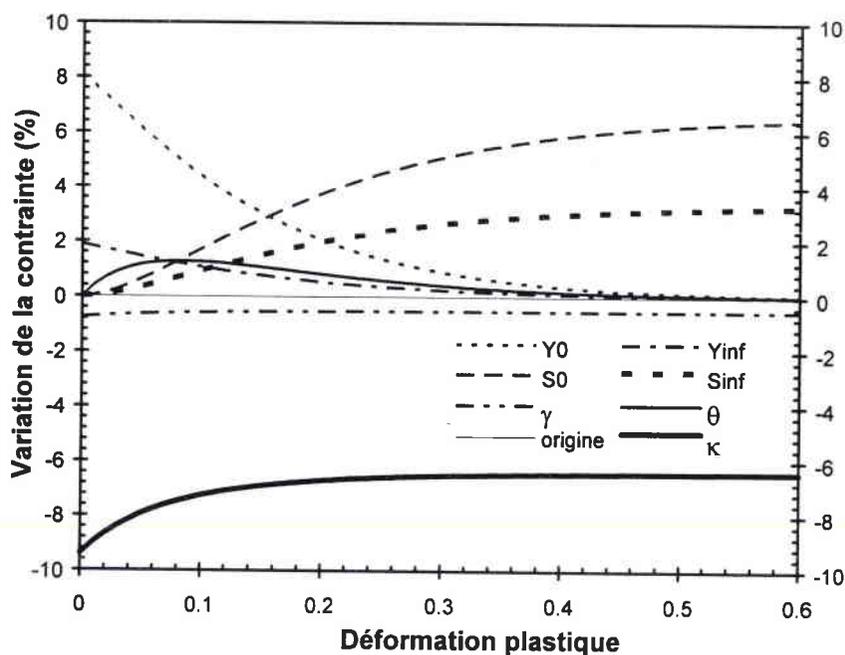


Figure I.21 - Variation de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation pour une modification de +10% de chacun des coefficients du modèle PTW.
Cas du tantale à $\dot{\epsilon} = 1000 \text{ s}^{-1}$ et $T = 293 \text{ K}$.

III.2.2.1.2 - Influence suivant la vitesse de déformation

Les variations de la contrainte d'écoulement suivant la vitesse de déformation sont tracées dans la figure I.22.

Pour des vitesses de déformation de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} , nous sommes proches du palier athermique. Une variation des coefficients y_∞ et s_∞ , représentatifs de la contrainte athermique, entraîne alors naturellement une forte influence sur la contrainte d'écoulement. Au contraire, lorsqu'on s'approche du point de transition vers le comportement à grandes vitesses ($\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$), ce sont s_0 et y_0 qui jouent un rôle dominant. Entre ces deux vitesses extrêmes, c'est à dire lorsque la contrainte est thermiquement activée, nous retrouvons la forte fluctuation de la contrainte d'écoulement inhérente à la variation de κ . Le taux d'écrouissage diminuant avec la vitesse de déformation, il en est de même pour l'influence du coefficient d'écrouissage θ . Enfin, l'action de γ sur la contrainte reste faible et quasiment constante quelle que soit la vitesse de déformation (une augmentation de 10% de γ diminue la contrainte de moins de 0.6 %)

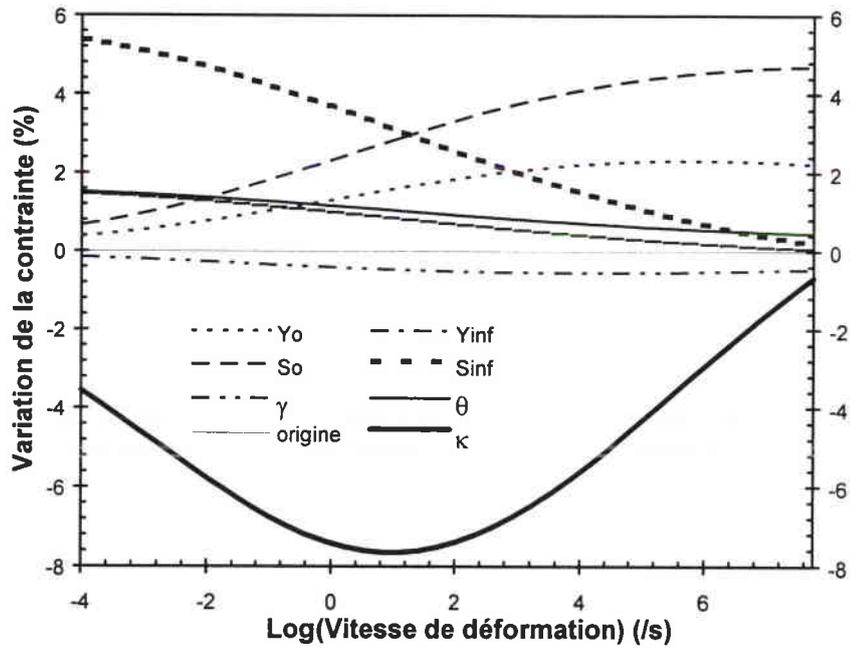


Figure I.22 - Variation de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation pour une modification de +10% de chacun des coefficients du modèle PTW. Cas du tantale à $\varepsilon^p = 0.2$ et $T = 293 K$.

III.2.2.1.3 - Influence suivant la température

L'influence de la variation des différents coefficients sur la contrainte en fonction de la température est représentée par la figure I.23.

L'équivalence temps-température conduit à des conclusions identiques au paragraphe précédent. Le palier athermique est atteint aux températures élevées (ou vitesses de déformation faibles), alors que le rapprochement vers le point de transition s'effectue aux basses températures (ou grandes vitesses de déformation). Le rôle de chacun des coefficients reste alors inchangé suivant que l'on se trouve sur le palier athermique, la partie thermiquement activée ou au voisinage de la transition vers le comportement visqueux.

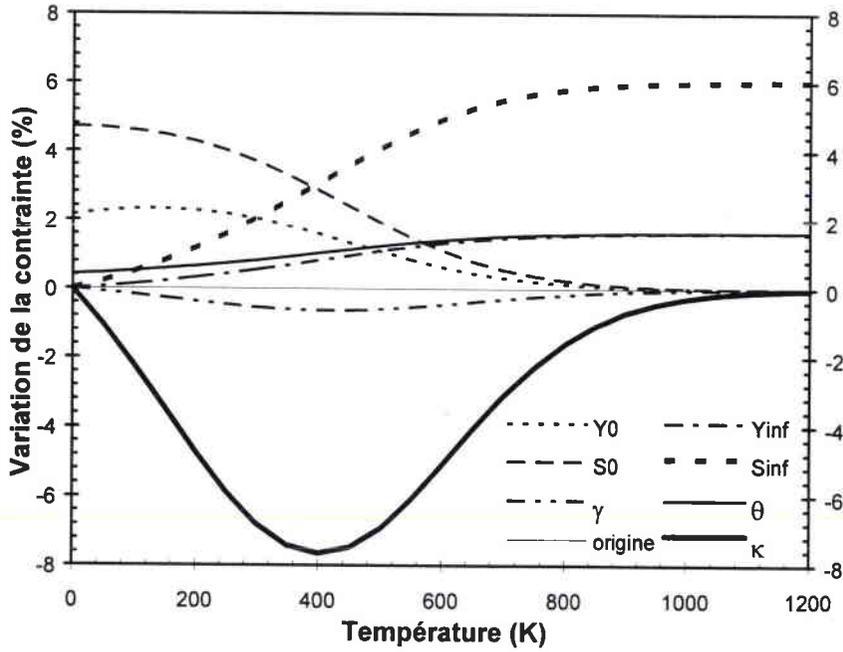


Figure I.23 - Variation de la contrainte d'écoulement en fonction de la température pour une modification de +10% de chacun des coefficients du modèle PTW. Cas du tantale à $\varepsilon^p = 0.2$ et $\dot{\varepsilon} = 1000 \text{ s}^{-1}$.

III.2.2.2 - Grandes vitesses de déformation

Dans le modèle PTW, quatre coefficients déterminent l'évolution de la contrainte d'écoulement aux grandes vitesses de déformation : ce sont y_1 , y_2 , s_0 et β . Les deux premiers rendent compte d'un maximum local dans la sensibilité à la vitesse de déformation de la limite élastique, et les deux derniers de la transition dans le comportement de la contrainte de saturation vers les phénomènes de frottement visqueux.

Les coefficients du modèle ayant été déterminés par les auteurs pour un certain nombre de matériaux (cf. Tableau I.3 §II.2.4), nous constatons que dans la plupart des cas, nous avons $y_1 = s_0$ et $\beta < y_2 < 1$. Dans ce cas et d'après l'expression (I.60), les coefficients y_1 et y_2 restent inopérants après la transition. En effet, au niveau et après la transition, nous avons

$$\gamma \dot{\xi} \leq \dot{\varepsilon} \Rightarrow y_1 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\xi}} \right)^{y_2} \geq s_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\xi}} \right)^\beta, \text{ ce qui conduit d'après (I.57-58) et (I.60) à } \tau_y = \tau_s = \tau$$

(comportement plastique parfait). En fait, mis à part pour le cuivre, y_1 et y_2 jouent un rôle mineur juste avant d'atteindre la transition. Nous ne les prenons donc pas en compte par la suite.

Après la transition, la température n'intervient qu'au travers du module de cisaillement. La contrainte d'écoulement est alors dépendante en majeure partie de la vitesse de déformation. La figure I.24 nous montre l'influence d'une variation de s_0 , γ , β et θ sur la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation.

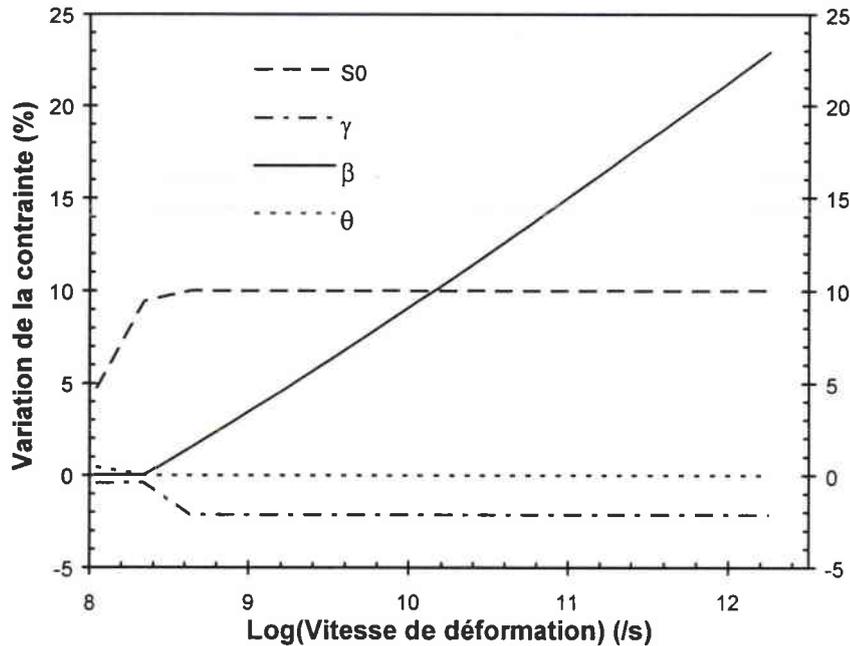


Figure I.24 - Influence des coefficients "grandes vitesses" du modèle PTW sur la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation. Cas du tantale à $\varepsilon^p = 0.2$ et $T = 293 K$.

Au vu de cette figure, nous pouvons constater qu'une augmentation de 10 % de la valeur de β peut conduire à une variation de plus de 20 % sur la contrainte d'écoulement aux très grandes vitesses de déformation. En ce qui concerne le coefficient s_0 , sa variation entraîne une modification de la contrainte dans les mêmes proportions. Enfin, dans ce domaine de vitesse de déformation, la contrainte d'écoulement étant égale à la contrainte de saturation, la contribution du coefficient d'écrouissage θ est nulle.

III.2.2.3. - Conclusion

Chaque coefficient du modèle PTW possède une zone d'influence prépondérante en rapport avec sa signification physique :

- s_0 et y_0 agissent principalement au voisinage de la zone de transition, soient aux grandes vitesses de déformation ou aux basses températures,
- s_∞ et y_∞ opèrent dans la partie athermique, soient aux faibles vitesses de déformation ou hautes températures,

- κ et γ interviennent essentiellement lorsque la contrainte est thermiquement activée, soient aux vitesses de déformation et températures moyennes,
- θ agit dans tout le domaine situé avant la transition vers les phénomènes de frottement visqueux,
- β prévaut après le point de transition, soient aux très grandes vitesses de déformation.

Parmi tous ces coefficients, κ (et γ dans une moindre mesure) apparaît comme déterminant dans tout le domaine situé entre la partie athermique et la transition vers le frottement visqueux, quel que soit le niveau de déformation, vitesse de déformation et température. En effet, dans ce domaine, une variation de κ entraîne une variation du même ordre de la contrainte d'écoulement. Les courbes présentées ci-avant nous montrent également qu'une erreur simultanée sur les deux coefficients s_0 et s_∞ occasionne une erreur similaire sur la modélisation de la contrainte d'écoulement dans tout le domaine de validité du modèle, et ce pour toute déformation, vitesse de déformation et température. Une attention particulière devra donc être portée à la détermination de ces quatre coefficients.

III.2.3 - Détermination des coefficients du modèle

La détermination des coefficients du modèle PTW nécessite l'obtention de données expérimentales spécifiques pour chaque coefficient. Cette détermination peut être réalisée de manière logique en s'appuyant sur les observations faites précédemment.

- Avant toute chose, il faut évaluer l'influence de la température sur le module de cisaillement.
- Ensuite, des essais à basse vitesse de déformation ou à haute température permettent de déterminer les paramètres s_∞ et γ_∞ liés au palier athermique.
- Pour obtenir les coefficients s_0 et γ_0 , représentatifs respectivement de la limite élastique et de la contrainte de saturation à une température de 0 K , il faut effectuer des essais à différentes températures et à vitesse de déformation constante, dans le domaine d'activation thermique, afin d'extrapoler ces résultats à 0 K .
- L'étude de l'influence de la vitesse de déformation à température donnée dans le domaine d'activation thermique nous permet d'évaluer les coefficients κ et γ .
- Le taux d'écrouissage initial θ peut être obtenu grâce à l'ensemble des essais effectués précédemment.
- Afin d'atteindre le domaine où les mécanismes de frottement visqueux entrent en ligne de compte, une expérience à une vitesse de déformation supérieure à $\gamma\xi$ s'avère nécessaire. Cet essai nous donnera le coefficient β .

A travers l'étude de ses coefficients, nous avons montré la forte influence que peut avoir la modélisation de la contrainte de saturation τ_s sur la réponse plastique du matériau, quelles que soient les conditions de sollicitation. Outre des essais à températures et vitesses de déformation judicieusement choisis, la détermination des constantes de τ_s oblige donc à disposer d'expériences spécifiques capables d'atteindre les grandes déformations dans tout le domaine de vitesse de déformation visé.

III.3 - Analyse critique du modèle

La formulation du modèle PTW, bien que très complète quant à la prise en compte des mécanismes de déformation, n'est pas exempte de certaines critiques. Nous allons les aborder ici ainsi que quelques points du modèle qu'il nous semble important de préciser afin d'effectuer certains choix qui vont conditionner la suite de l'étude. Ces précisions concernent notamment le choix du critère d'équivalence à utiliser et l'importance des variables d'adimensionnement (μ , T_f et ξ).

III.3.1 - Choix du critère d'équivalence

Dans sa forme initiale, le modèle de Preston-Tonks-Wallace propose une loi reliant la contrainte d'écoulement en cisaillement τ à la déformation plastique équivalente ε^p . Le travail plastique est alors égal à $2\tau\Delta\varepsilon$. Cette formulation est compatible avec l'utilisation du critère d'équivalence de Tresca en cisaillement pur (cf. Tableau I.2 §II.1). Cependant, la plupart des études "matériaux" utilisant des données en compression associées à un critère d'équivalence de Von Mises, nous allons figer la formulation du modèle en compression, indépendamment du critère d'équivalence en posant :

$$\sigma = 2\mu\hat{\tau} \quad (I.100)$$

où σ représente la contrainte d'écoulement en compression uniaxiale.

Par la suite, les résultats en cisaillement dépendront du critère d'équivalence choisi. Nous aurons par exemple $\tau = \mu\hat{\tau}$ en prenant le critère de Tresca et $\tau = (2/\sqrt{3})\mu\hat{\tau}$ si l'on suit le critère de Von Mises.

III.3.2 - Paramètres d'adimensionnement

Le modèle PTW rend adimensionnelles les trois variables d'état σ , $\dot{\epsilon}$ et T à l'aide de trois grandeurs que sont le module de cisaillement μ , la température de fusion T_f et "l'inverse du temps nécessaire à une onde de cisaillement pour traverser une cellule unité du matériau" $\dot{\xi}$. Les auteurs proposent une évolution de μ et T_f en fonction de la température et de la pression isostatique (au travers de la masse volumique), tandis que $\dot{\xi}$ est dépendant du module de cisaillement, de la masse volumique et de la masse atomique du matériau considéré (cf. expression (I.50)).

La déformation plastique étant un phénomène isochore, et les domaines de pression rencontrés dans cette étude étant relativement faibles ($\leq 10 \text{ GPa}$), nous posons les restrictions suivantes :

- les valeurs de T_f et $\dot{\xi}$ sont des constantes intrinsèques au matériau,
- le module de cisaillement μ ne dépend que de la température appliquée.

Pour chaque matériau, l'optimisation des coefficients du modèle se fera donc avec une loi de module prédéterminée et pour des valeurs figées de T_f et $\dot{\xi}$.

III.3.3 - Points critiques du modèle

Toutes les observations effectués précédemment nous autorisent à formuler quelques restrictions concernant certains points du modèle.

III.3.3.1 - Domaine thermiquement activé

Dans le domaine thermiquement activé, le modèle prévoit un taux d'érouissage initial θ constant. Or, de nombreux auteurs montrent que ce taux d'érouissage initial varie, notamment avec la vitesse de déformation [I.7], [I.23], [I.24], [I.52]. Enfin, le choix de la fonction erreur dans les expressions de la limite d'élasticité et de la contrainte de saturation peut être contesté, car il procède uniquement de considérations mathématiques afin d'obtenir des conditions aux limites correctes.

III.3.3.2 - Domaine des grandes vitesses de déformation

Dans ce domaine de sollicitation, les phénomènes de frottements visqueux contrôlent le mouvement des dislocations et donc la déformation plastique.

Le passage des mécanismes thermiquement activés aux mécanismes de traînage visqueux se traduit dans le modèle par une discontinuité dans la relation mathématique liant la contrainte aux autres variables d'état. Physiquement, il paraît peu probable qu'un changement de mécanismes de déformation aussi brutal intervienne. Au niveau du point de transition, on peut imaginer que les deux mécanismes agissent simultanément, et un modèle de type Steinberg-Lund (cf. §II.2.1.2) restituerait alors plus correctement cette zone de transition.

De plus, après le point de transition, les auteurs, se basant sur la théorie de Wallace pour les chocs forts [I.39], [I.40], posent l'égalité entre la contrainte d'écoulement et la contrainte de saturation. Dans ce cas, l'écroûissage devient nul et le comportement s'apparente à un comportement plastique parfait dépendant de la vitesse de déformation. Peu de références font état d'un tel comportement aux grandes vitesses de déformation [I.52].

Enfin, nous avons montré que les deux coefficients y_1 et y_2 apparaissant dans l'expression de la limite élastique jouent un rôle relativement peu important si l'on se réfère aux valeurs données par les auteurs pour un certain nombre de matériaux (Tableau I.3 §II.2.4). Leur zone d'influence se situe juste avant le point de transition si la température est suffisamment élevée. Prenons l'exemple du tantale et traçons la limite d'élasticité en fonction de la vitesse de déformation à deux températures différentes (Fig. I.25).

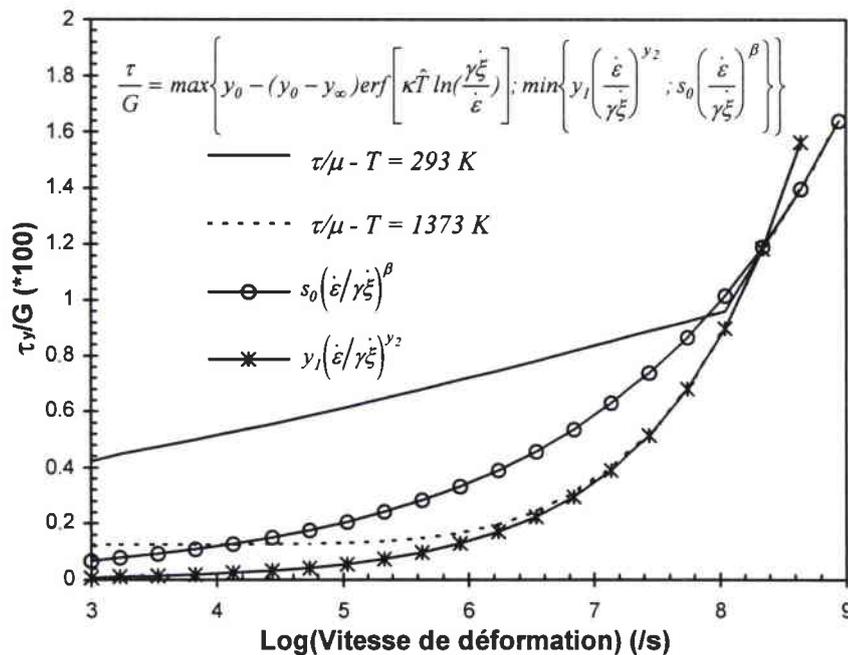


Figure I.25 - Limite d'élasticité du tantale en fonction de la vitesse de déformation à 293 et 1373 K. Modèle PTW avec les coefficients standards.

A 293 K, la partie thermiquement activée de la limite d'élasticité agit jusqu'à la transition où la modélisation en $s_0 \left(\dot{\epsilon} / \gamma \dot{\xi} \right)^p$ prend le relais. Dans ce cas, les coefficients y_1 et y_2 n'interviennent pas. Par contre, à 1373 K, ces deux coefficients entrent en ligne de compte entre $5.5 \cdot 10^7 s^{-1}$ et $4.4 \cdot 10^8 s^{-1}$. Leur influence est donc quasi-nulle dans ce cas. A priori, y_1 et y_2 ont été introduits de façon à restituer un « maximum local » dans la sensibilité à la vitesse de déformation du cuivre. Nous les considérons donc comme un artefact sans réelle signification physique.

III.4 - Conclusion

La loi de comportement de Preston-Tonks-Wallace s'efforce d'associer la théorie et la physique du mouvement des dislocations aux observations expérimentales afin de restituer au mieux la réponse plastique de solides soumis à des sollicitations dynamiques. Malgré les quelques restrictions mentionnées précédemment, il en résulte un modèle ambitieux comportant onze coefficients adimensionnels, et apte à couvrir un large domaine de déformation, vitesse de déformation et température.

Avant toute utilisation du modèle, il est évidemment nécessaire de disposer d'un jeu de coefficients associé au matériau d'étude. La détermination de ces constantes ne peut être effectuée qu'à l'aide de résultats expérimentaux obtenus au moyen de techniques expérimentales adaptées. Nous présentons dans la partie suivante quelques uns des moyens les plus répandus et utilisés dans le cadre de notre étude.

IV - TECHNIQUES EXPERIMENTALES ASSOCIEES

La connaissance et l'analyse des propriétés mécaniques des matériaux **aux grandes vitesses de déformation** font appel à l'utilisation de techniques expérimentales spécifiques (Fig. I.26). Ces différents essais dynamiques peuvent être classés en deux catégories :

- les essais dits de « caractérisation », qui permettent d'une part d'atteindre un état de contrainte et de déformation uniforme et homogène au sein du matériau, et d'autre part de pouvoir déterminer les valeurs de ces contraintes et déformations au cours du temps. Dans le cadre de ces expériences, les trajets de chargement obtenus sont simples. Ce sont les essais de type barres d'Hopkinson en traction uniaxiale, compression uniaxiale ou torsion pure,

- les essais dits de « validation », auxquels sont associés des états de chargement plus complexes, et en général non homogène. A ces essais sont liées des mesures de vitesses de surface libre (impact de plaques) ou de profil final (test de Taylor) qui ne

permettent pas d'accéder aux contraintes et déformations appliquées à l'échantillon. Ce type d'expérience s'avère pourtant nécessaire pour la validation de lois de comportement identifiées à partir des résultats obtenus à l'aide des essais de caractérisation.

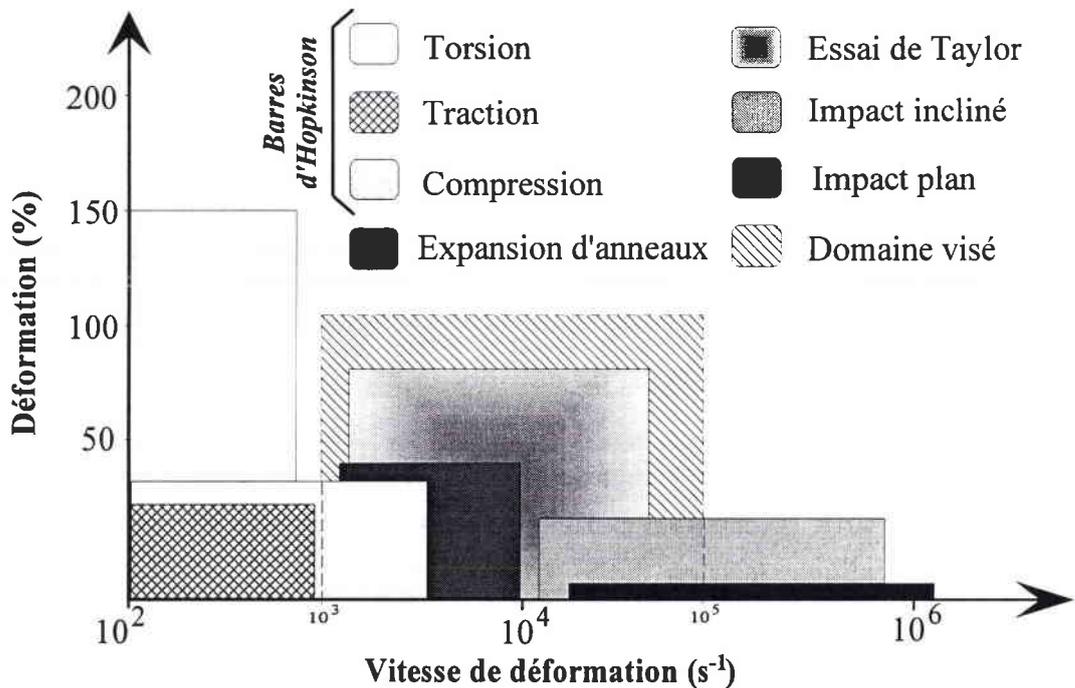


Figure I.26 - Représentation schématique des domaines de sollicitation des essais dynamiques classiques.

Nous présentons dans la quatrième partie de ce chapitre trois techniques expérimentales appartenant aux deux catégories précédemment citées, couramment rencontrés en dynamique des matériaux et dont les résultats nous permettront d'identifier et de valider les lois de comportement choisies dans le cadre de ce travail. Il s'agit de la méthode des barres de Hopkinson, de l'essai d'expansion d'anneaux et du test de Taylor.

IV.1 - Les essais Hopkinson

La technique des barres de Hopkinson est une des techniques expérimentales les plus couramment utilisées pour la **caractérisation dynamique des matériaux**. Elle repose sur l'hypothèse de la propagation non dispersive d'une onde de barre élastique et permet d'atteindre la force appliquée et le déplacement de l'extrémité d'une barre en contact avec l'échantillon.

B. Hopkinson, en 1914 [1.53], fut le précurseur dans l'étude du profil d'une onde élastique se propageant dans un barreau cylindrique à section circulaire. Le montage de Hopkinson permettait de déterminer l'amplitude et la durée d'une impulsion générée par un

choc sur une extrémité du barreau à l'aide d'un pendule balistique. Davies en 1948 [I.54], puis Kolsky en 1949 [I.55] reprennent les travaux de Hopkinson et parviennent, grâce à l'utilisation de jauges de déformations, à relier le déplacement de l'extrémité du barreau à son état de contrainte au cours du temps. Kolsky donne notamment la forme actuelle au dispositif, qui permet de déterminer les déformations et les contraintes dynamiques auxquelles est soumis un échantillon intercalé entre deux barres (état de compression uniaxiale).

On trouve maintenant plusieurs essais dérivés de l'essai Hopkinson en compression. Nous présentons dans la suite de ce paragraphe les trois types d'essais Hopkinson mis en oeuvre au cours de cette étude.

IV.1.1 - L'essai Hopkinson de compression

Le dispositif expérimental, représenté sur la figure I.27, est constitué d'un projectile, d'une barre d'entrée, de l'échantillon et d'une barre de sortie. En général, les barres d'entrée et de sortie sont identiques (section droite A , masse volumique ρ , module d'Young E). Ces barres sont instrumentées à l'aide de ponts de jauges extensométriques chargés de mesurer les déformations longitudinales aux sections S_1 et S_2 .

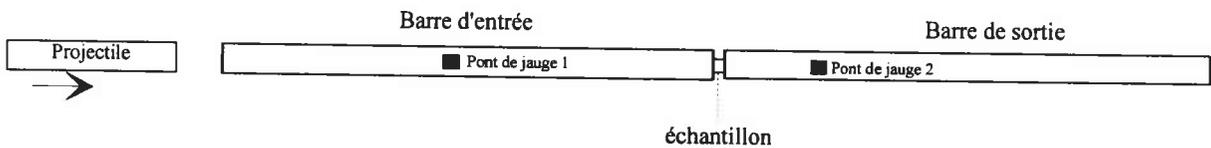


Figure I.27 - Barres de Hopkinson en compression.

Au cours d'un essai, le projectile vient impacter la barre d'entrée générant ainsi une onde de compression élastique (ϵ_I) se propageant vers l'éprouvette. Une partie de l'onde (ϵ_R) est ensuite réfléchiée à l'interface barre d'entrée/éprouvette, l'autre partie étant transmise à l'éprouvette puis à la barre de sortie (ϵ_T) (Fig. I.28).

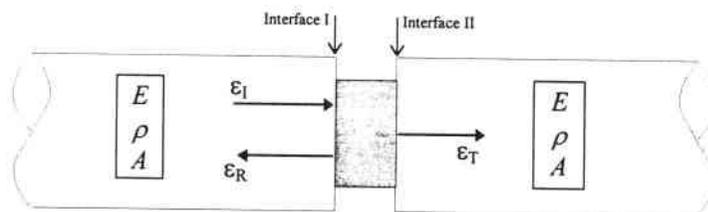


Figure I.28 - Echantillon placé entre les barres d'entrée et de sortie.

Les positions des sections S_1 et S_2 sont déterminées de telle sorte que l'onde réfléchie ne vienne pas se superposer à l'onde incidente sur l'intervalle de temps nécessaire à l'observation des phénomènes étudiés.

A partir des signaux mesurés et grâce à la théorie unidimensionnelle de la propagation d'une onde élastique dans un barreau infini, nous pouvons évaluer les forces et les déplacements appliqués aux extrémités de l'éprouvette, sous certaines hypothèses :

- le comportement des barres reste élastique,
- la déformation longitudinale des barres reste constante sur une section,
- l'inertie radiale est négligeable.

Les forces F_I et F_{II} appliquées aux interfaces s'écrivent alors :

$$\begin{cases} F_I = AE(\varepsilon_I + \varepsilon_R) \\ F_{II} = AE\varepsilon_T \end{cases} \quad (\text{I.101})$$

La vitesse de déformation de l'échantillon d'épaisseur e est égale à :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{c(\varepsilon_R - \varepsilon_I + \varepsilon_T)}{e} \quad (\text{I.102})$$

où c est la célérité de l'onde dans les barres.

En supposant un état quasi équilibré de l'échantillon, c'est à dire si l'onde a effectué un nombre d'aller-retours suffisant au sein de ce dernier, les forces F_I et F_{II} sont égales. Il est alors plus simple de déterminer la force appliquée en utilisant l'onde transmise :

$$F = AE\varepsilon_T \quad (\text{I.103})$$

De même, l'expression de la vitesse de déformation devient :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{2c\varepsilon_R}{e} \quad (\text{I.104})$$

Les contraintes et déformations au sein de l'échantillon découlent alors directement de l'expression de F et $\dot{\varepsilon}$.

Finalement, l'interprétation correcte des mesures est soumise au respect d'un certain nombre de conditions :

- les barres d'entrée et de sortie sont supposées parfaitement élastique,
- l'épaisseur e de l'échantillon doit être assez faible pour supposer un état de contrainte et déformation homogène sur la longueur (établie après quelques allers-retours de l'onde de compression dans l'échantillon),
- l'état de contrainte dans l'éprouvette est uniaxial, et les effets d'inertie axiale et radiale sont minimes.

Lorsque les contraintes tangentielles aux interfaces deviennent non négligeables, l'échantillon ne se déforme plus de façon homogène et prend une forme dite « tonneau ». Dans ce cas, la condition d'uniaxialité de la contrainte n'est pas respectée et le traitement classique des données n'est plus valable. L'effet tonneau peut être évité ou minimisé en lubrifiant les interfaces barres/éprouvette.

La technique des barres de Hopkinson en compression permet d'obtenir des vitesses de déformation comprises en général entre 100 et 5000 s^{-1} , pour des déformations homogènes $< 30\%$ (suivant les matériaux).

IV.1.2 - L'essai Hopkinson de traction

Le système de traction dynamique utilisé dans le cadre de cette étude est une machine de traction de type "Arbalète". Cette machine est constituée de deux rails parallèles entre lesquels se déplace un projectile en acier maraging. L'éprouvette à tester est fixée à une de ses extrémités à un dynamomètre et à l'autre extrémité à une tête mobile. Au cours de l'essai, le projectile mis en mouvement avec une vitesse de l'ordre de 5 à 40 m/s , vient heurter la tête mobile de l'éprouvette qui va se déformer plastiquement. Après la rupture de l'éprouvette, l'ensemble tête mobile-projectile est arrêté par un amortisseur hydraulique. La figure I.29 décrit schématiquement le montage expérimental.

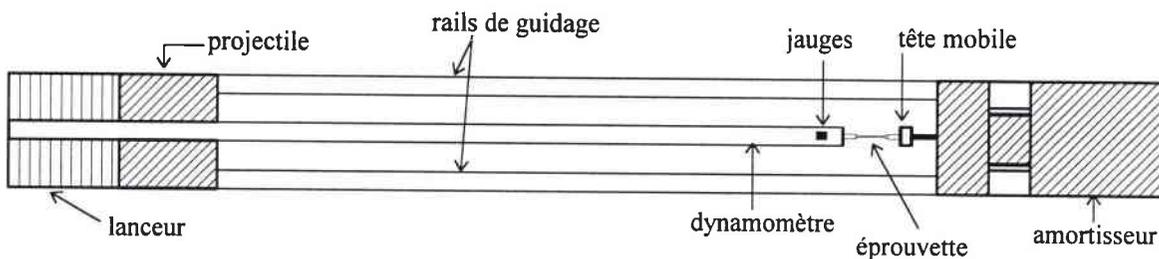


Figure I.29 - Schéma du système de traction dynamique dit "Arbalète".

Les contraintes exercées sur l'éprouvette sont déterminées à partir de l'effort mesuré à l'aide de jauges résistives collées sur le dynamomètre à quelques centimètres de l'extrémité fixe de l'éprouvette. La mesure du déplacement (et donc de la déformation) au cours du temps s'effectue à l'aide d'un extensomètre électro-optique (Zimmer-Ohg) qui convertit la distance entre deux cibles tracées sur l'éprouvette en tension analogique. Cette mesure se fait sans contact mécanique avec l'échantillon.

L'interprétation des mesures se heurte cependant à une difficulté : la non-homogénéité des déformations dans la partie utile de l'éprouvette en début d'essai, lorsque la vitesse de déformation est importante [I.25]. Le lecteur intéressé pourra se référer aux travaux de Dormeval et al. [I.56] et Regazzoni [I.25] qui analysent en détail le déroulement d'une expérience.

Ce système de traction dynamique ne constitue pas vraiment un essai Hopkinson, car les contraintes et déformations sont déterminées indépendamment l'une de l'autre sans avoir recours à la théorie de la propagation d'ondes élastiques dans les barres.

L'essai de traction dynamique permet d'atteindre des vitesses de déformation de l'ordre de 3000 s^{-1} . Les déformations homogènes obtenues sont en général assez faibles du fait de l'apparition rapide d'une localisation de la déformation (striction).

IV.1.3 - L'essai Hopkinson de torsion

Le principe de l'essai Hopkinson de torsion, dont le dispositif de chargement est décrit par la figure I.30, est similaire à celui de compression.

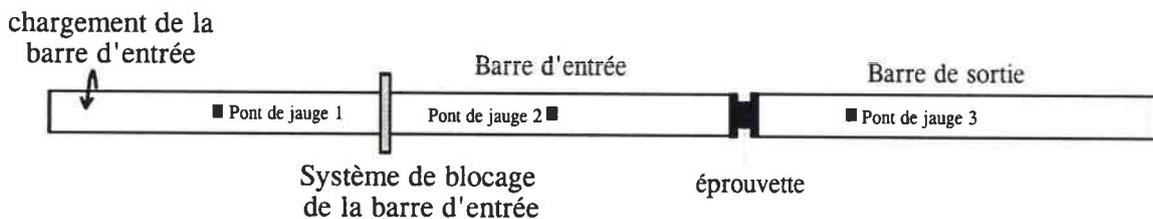


Figure I.30 - Barres de Hopkinson en torsion.

Les distinctions concernent les grandeurs mesurées, qui ne sont plus les forces $F(t)$ et les vitesses particulières $v(t)$, mais les couples $C(t)$ et les vitesses angulaires $\omega(t)$.

L'énergie élastique est emmagasinée dans la barre d'entrée en exerçant un couple à l'aide d'un dispositif de chargement par vérin rotatif. Au moment de l'essai, le système de blocage de la barre d'entrée est brusquement lâché, et une onde de torsion se propage vers l'éprouvette. A partir des mesures des déformations élastiques sur les barres d'entrée et de

sortie (signaux réfléchis (γ_r) et transmis(γ_t)), nous pouvons remonter aux expressions de la contrainte de cisaillement τ et de la vitesse de déformation en glissement $\dot{\gamma}$. Pour une éprouvette tubulaire telle qu celles utilisées au C.E.A. (Fig. I.31), nous avons :

$$\tau = \frac{\mu D^3}{16 r_{ép}^2 h_{ép}} \frac{\gamma_t}{2} \quad \text{et} \quad \dot{\gamma} = \frac{8 r_{ép} c_t}{D l_{ép}} \frac{\gamma_r}{2} \quad (\text{I.105})$$

où μ est le module de cisaillement des barres, D le diamètre des barres, c_t la célérité des ondes de torsion, $r_{ép}$ le rayon moyen de la partie tubulaire de l'éprouvette, $l_{ép}$ sa longueur et $h_{ép}$ son épaisseur (Fig. I.31).

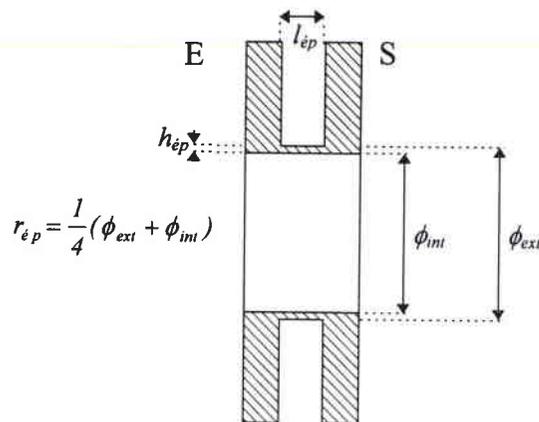


Figure I.31 - Description d'une éprouvette tubulaire.

Le rayon moyen $r_{ép}$ de l'éprouvette varie suivant le matériau à tester. Les faces E et S sont collées sur les barres, et la déformation plastique est localisée dans la partie mince de l'éprouvette.

Les expressions de τ et $\dot{\gamma}$ sont valables moyennant certaines hypothèses :

- les déformations des barres sont purement élastiques,
- le couple d'entrée est égal au couple de sortie \Rightarrow l'éprouvette atteint un état quasi-équilibré après quelques allers-retours de l'onde (une dizaine de microsecondes),
- la déformation de l'éprouvette est concentrée dans la partie fine tubulaire,
- les contraintes, déformations et vitesses de déformation sont homogènes dans l'éprouvette.

Le système des barres de Hopkinson en torsion présente certains avantages qui l'ont fait adopter par de nombreux auteurs [I.57], [I.58], [I.59], [I.60]. Cet essai permet tout d'abord de s'affranchir des oscillations dispersives dites de « Pochhammer-Chree », mais surtout **permet de contraindre les matériaux en cisaillement**, qui est le mode de sollicitation le plus pur, et **d'atteindre ainsi des grandes déformations. Cet essai génère des vitesses de déformation du même ordre de grandeur que l'essai de compression.**

Remarque

D'autres méthodes utilisant le système Hopkinson en compression permettent d'obtenir une sollicitation en cisaillement pur. Il suffit pour cela de disposer d'une géométrie d'éprouvette spécifique. Nous citerons ici les travaux d'Albertini [I.61], [I.62], [I.63], de Klepaczko [I.64], [I.65], de Gary [I.66] ou de Vecchio [I.18] avec les éprouvettes de type « chapeaux ».

IV.2 - L'essai d'expansion d'anneaux

Les essais Hopkinson sont limités à des niveaux de vitesse de déformation de l'ordre de 5000 s^{-1} . Peu d'expériences permettent d'augmenter le domaine d'étude à des vitesses de déformation plus élevées, tout en accédant aux contraintes, déformations et vitesses de déformation que subit le matériau au cours du temps. Nous pouvons néanmoins citer l'essai d'impact incliné [I.52], [I.67] ou le test d'expansion d'anneaux. C'est à ce dernier auquel nous allons nous intéresser.

IV.2.1 - Principes et diagnostics

L'essai d'expansion d'anneaux est un moyen simple et efficace de réaliser un essai de traction uniaxiale sous sollicitation dynamique. Le principe consiste à imposer à un anneau mince un processus d'expansion radiale libre. Cette expansion peut être obtenue par voie électromagnétique [I.68], [I.69], ou par détonation d'un explosif [I.70], [I.71]. Nous avons utilisé ici cette dernière méthode récemment développée au C.E.A. [I.72]. Elle présente l'inconvénient de soumettre le matériau testé à une onde de choc, mais permet de s'affranchir de la forte augmentation de température due à l'effet Joule lors d'une expansion électromagnétique.

Dans l'essai d'expansion d'anneaux, une onde de choc générée par explosif et transmise par l'intermédiaire d'un cylindre en acier, vient imposer un mouvement radial à un anneau mince (Fig. I.32).

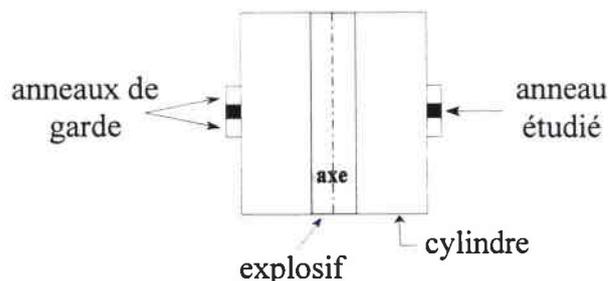


Figure I.32 - Eléments constitutifs d'un montage d'expansion d'anneaux.

Deux anneaux de garde placés de part et d'autre de l'anneau central permettent de limiter les effets de bords dus aux ondes de détentes latérales provenant des bords internes de l'anneau et ainsi de préserver l'homogénéité des contraintes et déformations au sein du matériau [I.71], [I.73]. L'anneau en expansion n'est alors soumis à aucune force extérieure, et sa vitesse décroît au cours du temps sous l'action de la contrainte d'écoulement du matériau étudié. La vitesse d'expansion radiale peut-être mesurée par Interférométrie Doppler Laser (I.D.L.). Cette technique permet d'enregistrer la vitesse d'un objet en mouvement à partir des variations de longueur d'onde d'un faisceau laser réfléchi par ce même objet. Enfin, une caméra mécano-optique ultra-rapide filme l'évolution spatiale de l'anneau en mouvement (Fig. I.33). L'annexe I.1 présente en détail le principe et la mise en oeuvre de ces deux diagnostics. La vitesse de lancement de l'anneau varie en fonction de son épaisseur, du diamètre et de la nature de l'explosif.

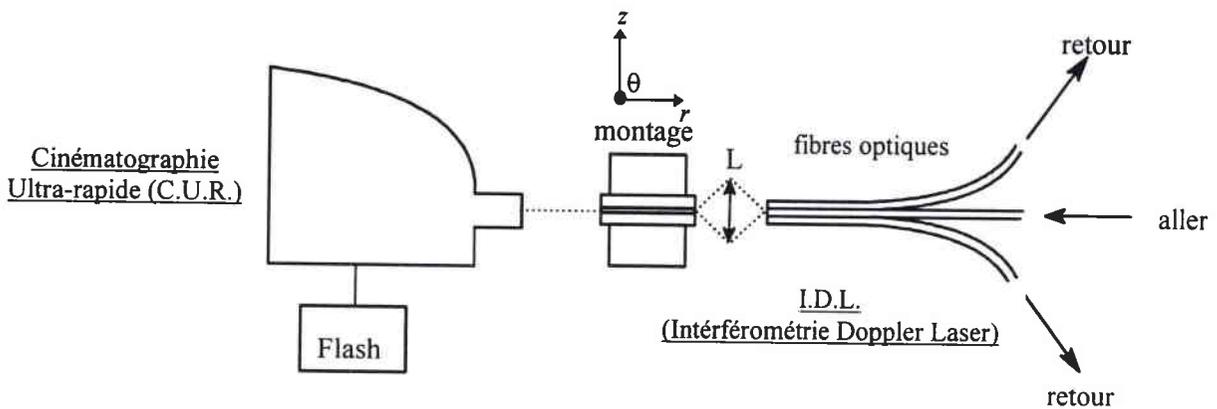


Figure I.33 - Essai d'expansion d'anneaux : diagnostics.

La pression de choc à l'interface cylindre transmetteur/anneau peut être estimée grâce aux relations de conservation relatives au comportement des matériaux sous choc, équations dites de "Rankine-Hugoniot" (cf. Annexe I.2), qui relie la pression à la vitesse d'expansion ou vitesse de surface libre par la formule :

$$P = \rho_0 D u = \frac{\rho_0 D u_s}{2} \quad (I.106)$$

- avec ρ_0 : masse volumique initiale,
 u : vitesse matérielle,
 u_s : vitesse de surface libre ($u_s = 2u$),
 D : vitesse de propagation de l'onde de choc,

$D = C_0 + Su$ où C_0 est la vitesse de propagation "isotrope" du son (vitesse de propagation des ondes dans un milieu hydrodynamique) : $C_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho_0}}$, K étant le module de compressibilité, et S un coefficient intrinsèque au matériau.

IV.2.2 - Analyse

Les hypothèses d'uniformité des déformations au sein de l'anneau et d'uniaxialité des contraintes (contraintes tangentielles) nous permettent, grâce à l'application de la relation fondamentale de la dynamique, de déterminer les paramètres rhéologiques du matériau. Pour un anneau mince, nous obtenons les relations suivantes [I.71], [I.72] :

$$\sigma_{\theta} = -\rho r \ddot{r} \quad (\text{I.107})$$

$$\varepsilon_{\theta} = \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (\text{I.108})$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta} = \frac{\dot{r}}{r} \quad (\text{I.109})$$

où ρ est la masse volumique du matériau considéré, r_0 le rayon initial de l'anneau, r , \dot{r} et \ddot{r} son rayon, sa vitesse et son accélération au cours du temps. La dérivation et l'intégration du signal de vitesse obtenu par I.D.L. donne alors accès aux contraintes, déformations et vitesses de déformation, et donc au comportement global du matériau. Dans ce type d'expériences et contrairement aux essais Hopkinson, la vitesse de déformation n'est pas constante et décroît au cours du temps. Pour un temps t donné, nous aurons donc un quadruplet $(\sigma, \varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$ donné, la température étant calculée grâce à l'expression (I.20).

Suivant le diamètre et la nature de l'explosif utilisé, des **vitesses de déformation de 10^4 s^{-1}** peuvent être atteintes **au cours d'un essai**, pour des **déformations d'environ 45 %** (sur du cuivre [I.72]).

L'expansion d'anneau par explosif peut entrer dans les deux catégories d'essais citées précédemment. Il contribue d'une part à la compréhension du comportement dynamique des matériaux par la détermination d'une courbe contrainte - déformation - vitesse de déformation [I.74] et d'autre part, il peut faire partie de la panoplie des essais de validation qui permettent d'évaluer la robustesse des différentes lois de comportement pour les grandes vitesses de déformation. Dans notre étude, nous l'utiliserons dans ces deux cas de figure.

IV.3 - Le test de Taylor

L'essai de Taylor consiste à projeter une éprouvette cylindrique sur une cible rigide. Taylor [I.75] propose de déterminer la limite élastique du matériau testé à partir de la déformée de l'échantillon après essai (Fig. I.34).

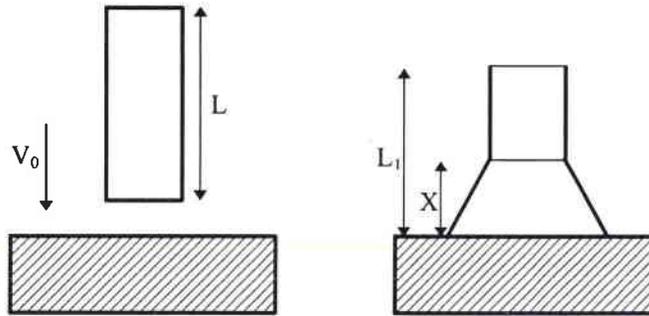


Figure I.34 - Cylindre de Taylor avant et après essai.

En supposant que la célérité de l'onde élastique dans l'échantillon soit largement supérieure à celle de l'onde plastique, que le comportement du matériau soit plastique parfait et que l'équilibre des forces soit respecté au niveau du front d'onde plastique, la limite d'élasticité s'écrit [I.75], [I.76] :

$$\sigma_y = \frac{\rho V_0^2 (L - X)}{2(L - L_1) \ln(L / X)} \quad (I.110)$$

où ρ est la masse volumique du matériau, V_0 la vitesse avant impact, L la longueur initiale de l'éprouvette, L_1 sa longueur après essai et X la partie déformée de cette même éprouvette. Cette expression simple nous donne une indication sur la valeur de la limite d'élasticité « moyenne » du matériau testé pour une vitesse d'impact donnée, mais ne permet en aucun cas de relier la contrainte à la déformation ou à la vitesse de déformation.

En fait, le test de Taylor est devenu un essai standard pour valider et comparer les différentes lois de comportement en dynamique des matériaux, et ce pour un chargement complexe. En effet, **au cours d'une expérience, des grandes déformations (~100%) et des vitesses de déformations de l'ordre de 10^4 s^{-1} sont atteintes localement dans l'échantillon.** La validation des modèles se fait par comparaisons expériences/calculs à l'aide des simulations numériques de l'essai et de la mesure de la déformée finale de l'éprouvette.

Remarque

L'influence que peut provoquer le frottement à l'interface projectile/cible représente un inconvénient majeur du test de Taylor. Ce problème disparaît si une technique dérivée dite Taylor symétrique ou « SRI » (Symmetric Rod Impact) est employée. Elle consiste à projeter un échantillon cylindrique sur un autre échantillon, de même nature et de même dimension [I.77], [I.78]. A la surface d'impact, les deux cylindres se déforment symétriquement, ce qui élimine les conditions aux limites « incertaines » à l'interface pour un essai de Taylor.

IV.4 - Synthèse

Les essais dynamiques présentés ci-dessus sont nécessaires mais pas suffisants pour déterminer et valider les coefficients des différentes lois de comportement. Il est en effet indispensable d'effectuer des expériences dans le domaine quasi statique afin de définir notamment la position précise du palier athermique, ou, par le jeu de l'équivalence temps-température de s'affranchir de la mise en oeuvre d'essais dynamiques à haute température.

Les trois modes de sollicitation que sont la compression, la traction et la torsion seront appliqués aux matériaux d'étude. La compression, de mise en oeuvre aisée et largement répandue en dynamique des matériaux, nous permettra de déterminer les constantes des modèles et de comparer nos résultats à ceux trouvés dans la littérature. La réalisation d'essais d'expansion d'anneaux pour l'obtention de données à grandes vitesses de déformation nous impose de caractériser également les matériaux en traction à des vitesses identiques aux essais de compression afin de pouvoir interpréter et intégrer ces résultats « grandes vitesses » dans le comportement global du matériau. Enfin, des essais de torsion sont également menés afin de caractériser le comportement aux grandes déformations. De plus, le rapprochement des résultats obtenus sous ces différents types de chargement nous permettra d'évaluer la validité des critères de plasticité isotropes utilisés dans la plupart des codes de calcul.

En résumé, compte tenu des moyens mis à notre disposition, le programme expérimental de notre étude va s'articuler dans un premier temps autour des essais suivants :

- essais de compression quasi statiques et dynamiques en température,
- essais de traction quasi statiques et dynamiques en température,
- essais de torsion quasi statique et dynamique à l'ambiante,
- essais d'expansion d'anneaux (traction dynamique à l'ambiante),
- tests de Taylor.

Le tableau I.4 récapitule les domaines de sollicitations susceptibles d'être atteints à l'aide de ces essais.

Type d'essais	Compression		Traction		Torsion	
	$\dot{\varepsilon}$ (s ⁻¹)	ε	$\dot{\varepsilon}$ (s ⁻¹)	ε	$\dot{\varepsilon}$ (s ⁻¹)	ε
Quasi statique	$10^{-4} - 10^{-2}$	0 - 0.3	$10^{-4} - 10^{-2}$	0 - 0.2	$10^{-4} - 10^{-2}$	0 - 1
Hopkinson	$\sim 10^3$	0 - 0.3	$\sim 10^3$	0 - 0.2	$\sim 10^3$	0 - 1
Exp. anneaux	-	-	$\sim 10^4$	0 - 0.4	-	-
Taylor	$\dot{\varepsilon} \approx 10^4 - 10^5 \text{ s}^{-1} \quad - \quad \varepsilon \sim 1$					

Tableau I.4 - Domaines de sollicitations des essais quasi statiques et dynamiques.

Parmi ces différentes expériences, le test de Taylor permet d'atteindre localement le domaine visé dans notre étude (Fig. I.26). Il nous donne cependant peu d'informations sur les relations liant la contrainte à la déformation et à la vitesse de déformation aux grandes déformations.

La définition d'un nouvel essai de validation générant un état de contrainte et de déformation homogène au sein du matériau testé, tout en accédant aux mêmes niveaux de déformation et vitesse de déformation semble alors nécessaire pour répondre aux objectifs initialement fixés.

CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que le comportement plastique des matériaux métalliques résulte principalement du mouvement, de la multiplication ou de l'annihilation de défauts du réseau : les dislocations. La contrainte appliquée nécessaire au mouvement de ces dislocations dépend directement des mécanismes de déformation mis en jeu, et donc des conditions de vitesse de déformation et de température soumises au matériau. De plus, en grandes déformations, un phénomène de saturation de la contrainte apparaît.

Après avoir analysé les principaux modèles de comportement dynamique des matériaux, de type empirique, semi-physique ou physique, il s'avère que le meilleur compromis en terme de domaine d'application, de détermination expérimentale des coefficients et de facilité d'implantation dans les codes de calculs est le modèle de Preston, Tonks et Wallace (PTW). Cette loi de comportement prend notamment en compte la saturation de la contrainte aux grandes déformations et propose également une modélisation aux très grandes vitesses de déformation.

L'examen approfondi des équations constitutives du modèle PTW nous a amené à dégager certains points importants concernant cette loi :

- les mécanismes de déformation pris en compte sont les mécanismes athermiques, thermiquement activés et de frottement visqueux,
- les coefficients intervenants dans la modélisation de la contrainte de saturation prennent une part prépondérante sur la réponse globale du matériau et ce dans tout le domaine d'application. L'évaluation la plus précise possible de la contrainte de saturation s'avère alors très importante pour pouvoir assurer au modèle des capacités prédictives intéressantes.

La détermination des constantes du modèle nécessite donc, outre des essais à différentes températures et vitesses de déformation (du quasi-statique au dynamique), des expériences spécifiques capables d'atteindre des grandes déformations dans le domaine thermomécanique le plus large possible. Parmi ces techniques, nous trouvons dans un premier temps les essais Hopkinson et le test d'expansion d'anneaux.

Après avoir calculé ses coefficients, il s'agira d'évaluer la robustesse du modèle à l'aide d'essais de validation. Or nous avons vu qu'il existe un manque au niveau des techniques expérimentales capables d'atteindre le domaine visé. Ce manque devra être comblé dans le cadre de ce travail par la mise au point d'une nouvelle expérience de validation.

Le chapitre qui suit comporte les premiers résultats obtenus à l'aide des expériences de caractérisation, qui nous permettront entre autres de déterminer les coefficients associés aux lois de comportement, et ce sur nos deux matériaux d'étude que sont l'acier Mars 190 et le tantale.

Chapitre II

***CARACTERISATION ET MODELISATION
DU COMPORTEMENT MECANIQUE
DE L'ACIER MARS 190 ET DU TANTALE***

L'objet de ce deuxième chapitre concerne l'analyse et la modélisation du comportement mécanique de nos deux matériaux d'étude : l'acier Mars 190 et le tantale. Nous nous intéressons particulièrement à l'influence de la déformation, de la vitesse de déformation, de la température ainsi que du mode de chargement sur la réponse plastique du matériau. Pour parvenir à cet objectif, nous appliquons une méthodologie identique à l'étude de l'acier Mars 190 et du tantale.

Une caractérisation « classique » en dynamique des matériaux est tout d'abord effectuée. Elle consiste à évaluer l'effet de la vitesse de déformation et du mode de chargement sur le comportement mécanique à l'aide d'essais quasi statiques et dynamiques en température sur barres de Hopkinson (compression, traction et torsion). Des expériences d'expansion d'anneaux sont également menées afin d'obtenir des valeurs de contraintes à des vitesses de déformation supérieures aux essais Hopkinson, ceci dans le but de détecter une éventuelle transition dans la sensibilité à la vitesse de déformation de nos deux matériaux.

Les résultats obtenus nous permettent de discuter de la pertinence de l'emploi d'un critère de plasticité isotrope d'une part et de déterminer les coefficients associés à différentes lois de comportement, et en particulier au modèle de Preston-Tonks-Wallace d'autre part. A partir de là, nous pouvons confronter ces modèles aux résultats expérimentaux et comparer directement leurs qualités et défauts respectifs.

Les deux premières parties de ce chapitre regroupent ainsi l'étude expérimentale de caractérisation mécanique menée respectivement sur l'acier Mars 190 et le tantale. La troisième partie nous permettra de déterminer les constantes associées aux lois de comportement à partir des résultats acquis précédemment.

I - CARACTERISATION MECANIQUE DE L'ACIER MARS 190

I.1 - Etude bibliographique

I.1.1 - Généralités sur l'acier Mars 190

L'acier Mars 190 appartient à la famille des aciers à blindage MARS élaborés par la firme Creusot-Loire Industrie. Ce sont des aciers alliés (nickel - chrome - molybdène) à haute limite d'élasticité dont les propriétés métallurgiques ont été définies afin d'optimiser leur protection balistique. Nous trouvons dans cette famille les aciers Mars 160 - 190 - 240 - 270 - 300, le chiffre correspondant à la demi-dureté Brinell.

La composition chimique de ces matériaux est ajustée à l'épaisseur de la tôle désirée afin d'obtenir la dureté correspondante à chaque type d'acier. Le tableau II.1 reporte la composition chimique du Mars 190 en fonction de l'épaisseur de plaque voulue.

Epaisseur (mm)	C	Si	Mn	S	P	Cr	Mo	Ni	Al
$e \leq 60$	≤ 0.30	0.15/0.40	0.60/1.10	≤ 0.005	≤ 0.010	0.30/1.70	0.35/0.55	0.25/1.85	≤ 0.08
$60 < e \leq 130$	≤ 0.32	0.15/0.40	0.35/0.70	≤ 0.005	≤ 0.010	1.15/1.60	0.40/0.60	1.75/2.30	≤ 0.05
$130 < e \leq 500$	≤ 0.32	0.15/0.40	0.25/0.80	≤ 0.005	≤ 0.010	1.50/2.20	0.40/0.70	2.0/3.8	≤ 0.05

Tableau II.1 - Composition chimique de l'acier Mars 190. Analyse à la coulée en % [II.1].

La composition chimique de ce type d'acier étant sujette à une certaine dispersion, il en est de même pour ses caractéristiques mécaniques. Le tableau II.2 présente les valeurs de la limite élastique R_e à 0.2% et de la résistance à la traction R_m en fonction de la dureté Brinell de l'acier Mars 190.

Dureté HB	R_e 0.2% (MPa)	R_m (MPa)
341/388	850	1100
331/375	830	1060
302/341	750	970
262/331	650	850

Tableau II.2 - Caractéristiques mécaniques de l'acier Mars 190 [II.1].

La grande dureté des aciers Mars est obtenue par un traitement métallurgique approprié que nous allons maintenant détailler.

I.1.2 - Métallurgie des aciers à blindage

L'élaboration des aciers Mars suit une procédure classique qui se décompose en quatre étapes :

- la coulée et l'affinage,
- le laminage,
- la trempe,
- le revenu.

I.1.2.1 - La coulée et l'affinage

Le métal de base provient de ferrailles diverses classées par composition, fondues dans un four puis coulées dans un creuset pour former la nuance d'acier désirée. L'affinage est ensuite réalisé dans un four sous vide.

La fusion et l'affinage permettent de régler la composition chimique de l'acier. Les principaux éléments d'addition sont le nickel, le chrome et le molybdène. Le nickel contribue essentiellement à l'augmentation de la résistance mécanique et de la ténacité de l'acier, tandis que le chrome et le molybdène améliorent la trempabilité [II.2]. Ce terme désigne l'aptitude au durcissement d'un acier au cours du refroidissement. Pour une vitesse de refroidissement donnée, la trempabilité est d'autant plus grande que la dureté atteinte est plus élevée [II.3].

I.1.2.2 - Le laminage

Le laminage est une réduction d'épaisseur de la tôle initiale par passage entre deux cylindres animés d'un mouvement de rotation inverse. Le produit est entraîné par frottement. Cette opération est effectuée à chaud ($> 1273\text{ K}$) et, outre la mise en forme des tôles, a également pour effet de réduire la taille des grains. En effet, la déformation de compression qui est appliquée à chaque passe fait recristalliser le grain austénitique ; le nombre de grains augmente et leur taille diminue. Après laminage et solidification, l'acier Mars 190 présente une structure en bandes ségréguées constituées essentiellement de chrome, manganèse et molybdène [II.4].

I.1.2.3 - La trempe

Si, à partir du domaine austénitique stable, on refroidit très rapidement l'acier, une transformation d'un nouveau type commence à se produire : la transformation martensitique. La température de début de transformation dépend de la composition de l'acier. Pour le Mars 190, elle est de l'ordre de 593 K [II.4].

La trempe a donc pour objet la transformation de la structure austénitique en structure martensitique. Alors que la structure de l'austénite est cubique à faces centrées, celle de la nouvelle phase est quadratique centrée. La figure II.1 montre la maille élémentaire de cette structure avec la position d'un atome de carbone, ainsi que la microstructure en latte de la martensite.

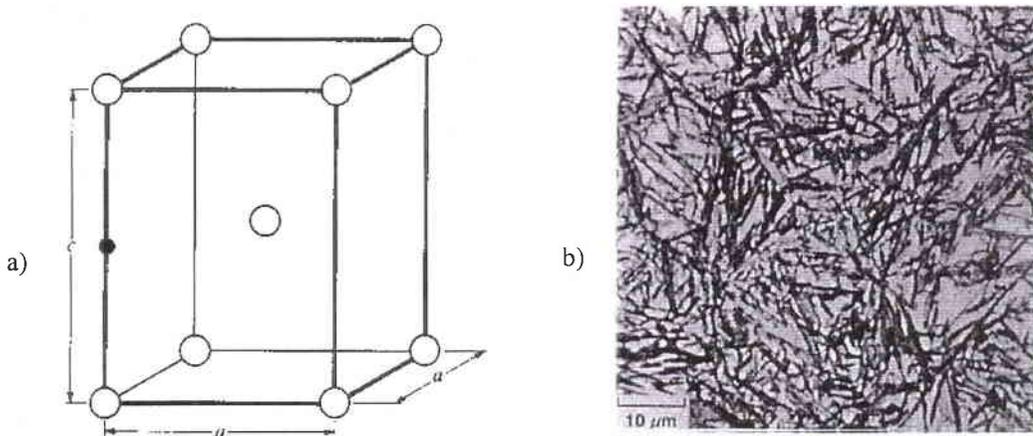


Figure II.1 - Réseau quadratique centré a) et microstructure b) de la martensite [II.2].

La transformation martensitique s'accompagne d'un important changement de volume (+ 1%). La martensite se trouve alors fortement déformée par maillage et par cisaillement et contient un très grand nombre de dislocations, source de sa grande dureté. Cette dureté, à l'état brut de trempe, est essentiellement fonction de la concentration en carbone dissous dans l'austénite. Nous pouvons ainsi relier la limite d'élasticité de la martensite à la teneur en carbone par une équation de la forme [II.3] :

$$\sigma_m = \sigma_{m_0} + k_m [\%C]^n \quad (\text{II.1})$$

où $\sigma_{m_0} \approx 290\text{ MPa}$, $[\%C]$ est la teneur en carbone en masse, k_m et n sont des constantes valant respectivement $1800\text{ MPa} \cdot (\%C)^{-1/2}$ et 0.5 [II.3].

I.1.2.4 - Le revenu

La martensite est très dure, mais aussi très fragile. Le revenu permet, en diminuant la dureté, d'améliorer la ténacité. Le revenu à haute température de l'acier Mars 190 (~ 908 K [II.5]) va favoriser la mobilité des dislocations et donc relaxer les contraintes internes induites par la transformation martensitique. Le carbone en sursaturation va ensuite précipiter en carbures de fer, et la martensite restante contiendra alors environ 0.25 % de carbone et aura complètement perdu sa tétragonalité [II.4].

I.1.3 - Comportement mécanique de l'acier Mars 190

I.1.3.1 - Influence de la vitesse de déformation et de la température

Nous trouvons relativement peu de travaux concernant le comportement élastoplastique dynamique des aciers de haute dureté ou de haute limite d'élasticité.

Cependant, parmi ceux-ci, il ressort que ce type d'acier est peu sensible aux effets de la vitesse de déformation [II.6] [II.7] [II.8] [II.9].

Une autre particularité remarquable du comportement mécanique sous chargement dynamique de ces aciers est l'apparition quasi-systématique d'un endommagement par bandes de cisaillement adiabatique lorsque le matériau est sollicité en compression ou en cisaillement pur [II.10] [II.11] [II.12] [II.13]. Ces bandes se présentent sous la forme d'une déformation localisée de cisaillement plastique intense, leur épaisseur variant de quelques μm à quelques centaines de μm suivant le matériau et les conditions d'essai. L'apparition des bandes de cisaillement adiabatique est liée à l'élévation locale de la température due à la dissipation thermique de la déformation plastique qui, en adoucissant le matériau, provoque une instabilité. Ce mécanisme est observé lorsque la vitesse de sollicitation est très élevée et que l'homogénéisation de la température par conduction ne peut s'effectuer, ou encore à très basses températures, lorsque la conductivité thermique décroît. Les facteurs favorisant l'émergence de ce type d'endommagement sont une grande dureté, un écrouissage faible, une sensibilité à la vitesse de déformation peu élevée et un fort adoucissement thermique [II.12] [II.14]. La figure II.2 présente l'évolution de la déformation plastique à rupture en compression dynamique en fonction de la dureté, pour différents aciers à blindage martensitiques. Sur cette figure, nous pouvons également comparer la déformation plastique critique d'apparition des bandes de cisaillement adiabatique à la déformation à rupture proprement dite, en fonction de la dureté et pour un type d'acier [II.15].

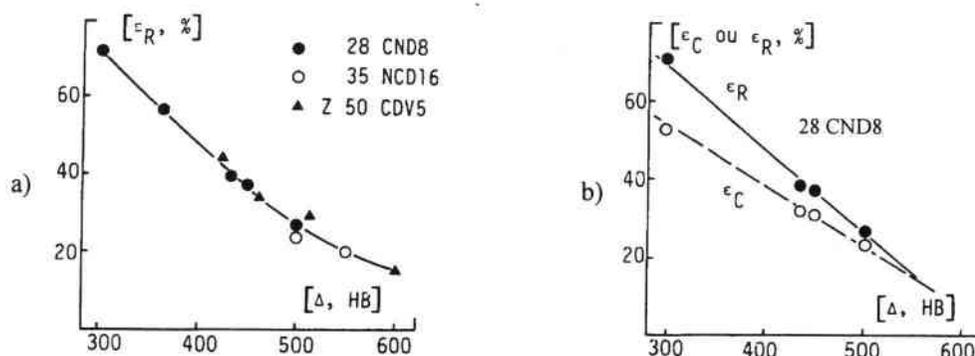


Figure II.2 - Essais dynamiques de compression uniaxiale : évolution de la déformation à rupture a) et de la déformation critique d'apparition des bandes de cisaillement adiabatique b) en fonction de la dureté [II.9] [II.15].

Plus la dureté est élevée, plus le cisaillement adiabatique se produit pour une déformation plastique faible et plus la ruine du matériau intervient rapidement après le début de l'endommagement.

Les aciers de la famille Mars sont également très sensibles au phénomène d'endommagement par cisaillement adiabatique [II.4] [II.13]. La notion de grande déformation homogène pour ce type de matériaux n'aura ainsi qu'une signification relative vis à vis d'autres matériaux très ductiles comme le cuivre ou le tantale.

I.1.3.2 - Influence d'une pression de choc

Une pression de choc appliquée à l'acier Mars 190 peut provoquer une transformation de sa structure cristalline. Une transformation polymorphique de la phase martensitique initiale cubique centrée α en une phase ϵ hexagonal compact a notamment été observée lors d'essais d'impact de plaques [II.5], le seuil de transition se situant à 13.6 GPa .

Hereil et al. [II.16] montrent l'importance de la prise en compte de ce changement de structure lors de la restitution numérique d'impact flèche/blindage. En effet, lors de l'impact d'un projectile en acier sur une cible constituée du même acier à une vitesse de 1280 m.s^{-1} , les pressions induites lors de la pénétration du projectile excèdent le seuil de transition de la transformation polymorphique. La non prise en compte du changement de structure conduit alors à des inexactitudes sur les profils de pressions dans la cible et le projectile (Fig. II.3).

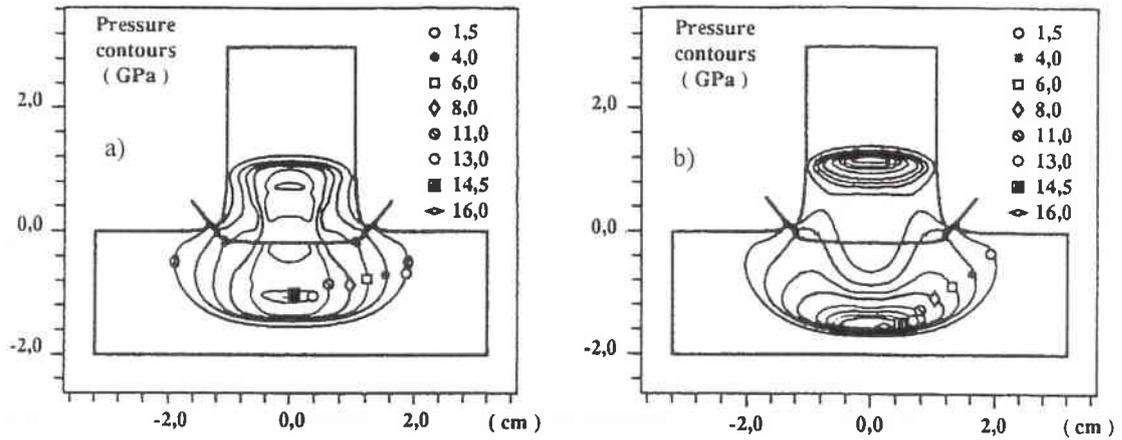


Figure II.3 - Simulation numérique d'impact flèche/blindage sur acier Mars 190. Isovaleurs de pression à $2.8 \mu s$ après impact avec a) et sans b) transition polymorphique ($V = 1280 m.s^{-1}$, code EPIC) [II.16].

I.2 - Etude expérimentale

L'acier Mars 190 a été approvisionné sous la forme d'une tôle de dimension $1750 \times 500 \times 25 \text{ mm}$. Le tableau II.3 nous donne la composition chimique caractéristique d'une plaque de cette épaisseur [II.4].

C	Ni	Cr	Mo
0.30	1.5	1.5	0.5

Tableau II.3 - Composition chimique de l'acier Mars 190 en % de masse [II.4].

Cette composition chimique est caractéristique d'un acier faiblement allié puisqu'aucun élément d'addition n'a de teneur supérieure à 5%. Les éléments d'alliages dominants sont le nickel (Ni), le chrome (Cr) et le molybdène (Mo). La dénomination AFNOR du Mars 190 serait dans notre cas : 30 NCD 06.

La figure II.4 représente une micrographie du matériau révélant une structure martensitique en lattes.

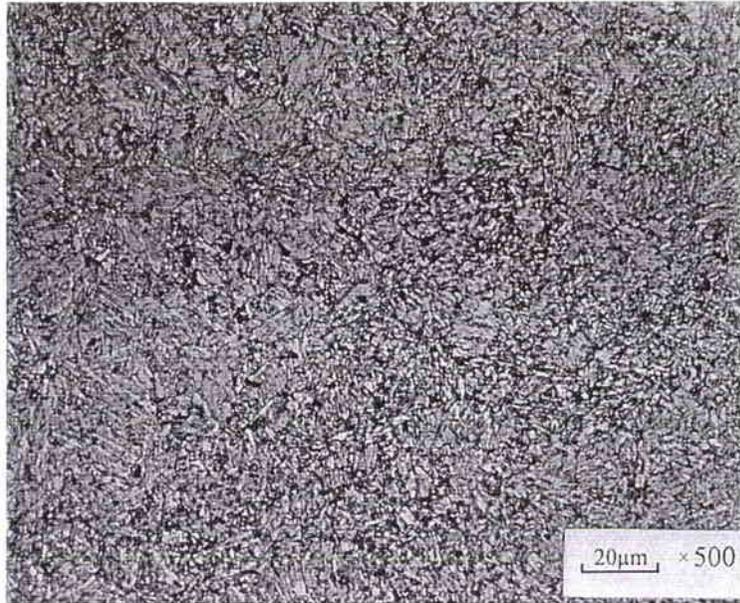


Figure II.4 - Structure martensitique en lattes de l'acier Mars 190.

Une mesure de densité par pesée sur plusieurs échantillons cylindriques donne le résultat suivant :

$$\rho_0 = 7833 \pm 10 \text{ kg.m}^{-3}$$

La dureté Vickers a également été mesurée et est égale à **385 HV30**, ce qui correspond selon la norme NF A 03-172 à $\sim 366 \text{ HB}$. Doubax [II.5] mesure une dureté de 262 HB sur une plaque d'épaisseur 200 mm , tandis que Gailly [II.4] obtient 340 HB sur une tôle de 40 mm d'épaisseur. Ces différentes données prouvent bien la difficulté d'élaborer un matériau rigoureusement identique suivant l'épaisseur de plaque désirée.

Enfin, la température de fusion de ce matériau s'élève à 1752 K .

I.2.1 - Constantes élastiques

Des mesures ultrasonores à l'ambiante et en température nous ont permis d'une part d'évaluer une éventuelle anisotropie de notre matériau, et d'autre part de mesurer les caractéristiques élastiques de l'acier Mars 190 en fonction de la température.

L'expérience consiste à déterminer les vitesses d'ondes longitudinales (associées à un mouvement de compression) et transversales (associées à un mouvement de cisaillement) par propagation d'ondes ultrasonores au sein du matériau. Les valeurs des modules élastiques sont directement déduites de ces deux quantités [II.17].

En premier lieu, afin de vérifier le caractère isotrope du matériau, nous mesurons les vitesses ultrasonores associées au mode longitudinal (V_{11} , V_{22} , V_{33}) et au mode transversal

(V_{12} , V_{13} , V_{21} , V_{23} , V_{31} , V_{32}) suivant trois directions x, y et z d'un échantillon parallélépipédique (Fig. II.5).

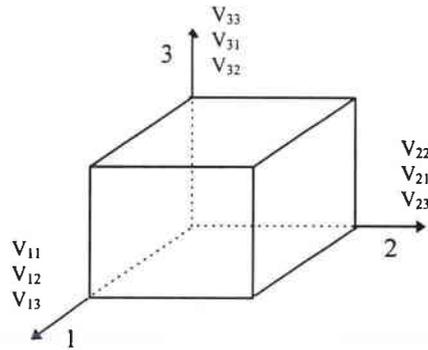


Figure II.5 - Echantillon pour mesures ultrasonores à température ambiante.

Les valeurs de vitesses mesurées sont répertoriées dans le tableau II.4.

Echantillon Mars 190	direction i,j	Type d'onde	Vitesse ($m.s^{-1}$)	dV ($m.s^{-1}$)
Dimensions 12.005×10.005×8 (mm^3)	1,1	Longitudinale	5938	10
	1,2	Transversale	3229	7
	1,3	Transversale	3229	7
	2,2	Longitudinale	5960	8
	2,1	Transversale	3231	6
	2,3	Transversale	3227	6
	3,3	Longitudinale	5935	6
	3,1	Transversale	3229	5
	3,2	Transversale	3227	5

Tableau II.4 - Vitesses d'ondes longitudinales et transversales suivant les trois axes.

Les vitesses longitudinales et transversales étant égales quelles que soient les directions, nous pouvons considérer que notre matériau est isotrope. A température ambiante, les valeurs de ces vitesses sont respectivement :

$$C_L = 5948 \pm 20 \text{ m.s}^{-1}$$

$$C_T = 3229 \pm 8 \text{ m.s}^{-1}$$

Nous pouvons alors calculer les constantes élastiques de l'acier Mars 190 à température ambiante :

- le module de cisaillement :

$$\mu = \rho_0 C_T^2 = 82 \pm 1 \text{ GPa}$$

- le coefficient de Poisson :

$$\nu = \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{C_T}{C_L} \right)^2 \right] \Bigg/ \left[1 - \left(\frac{C_T}{C_L} \right)^2 \right] = 0.291 \pm 0.003$$

- le module d'Young :

$$E = 2\mu(1 + \nu) = 211 \pm 1 \text{ GPa}$$

Les essais en température sont effectués selon le mode opératoire suivant :

- l'échantillon est monté en température jusqu'à 973 K en 3 heures,
- le chauffage s'arrête et l'acquisition des signaux ultrasonores commence alors que la température diminue,
- la descente en température jusqu'à 773 K s'effectue en cinq heures, les mesures étant enregistrées automatiquement tous les 25 K.

Nous avons choisi de ne pas porter l'échantillon au dessus de 973 K afin d'éviter une transformation de phase $\alpha \rightarrow \alpha + \gamma$ qui pourrait se produire vers 993 K [II.4].

Les figures II.6, II.7 et II.8 synthétisent les résultats obtenus sur le coefficient de Poisson, le module de cisaillement et le module d'Young de l'acier Mars 190.

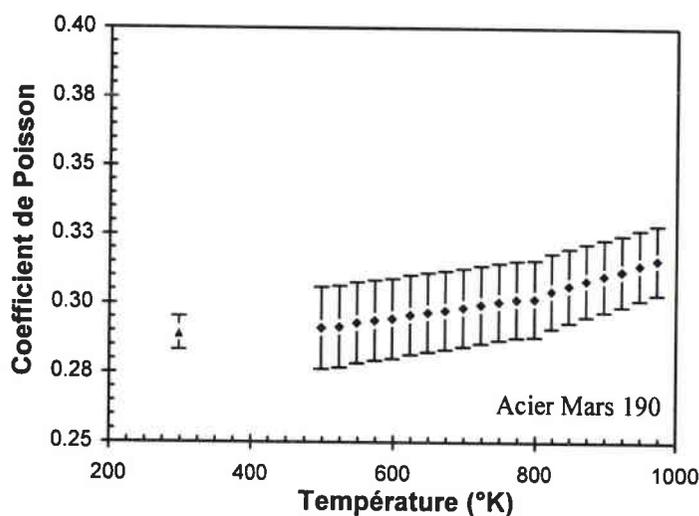


Figure II.6 - Evolution du coefficient de Poisson en fonction de la température.

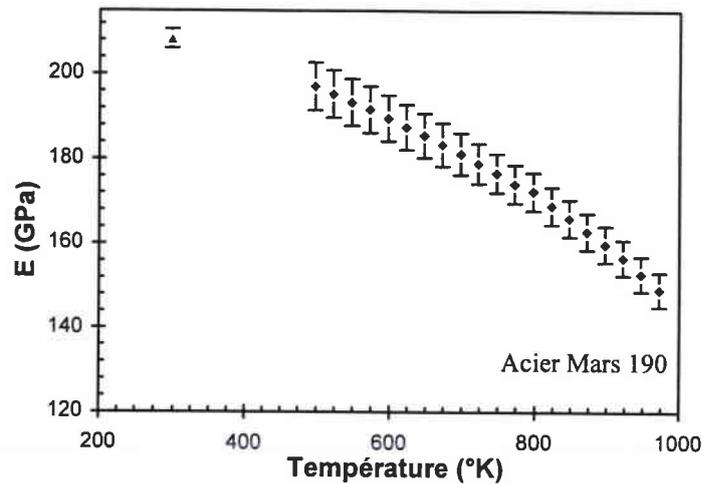


Figure II.7 - Evolution du module d'Young en fonction de la température.

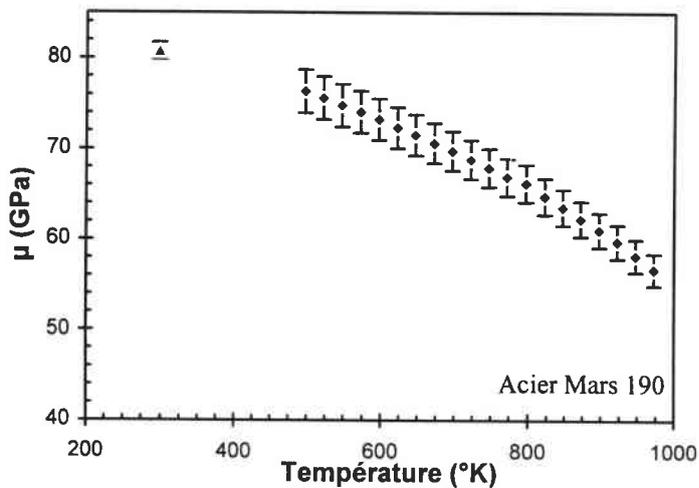


Figure II.8 - Evolution du module de cisaillement en fonction de la température.

Nous pouvons constater que ces caractéristiques élastiques et notamment le module de cisaillement varient de façon non linéaire avec la température. Nous en tiendrons compte lors de la modélisation du comportement de cet acier.

1.2.2 - Caractérisation quasi statique

Des essais de traction, compression et torsion quasi statiques ont été réalisés au cours de cette étude. Ces expériences ont pour objectifs de mettre en évidence l'influence du mode de chargement, de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement mécanique de l'acier Mars 190.

Les essais de traction et compression ont été effectués sur deux types de machines hydrauliques asservies en déplacement et d'une capacité de 100 kN : une machine Zwick pour les essais à l'ambiante et une machine MTS pour les essais en température. Pour ces derniers, la montée en température est de 6 K/mn , ce qui conduit par exemple à une durée de chauffage de 60 mn pour un essai à 673 K .

Les expériences de torsion quasi statique sont menés à l'aide du dispositif Hopkinson de torsion (cf. Ch.I, §IV.1.3). Un moteur asynchrone à vitesse de rotation variable est placé à l'extrémité de la barre de sortie et délivre un couple maximal de 100 N.m . Ce dispositif ne permet pas pour le moment d'effectuer d'essais en température.

I.2.2.1 - Essais de traction uniaxiale

La figure II.9 décrit la géométrie des éprouvettes utilisées.

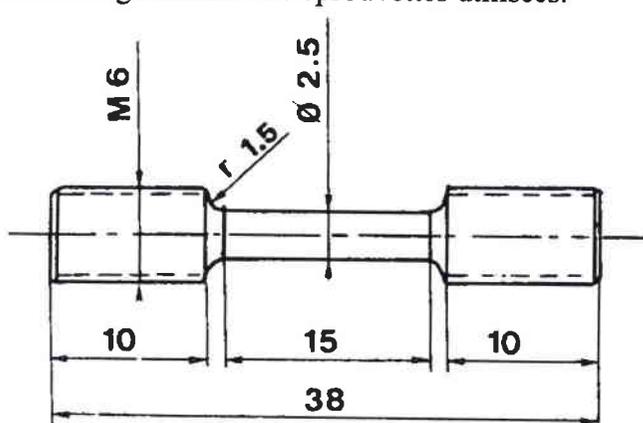


Figure II.9 - Eprouvette de traction uniaxiale.

Le matériau est caractérisé pour des vitesses de déformation de 10^{-4} et 10^{-2} s^{-1} et des températures de 293 , 473 , 673 et 873 K . Chaque essai est doublé ou triplé si nécessaire.

Les courbes contrainte-déformation obtenues sont tracées sur les figures II.10 et II.11. Ces deux diagrammes nous permettent d'effectuer les premières observations sur le comportement de l'acier Mars 190 en traction :

- la déformation plastique homogène avant striction reste inférieure à 0.07 pour l'ensemble des essais, et diminue avec la température et la vitesse de déformation (dans le domaine quasi statique),
- la consolidation du matériau paraît relativement modérée,
- la vitesse de déformation influence faiblement la contrainte d'écoulement,
- la valeur de la contrainte chute brutalement au delà de 673 K .

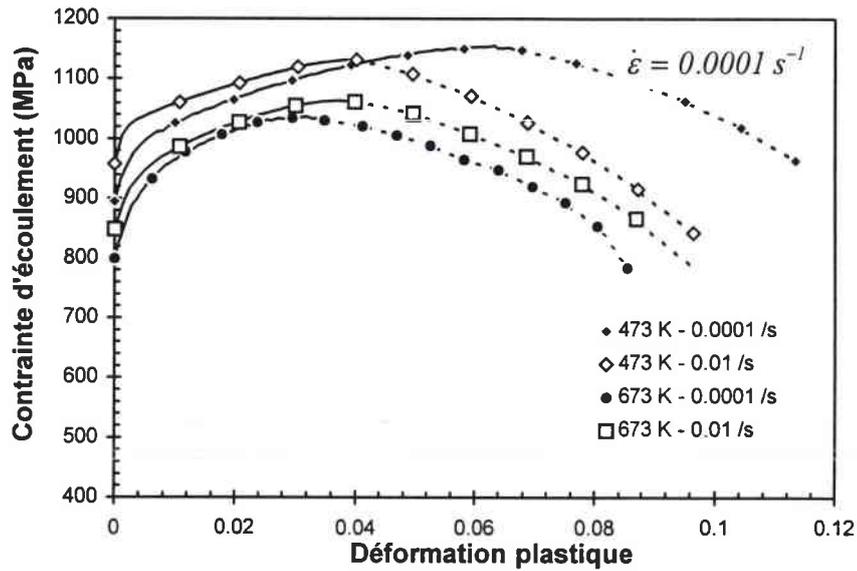


Figure II.10 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en traction quasi statique à différentes températures.

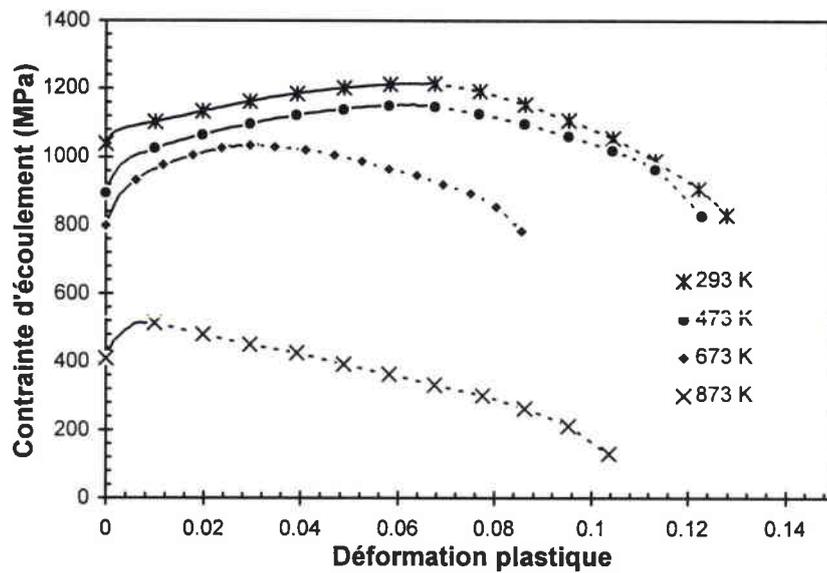


Figure II.11 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en traction quasi statique à 473 et 673 K pour deux vitesses de déformation.

I.2.2.2 - Essais de compression uniaxiale

Les éprouvettes sont ici des cylindres d'un diamètre et d'une hauteur identique et égaux à 6 mm. Elles sont graissées à leurs extrémités afin de réduire les frottements aux interfaces et donc retarder l'arrivée de l'effet « tonneau ». Notre matériau étant très résistant, les échantillons sont placés entre deux pastilles de carbure de tungstène pour éviter une

possible indentation des enclumes. Le domaine de sollicitation est identique à celui des essais de traction avec des essais supplémentaires à 773 K.

Les figures II.12 et II.13 présentent les résultats obtenus.

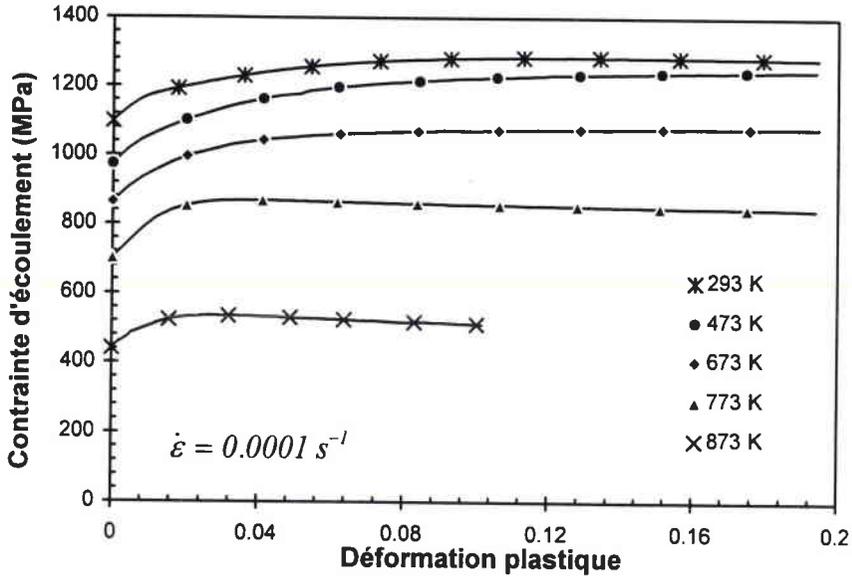


Figure II.12 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en compression quasi statique à différentes températures.

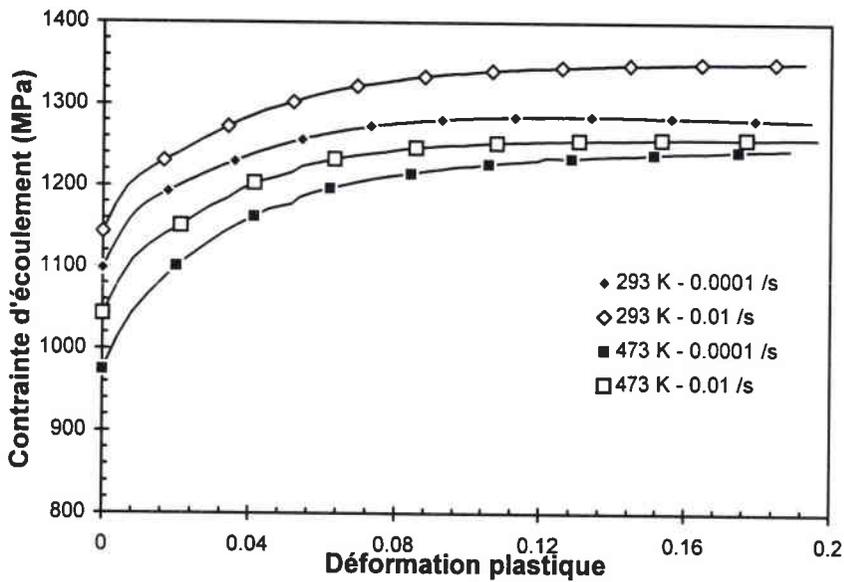


Figure II.13 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en compression quasi statique à 293 et 473 K pour deux vitesses de déformation.

En première analyse, nous retrouvons les phénomènes observés en traction, à savoir une faible consolidation, une influence peu marquée de la vitesse de déformation et une chute

de la contrainte au delà de 673 K. Nous pouvons également noter que la contrainte d'écoulement tend rapidement vers une valeur de saturation pour une déformation d'environ 0.2. Au delà de cette valeur, les échantillons ont tendance à se déformer de façon non homogène en prenant une forme caractéristique de tonneau. Les données ne sont donc pas traitées à partir de cet instant.

I.2.2.3 - Essais de torsion

Ces essais sont effectués à l'aide des éprouvettes tubulaires décrites dans le chapitre précédent (Ch.I §IV.1.3, Fig. I.30), ayant les dimensions suivantes :

- rayon moyen : $r_{ép} = 9.5 \text{ mm}$,
- longueur : $l_{ép} = 4.5 \text{ mm}$,
- épaisseur : $h_{ép} = 0.5 \text{ mm}$.

Les courbes suivantes décrivent l'évolution de la contrainte d'écoulement en cisaillement τ en fonction de la déformation plastique (glissement) γ , à température ambiante et sous sollicitations quasi statiques.

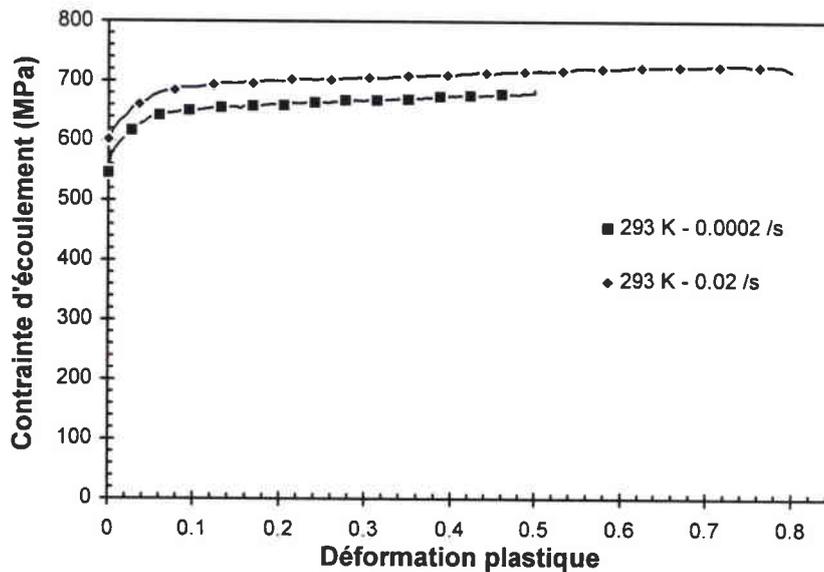


Figure II.14 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en torsion quasi statique à 293 K et pour deux vitesses de déformation.

La torsion permet d'atteindre de grandes déformations homogènes, jusqu'à plus de 0.8 pour l'essai à 2.10^{-2} s^{-1} . Les remarques faites précédemment sur la consolidation et l'influence de la vitesse de déformation en traction et compression sont également valables avec ce mode de sollicitation.

1.2.3 - Caractérisation dynamique

Le but des essais dynamiques est de caractériser le matériau d'étude dans des domaines de sollicitations se rapprochant des conditions d'utilisations réelles.

Nous procédons de façon analogue au domaine quasi statique en sollicitant l'acier Mars en traction, compression et torsion à l'aide des essais Hopkinson. Les essais de traction et compression sont réalisés en température. Dans ce cas, la montée en température s'effectue en 30 mn quelle que soit la température d'essai (473, 673 ou 873 K). Enfin, des expériences d'expansion d'anneaux à des vitesses de déformation de 10^4 s^{-1} viendront compléter ces résultats.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un matériau soumis à une sollicitation dynamique s'échauffe, les échanges de chaleur avec le milieu extérieur n'ayant pas le temps de s'effectuer. Toutes les courbes proposées dans ce paragraphe sont donc adiabatiques. Pour chacune d'entre elles, nous pourrions déterminer l'élévation de température en calculant la valeur de l'énergie de déformation plastique. Reprenons l'expression (I.20) :

$$\Delta T = \frac{\beta}{\rho c_p} \int \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}$$

Pour calculer ΔT , nous prendrions les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \beta &= 0.9, \\ \rho &= 7833 \text{ kg.m}^{-3}, \\ c_p &= 401 + 0.512 T \text{ J}^\circ\text{C/kg [II.4]}. \end{aligned}$$

1.2.3.1 - Essais de traction

Les éprouvettes testées sont identiques à celles utilisées en quasi statique (Fig. II.9). La vitesse du projectile venant impacter la tête mobile de l'éprouvette (cf. Ch.I §IV.1.2) reste comprise entre 13 et 14 m.s^{-1} , ce qui entraîne des vitesses de déformation de l'ordre de 900 s^{-1} . Les courbes contrainte-déformation résultantes sont tracées dans la figure II.15.

Toutes les courbes présentent un pic de contrainte caractéristique des essais de traction dynamique sur l'Arbalète [II.18], [II.19]. En début d'essai, la déformation n'est pas encore homogène au sein de l'éprouvette. L'estimation de la limite d'élasticité s'avère donc très aléatoire avec ce type d'expérience. A partir d'une déformation plastique de 0.02, les signaux deviennent moins bruités et les données peuvent être exploitées et interprétées.

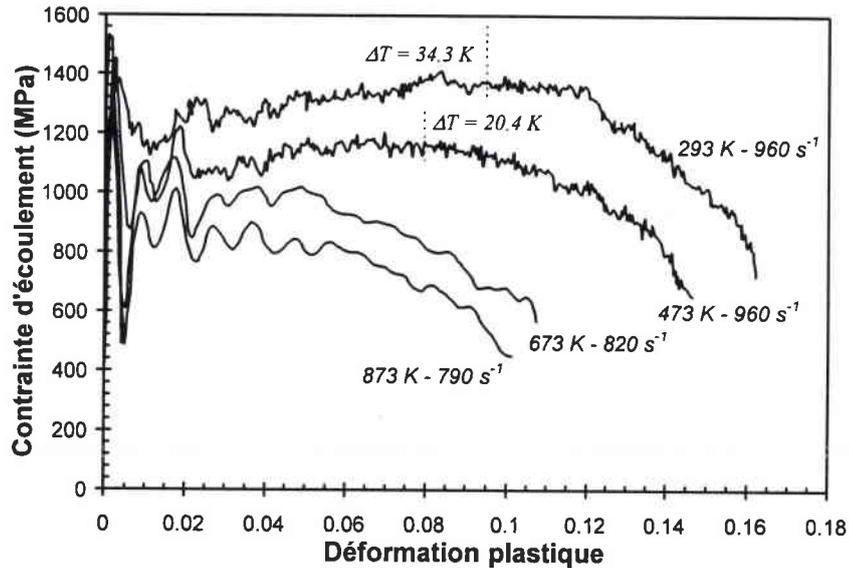


Figure II.15 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en traction dynamique à différentes températures.

La vitesse de déformation exerce une influence non négligeable sur la contrainte d'écoulement. En effet la contrainte maximale est égale à 1340 MPa sous sollicitation dynamique ($293 \text{ K} - \dot{\epsilon} = 960 \text{ s}^{-1} - \epsilon_{\text{striction}}^p = 0.095$) contre 1150 MPa en quasi statique ($293 \text{ K} - \dot{\epsilon} = 0.0001 \text{ s}^{-1} - \epsilon_{\text{striction}}^p = 0.065$), soit une augmentation de 16.5% . Cette différence à tendance à décroître à 473 et 673 K . Par contre, en dynamique, nous n'observons pas de chute brutale de la contrainte à 873 K .

Enfin, nous remarquons que la déformation homogène avant striction diminue avec l'augmentation de la température. Cette valeur étant relativement faible, l'échauffement adiabatique maximum au sein des échantillons atteint seulement 34.3 K pour l'essai à température ambiante.

1.2.3.2 - Essais de compression

Le montage Hopkinson en compression nous permet d'atteindre des vitesses de déformation supérieures à 1000 s^{-1} . Les essais en température sont réalisés sur des barres en alliage à base de nickel, appelée PER72, et de diamètre 12 mm . Le faible diamètre des barres réduit considérablement la dispersion du front d'onde due à l'inertie radiale. De plus le PER72 est intéressant car il conserve ses propriétés mécaniques à haute température. La propagation des ondes de compression incidente, réfléchiée et transmise dans les barres d'entrée et de sortie n'est donc pas perturbée par l'élévation locale de température au voisinage de l'échantillon. Les essais à température ambiante sont effectués indifféremment sur des barres en acier Marval de diamètre 16 mm ou sur les barres en PER72.

Les courbes correspondantes aux résultats de ces expériences sont tracées ci-dessous :

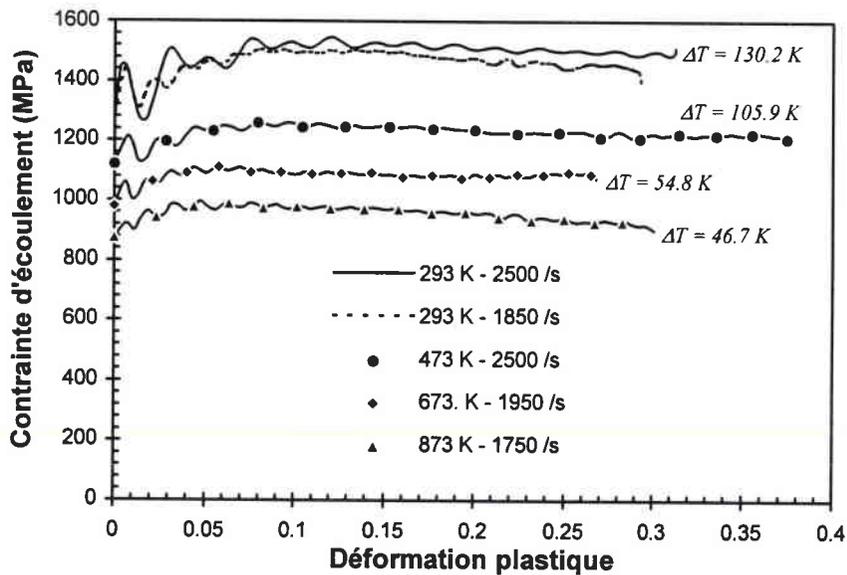


Figure II.16 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en compression dynamique à différentes températures.

Nous voyons tout d'abord que deux essais menés à température ambiante et à deux vitesses de déformation différentes mais du même ordre de grandeur (1850 et $2500 s^{-1}$) nous donnent quasiment le même résultat.

Nous constatons ensuite l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement par rapport aux résultats en quasi statique. A $\epsilon^p = 0.18$, nous avons une contrainte égale à $1280 MPa$ en quasi statique ($\dot{\epsilon} = 0.0001 s^{-1}$), à comparer à $1480 MPa$ en dynamique, soit une variation de $+15.6\%$. Nous retrouvons ici l'écart observé en traction uniaxiale. De la même façon, cette différence décroît avec la température.

Enfin, l'élévation de température induite par la sollicitation dynamique s'avère très importante en compression, du fait des fortes valeurs de déformation plastique obtenues. Une compétition entre écrouissage et adoucissement thermique s'instaure, qui peut déboucher sur la naissance d'instabilités pouvant provoquer l'endommagement du matériau par cisaillement adiabatique [II.]. Des analyses post-mortem des échantillons nous permettront d'en savoir plus.

I.2.3.3 - Essais de torsion

La géométrie et les dimensions des éprouvettes sont identiques en dynamique et en quasi statique. (cf. §I.2.2.3). Les essais sont réalisés à température ambiante, à des vitesses de cisaillement d'environ 700 s^{-1} . La figure II.17 compare l'évolution de la contrainte d'écoulement en cisaillement en fonction du glissement plastique sous sollicitation dynamique et quasi statique.

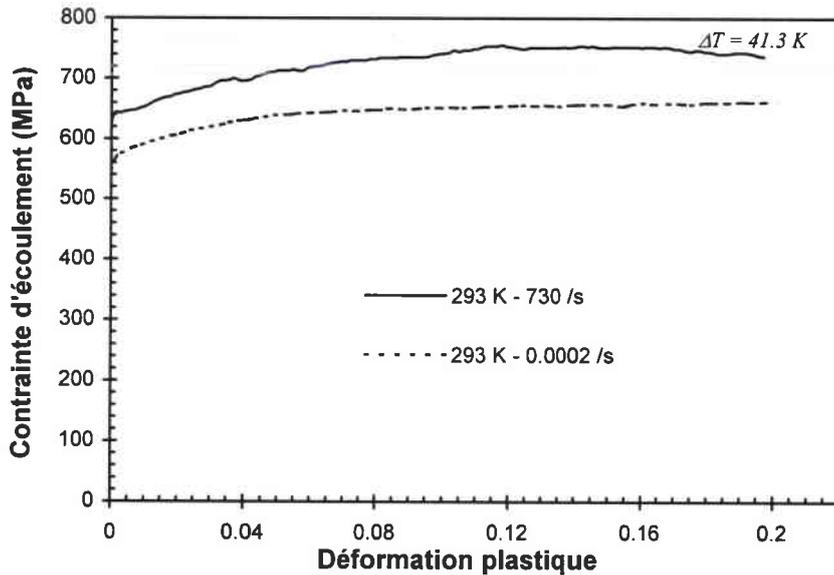


Figure II.17 - Courbe contrainte-déformation de l'acier Mars 190 en torsion quasi statique et dynamique à température ambiante.

Les différents échantillons testés se rompent ou se fissurent pour une déformation plastique de cisaillement de l'ordre de 0.2.

Avant chaque endommagement ou rupture catastrophique, l'éprouvette se déforme de façon homogène et atteint un seuil de contrainte à partir duquel l'adoucissement thermique prend le pas sur l'écrouissage et provoque la ruine du matériau.

Les deux courbes de la figure II.17 nous montrent l'influence de la vitesse de cisaillement sur le comportement de l'acier Mars. En torsion comme en traction et en compression, le passage du quasi statique au dynamique engendre une variation de contrainte comprise entre 10 et 15 %.

I.2.3.4 - Essais d'expansion d'anneaux

Le test d'expansion d'anneaux par explosif consiste à imposer un mouvement radial à un anneau mince, auquel est alors appliquée une sollicitation de traction uniaxiale (cf. Ch.I §IV.2.1). La vitesse de déformation de l'anneau dépend de la vitesse de lancement initiale, qui elle même varie suivant l'épaisseur de l'anneau, le diamètre et la nature de l'explosif.

Le tableau II.5 indique les différentes configurations géométriques testées, ainsi que les vitesses de lancement, la pression de choc estimée, les vitesses de déformation initiales et les déformations plastiques maximales atteintes au cours de cette série d'essais (les anneaux ont un diamètre intérieur de 47 mm).

N° tir	Composition explosive/ diamètre (mm)	Epaisseur d'anneau (mm)	V_{max} (m.s ⁻¹)	Pression de choc estimée (GPa)	$\dot{\epsilon}_{max}$ ($\times 10^3$ s ⁻¹)	ϵ_{max}	Rupture
240	A / 6	3	160	2.96	6.01	0.070	Non
241	B / 8	3	250	4.68	9.43	0.155	Oui
242	B / 8	1.5	290	5.45	10.94	-	Oui
243	B / 10	1.5	-	-	-	-	Oui
244	A / 10	3	250	4.68	9.50	0.167	Oui
245	B / 6	3	200	3.72	7.56	0.105	Oui
246	B / 8	3	250	4.68	9.50	0.127	Oui
247	B / 8	2	310	5.84	11.70	0.211	Oui
248	B / 10	2	370	7.02	14.77	0.219	Oui

Tableau II.5 - Essais d'expansion d'anneaux : configurations géométriques testées.

Les tirs 242 et 243 sont inexploitable. Dans le premier cas, l'anneau s'est rompu dès le début de la phase d'expansion, et dans le second, un problème de mise à feu intempestif nous a privé des enregistrements.

La pression de choc est estimée à l'aide de l'expression (I.106), avec les constantes : $C_0 = 4634.77$ m.s⁻¹ et $S = 1.15$ [II.5]. Cette pression reste inférieure à 7.2 GPa pour tous les tirs : nous considérons donc l'influence du choc comme négligeable (cf. §I.1.3.2).

Au cours de ces expériences, l'acier Mars 190 est sollicité à des vitesses de déformation variant de 6.10^3 à $1.48.10^4$ s⁻¹. Nous mesurons pour chaque essai la vitesse d'expansion radiale par Interférométrie Doppler Laser et nous visualisons le processus d'expansion à l'aide d'une caméra mécano-optique ultra rapide (cf. Annexe I.1). La figure II.18 montre quelques images du film obtenu sur le tir 248.

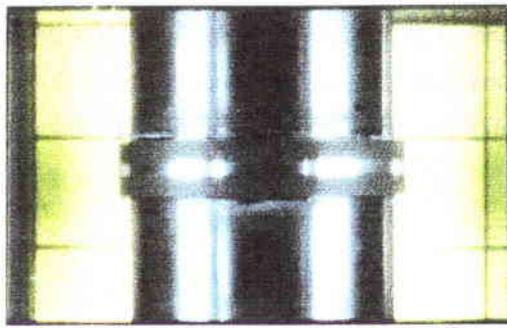


Image n°1 - $t = 7.9 \mu s$

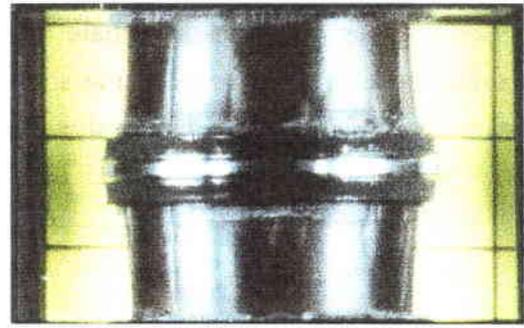


Image n°10 - $t = 25.6 \mu s$

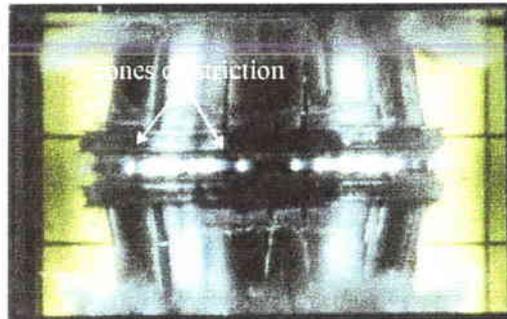


Image n°17 - $t = 39.4 \mu s$

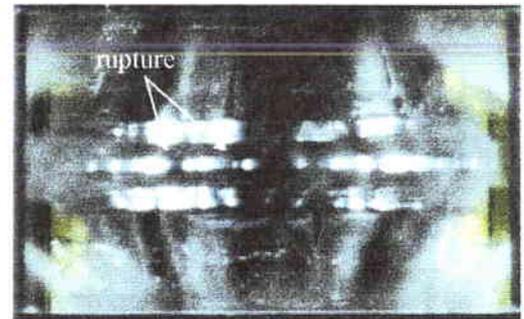


Image n°29 - $t = 62.9 \mu s$

Figure II.18 - Expansion d'anneaux sur acier Mars 190 - Tir 248.

L'image n°1 correspond au temps $t = 7.9 \mu s$ après la mise à feu des détonateurs. A cet instant, l'onde de choc n'a pas encore atteint l'anneau central qui est donc immobile. A $t = 25.6 \mu s$ (image n°10), nous visualisons le processus d'expansion qui débute après la mise en mouvement de l'anneau, soit depuis $14 \mu s$ environ. L'image n°17 montre l'endommagement par striction de l'anneau, qui se fragmente en plusieurs morceaux en fin d'essai (image n°29). Ces films permettent entre autre de détecter le temps d'apparition des premiers endommagements au sein du matériau, ce qui paraît moins évident sur les mesures par I.D.L.

La figure suivante présente un exemple d'interférogramme enregistré au cours d'un des essais.

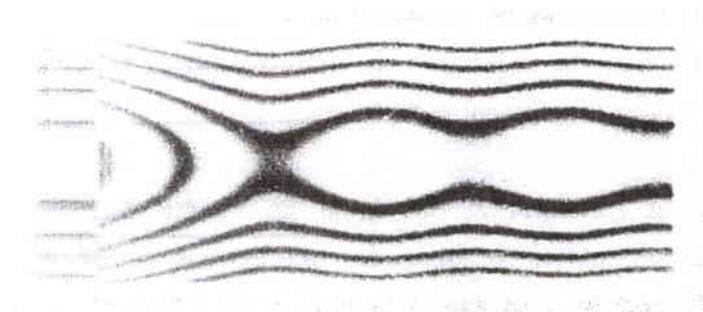


Figure II.19 - Exemple type d'interférogrammes
Acier Mars 190 : tir 240 - balayage long ($120 \mu s$).

Les vitesses d'expansion radiale déterminées à partir de tous les interférogrammes sont présentées dans la figure II.20. Par souci de clarté, la vitesse mesurée au cours du tir 246 n'est pas tracée dans ce graphique, le signal enregistré étant identique à celui du tir 241.

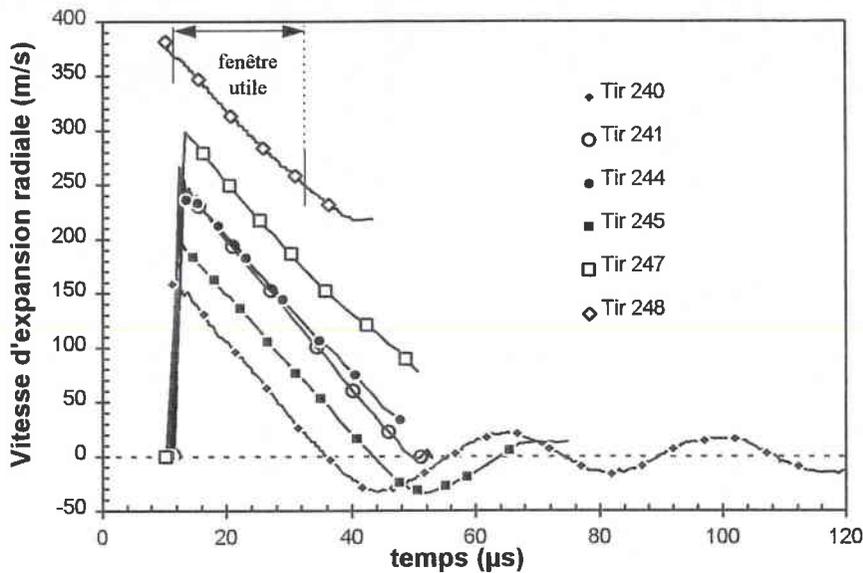


Figure II.20 - Essais d'expansion d'anneaux sur Acier Mars 190
Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps.

Lorsque l'anneau ne se fragmente pas et qu'il a cessé de se déformer plastiquement, il se produit une restitution d'énergie élastique qui fait osciller la vitesse autour d'une valeur nulle. Ce phénomène a été observé sur le tir 240 et en partie sur le 245. Dans ce cas la résolution analytique de l'équation du mouvement (cf. expression I.107) dans le cas élastique nous permet de déterminer la période de ces oscillations, égale à $2\pi\sqrt{\rho r_p^2/E}$, où ρ est la masse volumique, E le module d'Young et r_p le rayon de l'anneau lorsque ce dernier a cessé de se déformer. Pour le tir 240 la période calculée et mesurée donne un résultat identique d'une valeur de $34.8 \mu s$.

A partir des enregistrements optiques et du signal de vitesse, nous définissons une plage utile de mesure pour laquelle la déformation reste homogène ; nous pouvons ainsi appliquer les relations liant la contrainte, la déformation et la vitesse de déformation à l'évolution du rayon de l'anneau au cours du temps.

La dérivation et l'intégration du signal de vitesse donnent l'accélération et le déplacement de l'anneau, et par le biais des expressions (I.107-108-109), la contrainte d'écoulement, la déformation plastique et la vitesse de déformation plastique appliquée à l'anneau.

Traçons par exemple la courbe contrainte-déformation pour le tir 248.

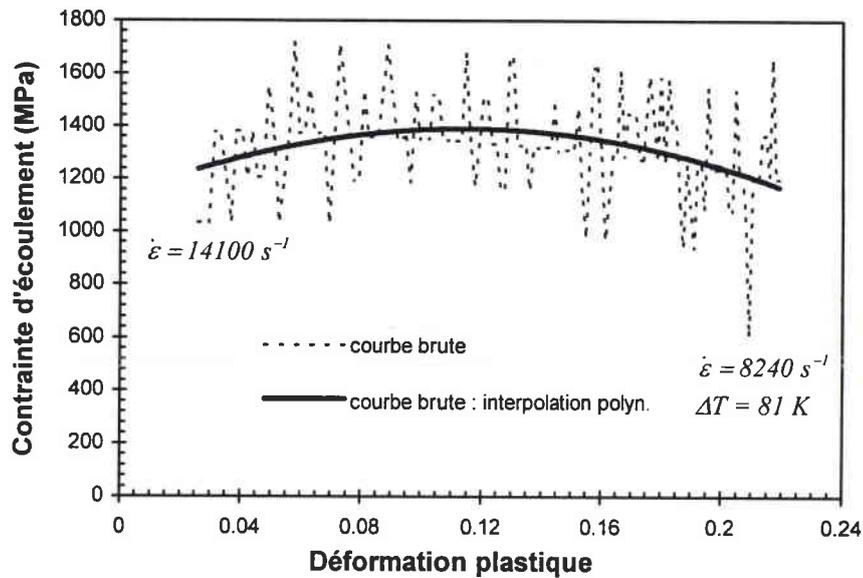


Figure II.21 - Courbe contrainte-déformation - Tir 248.

Sur cette figure, la courbe brute correspond à l'intégration et à la dérivation point par point du signal de vitesse. Cette opération entraîne des oscillations d'assez forte amplitude sur la valeur de la contrainte d'écoulement. Une interpolation polynomiale du deuxième degré permet alors de mieux visualiser l'allure générale de la courbe. Dans cet exemple précis (tir 248), elle prend donc un aspect parabolique : après une consolidation en début d'essai, la contrainte diminue sensiblement jusqu'à la rupture de l'anneau. Cet adoucissement peut être imputé à l'élévation de température, qui atteint ici 81 K, mais également à la diminution de la vitesse de déformation tout au long de l'essai (de 14100 à 8240 s⁻¹ pour l'essai 248).

La figure II.22 présente l'évolution de la vitesse de déformation en fonction du temps pour toute la série d'essais.

A partir de ces résultats, nous constatons qu'il est possible de tracer une courbe contrainte-déformation à vitesse de déformation constante (7000 s⁻¹ par exemple) ou déterminer la contrainte d'écoulement pour plusieurs vitesses de déformation, à déformation donnée. C'est ce que nous ferons dans le paragraphe concernant la synthèse des données.

Enfin, ces mesures de vitesses serviront également à valider et comparer les différentes lois de comportement étudiées dans ce mémoire (voir le Chapitre IV).

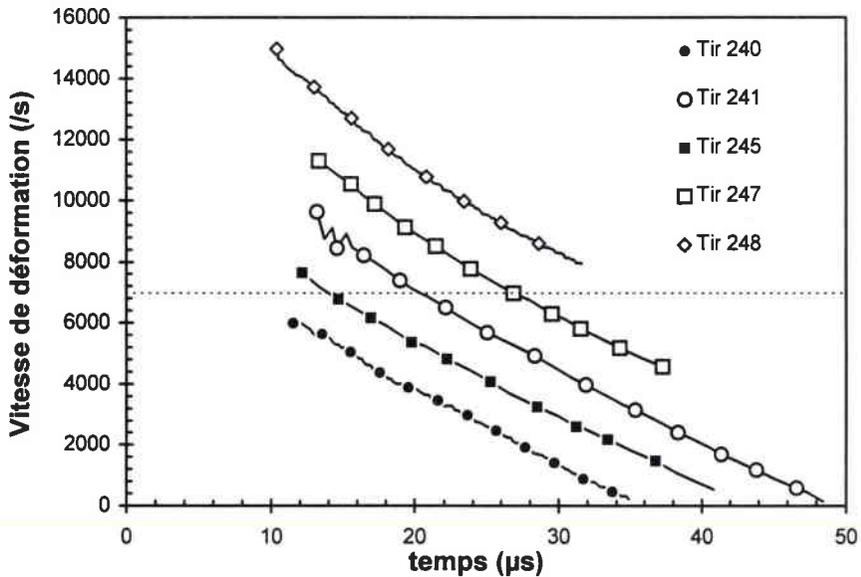


Figure II.22 - Essais d'expansion d'anneaux sur Acier Mars 190.
Vitesse de déformation en fonction du temps.

I.2.3.5 - Courbes isothermes

Afin d'évaluer correctement l'influence des paramètres thermomécaniques sur le comportement d'un matériau, il est plus pratique de travailler à vitesse de déformation et à température constante. Or, les courbes contrainte-déformation obtenues sous sollicitations dynamiques présentent un caractère adiabatique pouvant gêner l'interprétation des données. Nous allons donc estimer l'adoucissement dû à l'élévation de température afin de proposer par la suite des courbes adiabatiques corrigées dites isothermes.

Les essais de compression dynamiques en température étant les plus « propres », nous les prenons comme référence. En supposant que l'adoucissement thermique est négligeable pour une déformation plastique de 0.05 , nous pouvons déterminer la sensibilité à la température à partir des valeurs de contrainte à ce taux de déformation et pour différentes valeurs de T . Les résultats en compression dynamique nous donnent :

T (K)	293	473	673
σ (MPa)	1460	1232	1090

Tableau II.6 - Valeurs de la contrainte d'écoulement de l'acier Mars 190 en compression dynamique à $\varepsilon^p = 0.05$ et à différentes températures.

Ces valeurs conduisent à une sensibilité moyenne à la température égale à :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta T} = -0.98 \text{ MPa} \cdot \text{K}^{-1}$$

En supposant que ce coefficient varie peu au cours d'un essai, la contrainte isotherme se déduit alors de la contrainte vraie (ou adiabatique) par la relation :

$$\sigma_{\text{isoth}} = \sigma_{\text{adiab}} - \underbrace{\frac{\beta}{\rho c_p} \int_0^{\varepsilon^p} \sigma(\varepsilon^p) d\varepsilon^p}_{\Delta T} \times \frac{\Delta\sigma}{\Delta T} \quad (\text{II.2})$$

La figure II.23 compare les courbes adiabatiques et isothermes dans le cas d'un essai de compression dynamique à température ambiante.

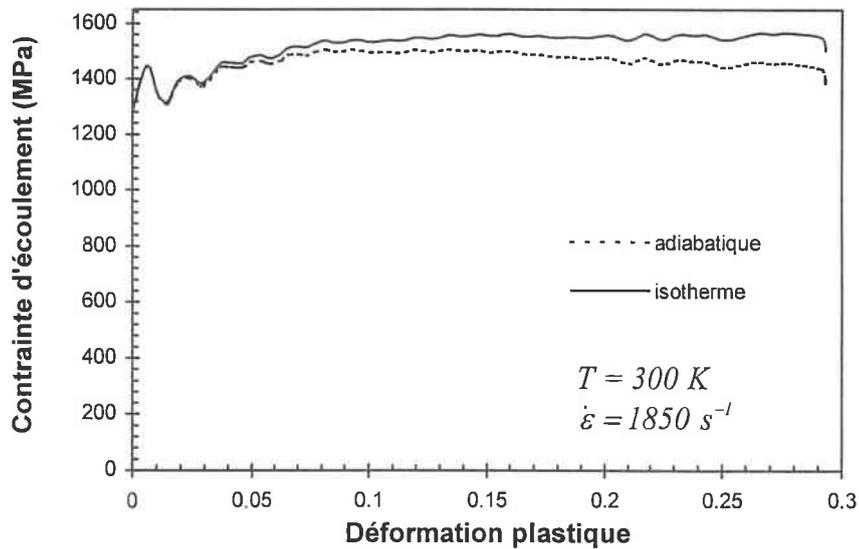


Figure II.23 - Courbes contrainte-déformation isotherme et adiabatique.

Sauf mention contraire, cette technique de correction sera appliquée à l'ensemble des courbes dynamiques analysées par la suite.

I.2.4 - Observations microscopiques

Après avoir testé « macroscopiquement » l'acier Mars 190, nous avons effectué des analyses microscopiques des échantillons afin de vérifier d'une part l'homogénéité de la déformation et de mettre en évidence d'autre part un éventuel changement de microstructure du matériau ou un quelconque endommagement sous l'effet de la température ou de la vitesse de déformation. Les résultats les plus significatifs sont exposés dans la suite de ce paragraphe.

I.2.4.1 - Faciès de rupture

Les faciès de rupture des éprouvettes de traction présentent des profils particuliers suivant la température de sollicitation (Fig. II.24).

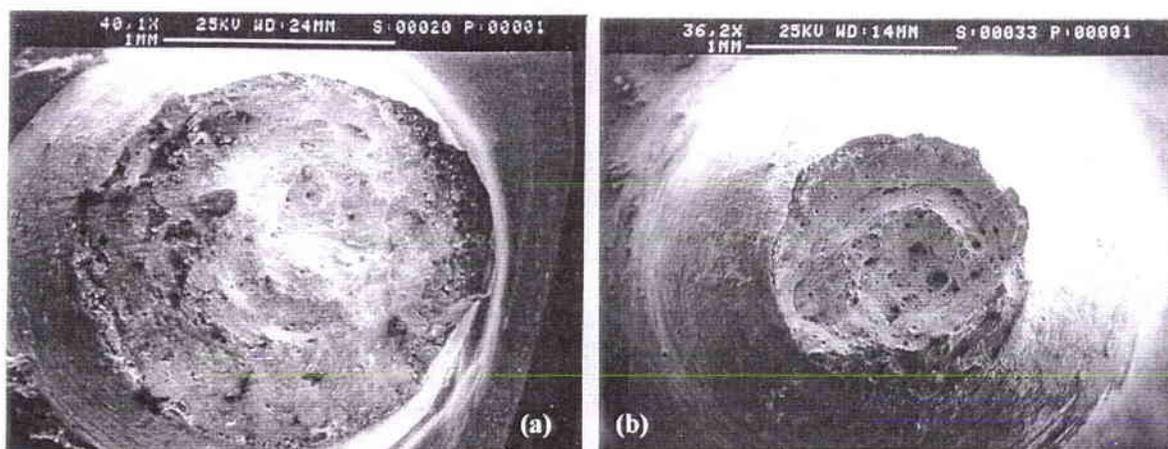


Figure II.24 - Observations au microscope électronique à balayage des faciès de rupture des éprouvettes de traction sollicitées en quasi statique à 293 K (a) et 873 K (b).

A haute température, la localisation de la déformation intervient très rapidement et conduit à une section à rupture beaucoup plus faible qu'à température ambiante (Fig II.24 (b)). Ceci traduit une plus grande ductilité de l'acier Mars 190 aux températures élevées.

Examinons maintenant plus en détail la zone de rupture (Fig. II.25). En comparant les deux micrographies, nous remarquons qu'à température ambiante, les cupules de petites tailles sont les plus nombreuses tandis qu'à haute température, ce sont les grosses cupules qui sont majoritaires. Cette observation est à corrélérer à l'augmentation de la ductilité à haute température [II.4].

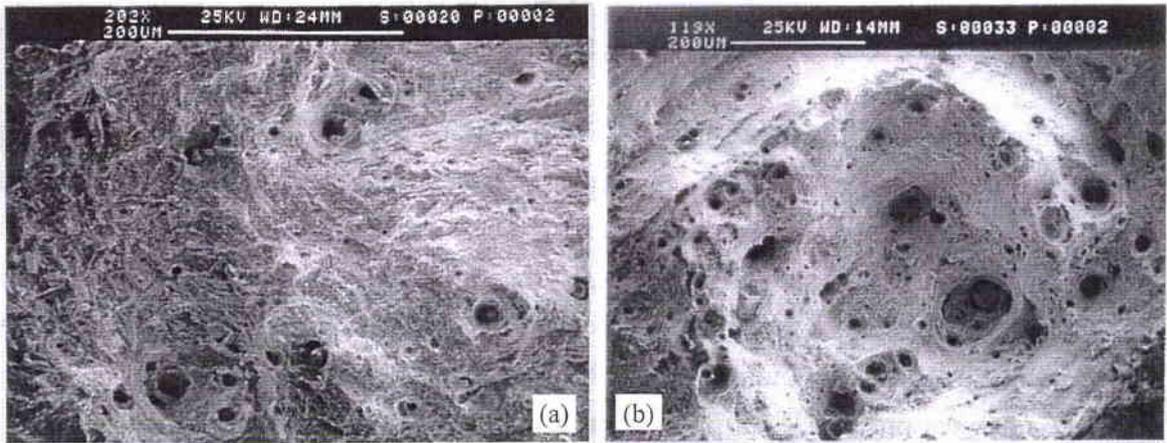


Figure II.25 - Observations au microscope électronique à balayage des faciès de rupture des éprouvettes de traction sollicitées en quasi statique à 293 K (a) et 873 K (b).

Un plus fort grossissement d'une de ces grosses cupules nous permet d'apercevoir au fond de celle-ci une particule ou une inclusion (Fig. II.26).

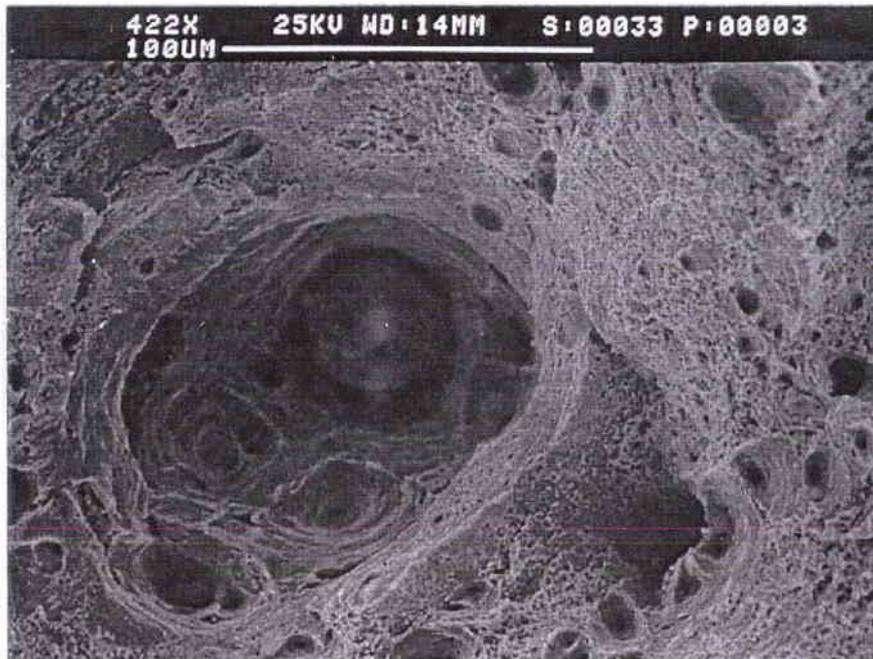


Figure II.26 - Observations au microscope électronique à balayage d'une cupule contenant une inclusion.

Gailly [II.4] constate que la modification du faciès de rupture en traction apparaît sur l'acier Mars 190 pour des températures supérieures à 723 K. Nous retrouvons donc au niveau microscopique le changement de comportement observé au niveau macroscopique, se manifestant par une chute brutale de la contrainte d'écoulement au delà de 673 K.

I.2.4.2 - Endommagement par cisaillement adiabatique

Contrairement à un essai de traction, il est difficile à partir d'une courbe contrainte-déformation en compression d'évaluer le moment où la déformation devient non homogène au sein de l'échantillon. L'observation de la forme de l'éprouvette permet en première approche de se faire une idée sur l'homogénéité de la déformation (« effet tonneau »). Dans la mesure du possible, il est cependant préférable d'effectuer des analyses micrographiques de coupes d'échantillons afin de vérifier l'uniformité de la déformation.

Ces analyses ont révélé un phénomène bien particulier et souvent rencontré dans le comportement en compression dynamique des aciers à haute limite d'élasticité (cf. §I.1.3.1) : l'endommagement du matériau par bandes de cisaillement adiabatique.

Le cisaillement adiabatique apparaît dans les échantillons sollicités à haute température (873 K), ou à température ambiante et à grande déformations (> 0.3). La photographie de la figure II.27 illustre ces propos dans le cas où l'acier est sollicité en compression à une vitesse de 1700 s^{-1} et à une température de 873 K.

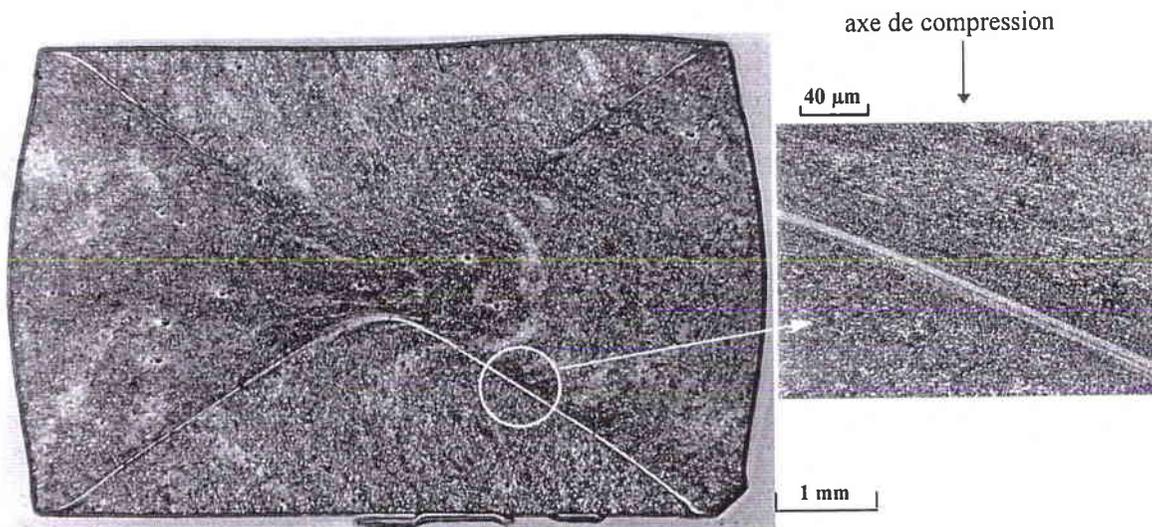


Figure II.27 - Bandes de cisaillement adiabatique dans un échantillon d'acier Mars 190 sollicité en compression à 1700 s^{-1} et 873 K ($\epsilon^p = 0.3$).

Les bandes de cisaillement prennent naissance aux deux extrémités des interfaces échantillon/barres et suivent des plans à 45° par rapport à l'axe du cylindre, jusqu'à se rencontrer en son centre.

Un autre exemple d'apparition de ces bandes est présenté dans la figure II.28.

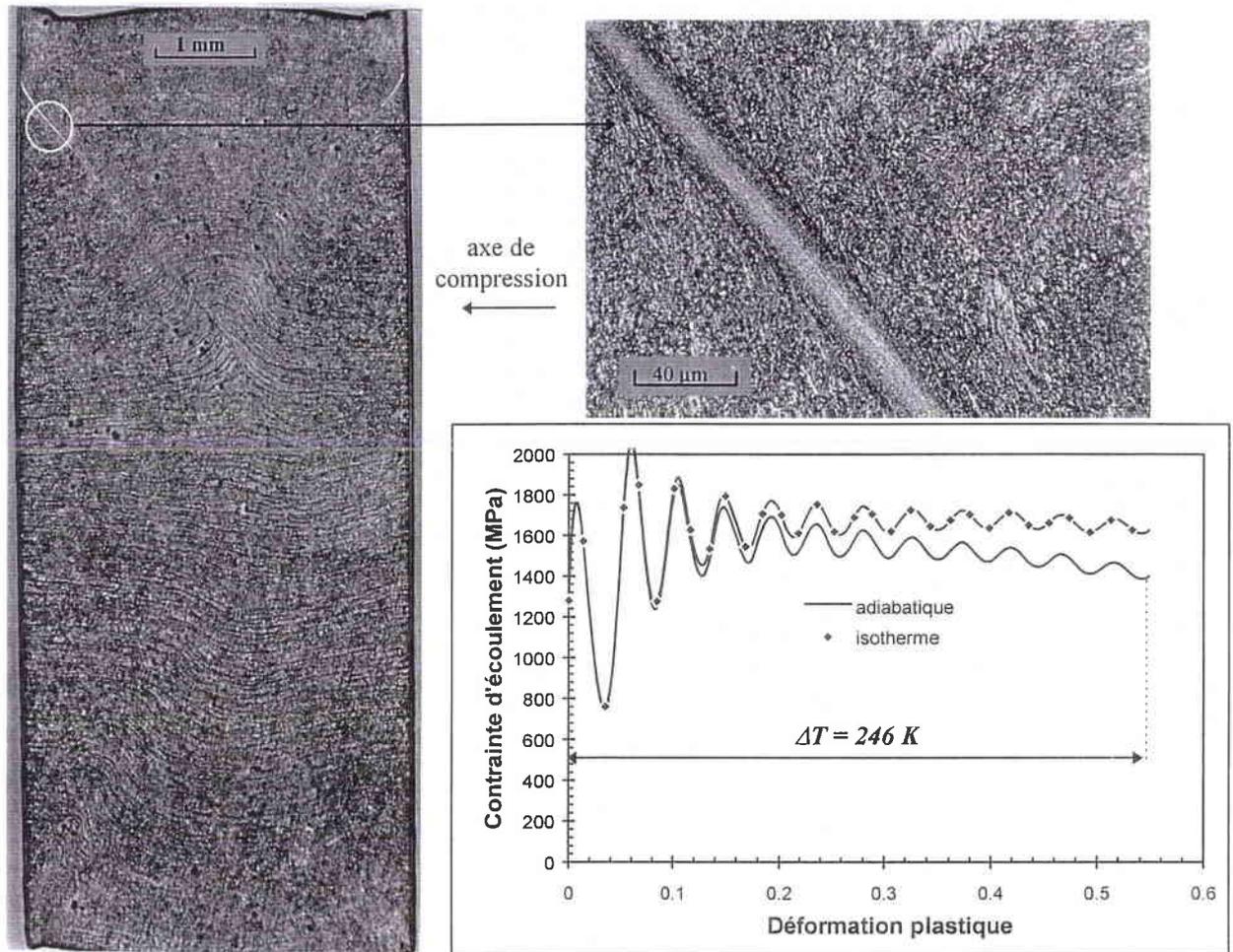


Figure II.28 - Cisaillement adiabatique en compression dynamique à 293 K et $2800 s^{-1}$ ($\epsilon^p = 0.55$) - Courbe contrainte-déformation associée.

Les bandes de cisaillement sont initiées aux mêmes endroits que dans le cas précédent et suivent les mêmes plans à 45° par rapport à l'axe du cylindre. Intéressons nous aux courbes adiabatique et isotherme correspondant à cet essai (Fig. II.28). Les grandes déformations générées lors de l'expérience (~ 0.6) entraînent une forte élévation de température égale à $246 K$, qui va adoucir le matériau. La pente de la courbe isotherme contrainte-déformation devient négative à partir d'une déformation plastique d'environ 0.3 . Ce changement de signe indique l'existence d'instabilités pouvant provoquer, comme c'est le cas dans notre exemple, l'endommagement du matériau par localisation de la déformation dans des bandes de cisaillement adiabatique.

Nous avons effectué la même analyse sur un échantillon également sollicité à température ambiante, mais à une vitesse de déformation sensiblement inférieure, soit $1850 s^{-1}$ (cf. courbe contrainte-déformation sur la figure II.16). Lors de cet essai, le matériau subit une déformation plastique de 0.3 , et s'échauffe d'environ $120 K$. Les micrographies réalisées ne détectent aucun endommagement de type cisaillement adiabatique, la déformation restant homogène au sein de l'échantillon, avec cependant un léger effet tonneau (Fig. II.29).

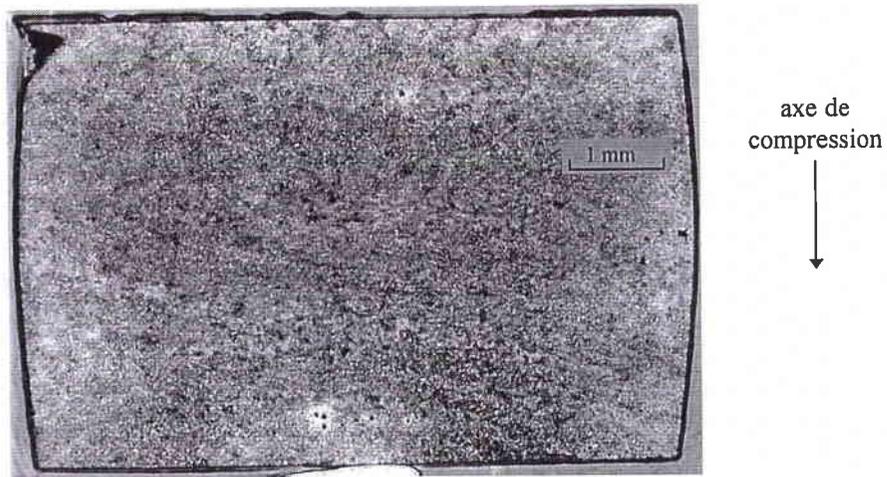


Figure II.29 - Micrographie d'un échantillon d'acier Mars 190 après essai de compression.
 $T = 293 \text{ K}$ - $\dot{\epsilon} = 1850 \text{ s}^{-1}$.

La comparaison de ces deux expériences tend à démontrer qu'en compression dynamique, l'endommagement par cisaillement adiabatique de l'acier Mars 190 n'intervient pas tant qu'un certain niveau de température n'ait été atteint. A 873 K , celui-ci apparaît très rapidement ($\epsilon^p \sim 0.1$) tandis qu'à 293 K , son arrivée est conditionnée par l'élévation de température, et donc par le niveau de déformation atteint au cours de l'essai.

Remarque

La connaissance du coefficient d'érouissage et de la sensibilité à la vitesse de déformation du matériau, peut permettre, via un critère adapté, de déterminer les conditions critiques d'apparition des bandes de cisaillement adiabatique [II.20].

I.2.5 - Synthèse et analyse des résultats

Les résultats acquis précédemment nous permettent d'évaluer les effets du mode de chargement, de la température et de la vitesse de déformation sur le comportement de l'acier Mars 190.

I.2.5.1 - Influence du mode de chargement

Les lois de comportement présentées dans le chapitre I sont des lois scalaires reliant des grandeurs « équivalentes » et permettant de restituer le comportement d'un matériau sous n'importe quel type de chargement. L'application de ces lois impose au matériau considéré de respecter le critère d'équivalence adopté.

Plus concrètement, un essai de torsion et un essai de compression effectués sur un même matériau devront donner un résultat « équivalent » identique, c'est à dire des courbes contrainte d'écoulement équivalente-déformation plastique équivalente superposées.

Les critères isotropes de Tresca et surtout de Von Mises sont les plus couramment utilisés (cf. Ch.I, §II.1.2). Nous allons vérifier dans ce paragraphe la validité de ces critères pour l'acier Mars 190, à l'aide des données issues des essais quasi statiques et dynamiques à température ambiante.

Les contraintes et déformations équivalentes au sens de Von Mises et de Tresca s'écrivent (cf. Ch.I, Tableau I.2) :

- en cisaillement pur,

$$\sigma_{\dot{\epsilon}q}^{VM} = \tau\sqrt{3} \qquad \epsilon_{\dot{\epsilon}q}^{VM} = \frac{\gamma}{\sqrt{3}}$$

$$\sigma_{\dot{\epsilon}q}^{Tr} = 2\tau \qquad \epsilon_{\dot{\epsilon}q}^{Tr} = \frac{\gamma}{2}$$

- en compression ou traction uniaxiale,

$$\sigma_{\dot{\epsilon}q}^{VM} = \sigma \qquad \epsilon_{\dot{\epsilon}q}^{VM} = \epsilon$$

$$\sigma_{\dot{\epsilon}q}^{Tr} = \sigma \qquad \epsilon_{\dot{\epsilon}q}^{Tr} = \epsilon$$

Examinons tout d'abord l'influence du type de chargement sur la limite d'élasticité, dont les valeurs sont répertoriées dans le tableau II.7.

Mode de sollicitation	Valeurs expérimentales (MPa)	Contrainte éq. de Von Mises (MPa)	Contrainte éq. de Tresca (MPa)
Quasi statique : 0.0001 s^{-1}			
Traction	1035	1035	1035
Compression	1098	1098	1098
Torsion	546	945.7	1092
Dynamique			
Traction	1130	1130	1130
Compression	1230	1230	1230
Torsion	626	1084.3	1252

Tableau II.7 - Limite d'élasticité et contrainte équivalente associée de l'acier Mars 190 à 300 K (quasi statique et dynamique), en fonction du mode de sollicitation.

La première remarque concerne les valeurs de limite d'élasticité en traction et compression, qui diffèrent de 6% à 9% suivant la vitesse de déformation. Cet écart peut

s'expliquer par le fait que les contraintes résiduelles apparues après la trempe n'ont pas été totalement relaxées lors du revenu, induisant un léger effet Baushinger sur cet acier [II.4]. Enfin, la comparaison entre les contraintes équivalentes en compression et torsion montre une meilleure adéquation du critère de Tresca. La figure II.30 propose le tracé des surfaces d'élasticité de Von Mises et de Tresca dans les axes des contraintes principales σ_1 , σ_2 , en prenant comme référence la limite élastique en compression.

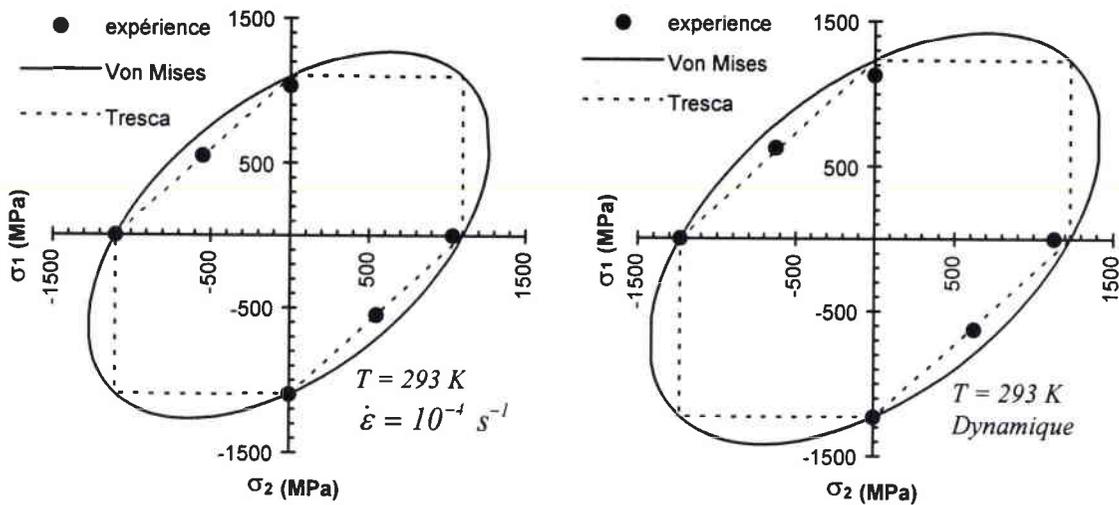


Figure II.30 - Acier Mars 190 : surface d'élasticité de Tresca et Von Mises dans le repère des contraintes principales.

Le critère de Von Mises surestime la limite d'élasticité en torsion d'environ 15%, en quasi statique et en dynamique. Le critère d'équivalence de Tresca, décrivant à l'origine un cisaillement maximal critique, semble donc plus adapté pour restituer des résultats de torsion à partir d'essais de compression (ou vice-versa).

Le critère d'équivalence doit être respecté non seulement sur la limite d'élasticité, mais également tout au long de l'écoulement plastique. La figure II.31 compare les courbes contrainte équivalente-déformation équivalente de traction, compression et torsion obtenues sous chargement quasi statique.

La différence de valeur entre la limite d'élasticité en compression et en traction demeure constante quel que soit le niveau de déformation (jusqu'à la striction). Dans ce cas, le coefficient d'écrouissage demeure quasiment identique pour les deux modes de sollicitation.

L'application des deux critères d'équivalence à la courbe de torsion quasi statique ne donne pas les résultats attendus : le critère de Tresca surestime la contrainte d'écoulement en compression et traction, tandis que le critère de Von Mises la sous-évalue.

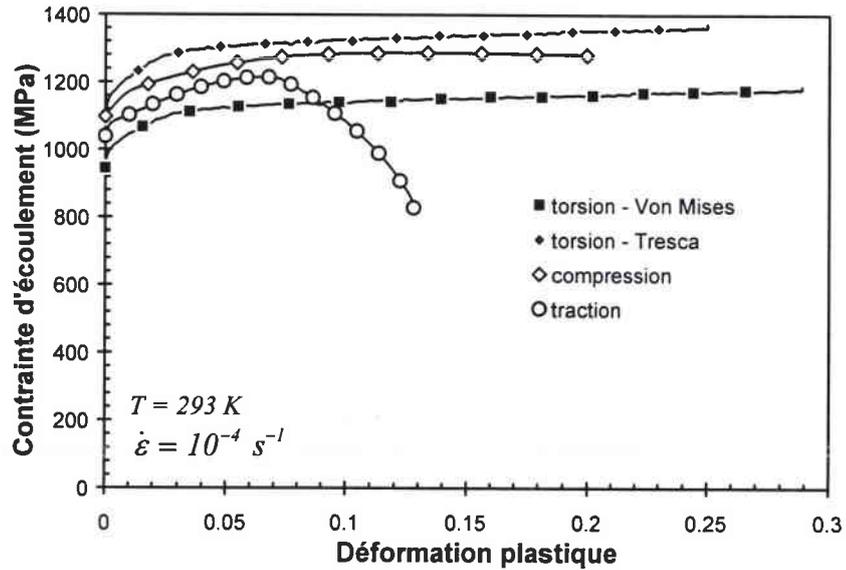


Figure II.31 - Courbes contrainte-déformation équivalentes en traction, compression et torsion sous sollicitation quasi statique.

Sous sollicitation dynamique (Fig. II.32) le critère de Tresca restitue correctement la courbe de compression alors que l'application du critère de Von Mises aboutit à la courbe de traction.

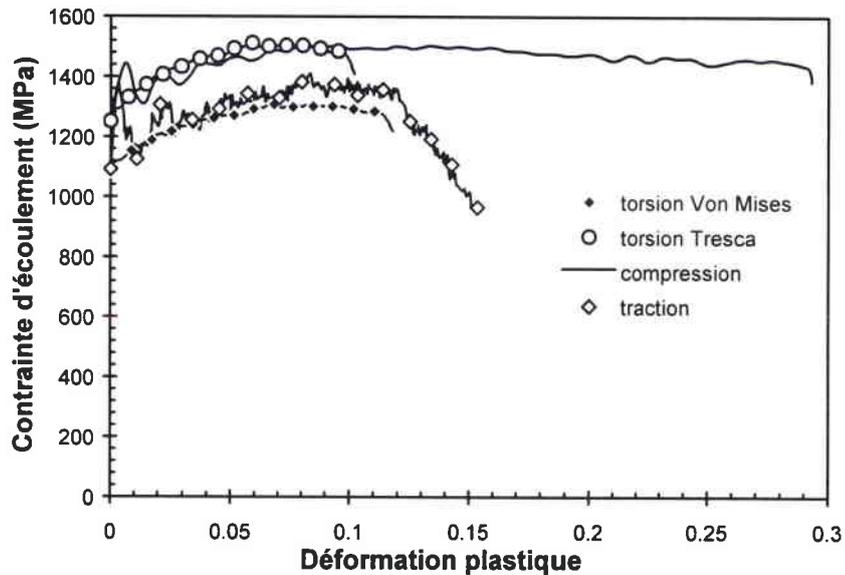


Figure II.32 - Courbes contrainte-déformation équivalentes en traction, compression et torsion sous sollicitation dynamique.

Dans tous les cas, l'utilisation de l'un ou de l'autre critère respecte de façon satisfaisante l'écroutissage du matériau et introduit une erreur inférieure à 15% sur la contrainte d'écoulement.

L'étude de l'influence du mode de sollicitation sur l'acier Mars 190 nous amène à formuler les conclusions suivantes :

- un faible effet Baushinger induit une légère diminution de la limite d'élasticité en traction par rapport à la compression, sans affecter le coefficient de consolidation,

- un critère d'équivalence isotrope de type Tresca ou Von Mises suffit à restituer de façon correcte les résultats en compression ou en traction à partir d'essais de torsion, sous sollicitation quasi statique ou dynamique.

I.2.5.2 - Influence de la température

Nous pouvons constater sur la figure II.33 l'effet de la température sur les surfaces d'élasticité de Von Mises tracées en prenant la limite élastique en compression comme référence.

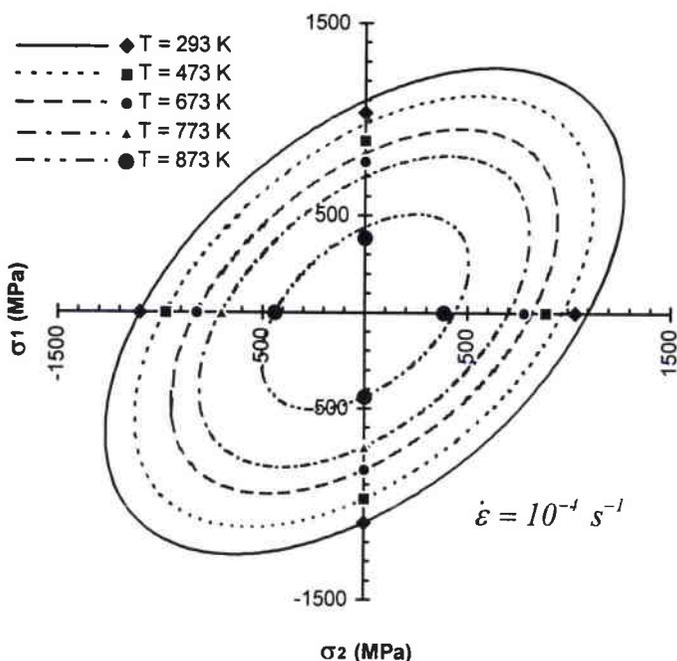


Figure II.33 - Surfaces d'élasticité de l'acier Mars 190 sous sollicitation quasi statique, en fonction de la température (critère de Von Mises).

Jusqu'à 773 K, la limite d'élasticité diminue progressivement avec la température. A 873 K, cette dernière chute brutalement, indiquant un changement dans les mécanismes de déformation. Le graphique de la figure II.34 nous montre l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement à $\epsilon^p = 0.05$ et à différentes vitesses de déformation. Nous avons tracé

en ordonnée le rapport de la contrainte sur le module de cisaillement afin de s'affranchir des effets dus à la décroissance de ce dernier avec la température.

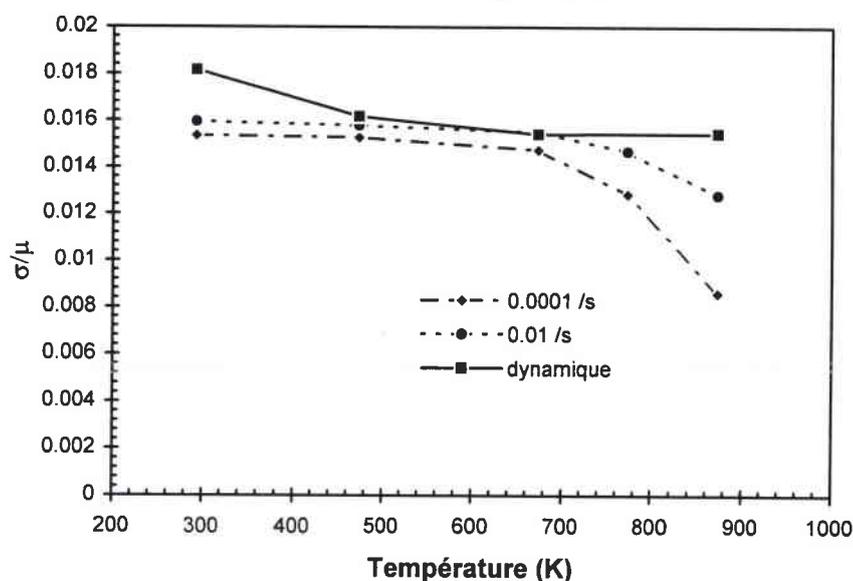


Figure II.34 - Contrainte d'écoulement à $\varepsilon^p = 0.05$ rapportée au module de cisaillement en fonction de la température, à différentes vitesses de déformation.

Sur cette figure nous distinguons trois domaines en fonction de la température et de la vitesse de déformation. Pour $T < 773 K$, nous nous trouvons sur le palier athermique ou dans le domaine thermiquement activé, suivant la vitesse de déformation considérée. Au delà de cette température, la contrainte chute plus ou moins brutalement suivant la vitesse de déformation. A ce niveau de température nous nous approchons de la température de revenu de notre acier. Dans ce cas, ce dernier peut subir un sur-revenu ; les particules de carbure coalescent, deviennent plus distantes les unes des autres, entraînant une chute de la dureté et donc de la contrainte d'écoulement. Nous sommes également proches de la moitié de la température de fusion du matériau, à partir de laquelle les mécanismes de déformation sont contrôlés par la diffusion. Ces deux processus expliquent l'écroulement de la contrainte au delà de 773 K.

Les différentes lois de comportement ne prenant pas en compte les mécanismes de déformation contrôlés par la diffusion, les résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine seront occultés lors de l'identification des coefficients de ces modèles.

1.2.5.3 - Influence de la vitesse de déformation

La figure II.35 rappelle les résultats obtenus en compression sous sollicitations quasi statique et dynamique à température ambiante.

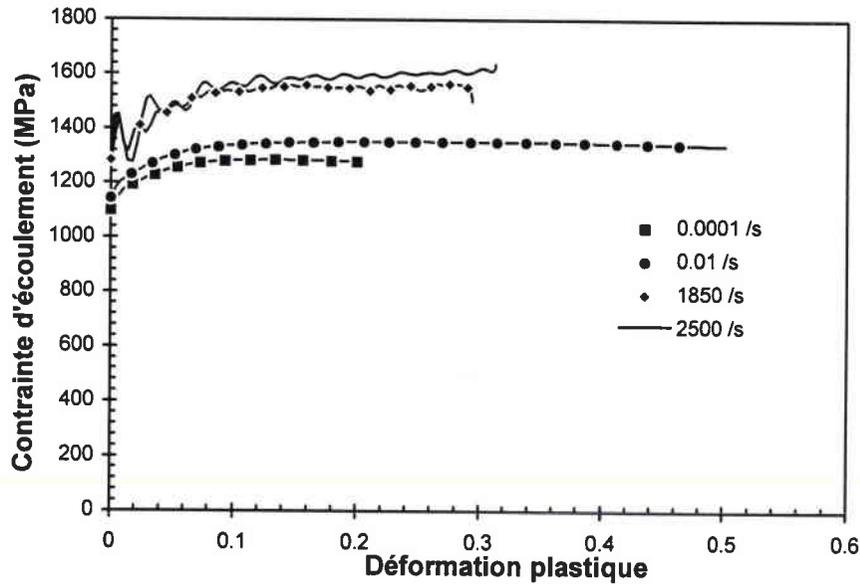


Figure II.35 - Courbes contrainte déformation de l'acier Mars 190 à $T = 293 K$, sous sollicitations de compression quasi statique et dynamique (courbes isothermes).

L'acier Mars 190 est relativement peu sensible à la vitesse de déformation. En effet, en compression, un essai à $\sim 10^3 s^{-1}$ s'accompagne d'une élévation de la contrainte d'écoulement inférieure à 20 % par rapport à une sollicitation quasi statique à $10^{-4} s^{-1}$, quel que soit le niveau de déformation.

A l'aide des courbes ci-dessus, nous pouvons calculer le coefficient d'écrouissage n (ch. Ch.I §I.1) en fonction de la vitesse de déformation :

$\dot{\epsilon} (s^{-1})$	10^{-4}	10^{-2}	1850
n	0.04	0.046	0.047

Tableau II.8 - Coefficient d'écrouissage n en fonction de la vitesse de déformation.

Les chiffres donnés dans ce tableau indiquent que le coefficient d'écrouissage n est quasiment pas influencé par la vitesse de déformation, tout du moins dans notre plage de mesure.

Afin d'élargir la gamme d'étude en vitesse de déformation, nous allons confronter les données issues des essais Hopkinson en compression, avec les résultats d'expansion d'anneaux. Une correction de 5% est effectuée sur la contrainte résultante des essais d'expansion d'anneaux pour tenir compte de l'effet Baushinger détecté précédemment. La figure II.36 compare les courbes contrainte-déformation à vitesse de déformation constante obtenues à l'aide des deux types d'expérience.

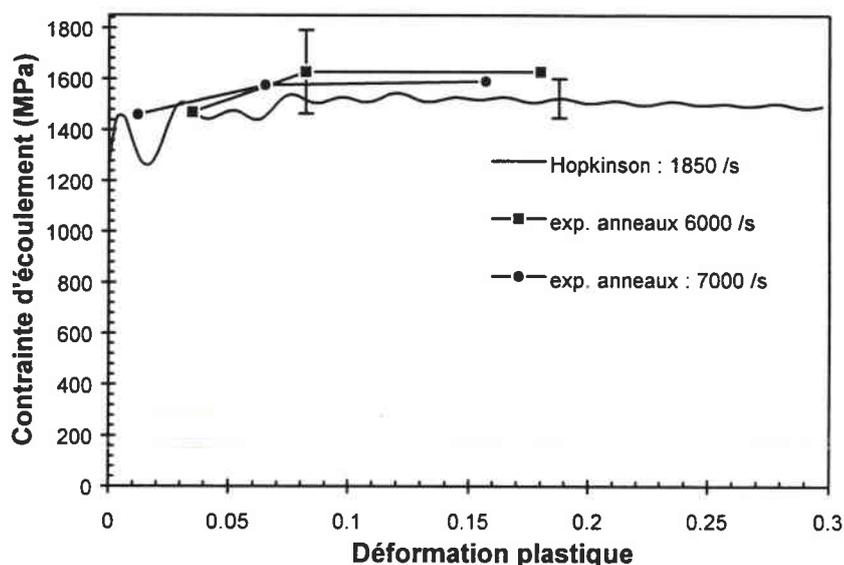


Figure II.36 - Courbes contrainte-déformation adiabatiques à différentes vitesses de déformation.

Les courbes d'expansions d'anneaux à 6000 et 7000 s^{-1} se positionnent légèrement au dessus de la courbe Hopkinson à 1850 s^{-1} . Ce résultat doit tenir compte des incertitudes assez importantes ($\pm 10\%$) relatives aux contraintes déterminées lors des tests d'expansion d'anneaux.

Nous pouvons évaluer le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation de l'acier Mars 190 en traçant l'évolution de la contrainte d'écoulement à $\varepsilon^p = 0.05$ en fonction de la vitesse de déformation (Fig. II.37).

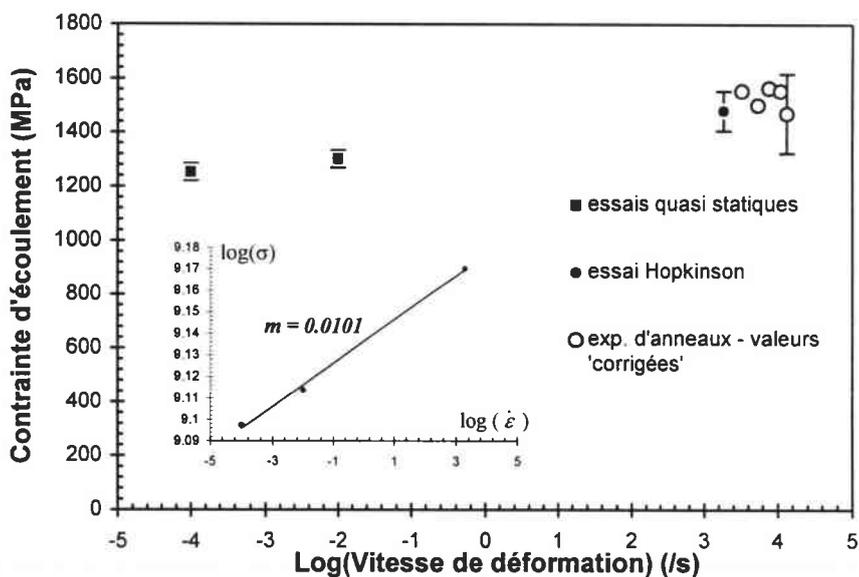


Figure II.37 - Contrainte d'écoulement à $\varepsilon^p = 0.05$ et $T = 293 \text{ K}$ en fonction de la vitesse de déformation.

Nous voyons sur cette figure que la contrainte croît de façon linéaire avec le logarithme de la vitesse de déformation, ce qui est représentatif de mécanismes de déformation thermiquement activés (cf. Ch.I §I.2.3). Jusqu'à des vitesses de 13200 s^{-1} , nous ne détectons pas de transition dans la sensibilité à la vitesse de déformation de ce matériau.

Le coefficient de sensibilité à la vitesse défini par $m = \left. \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}} \right|_{\epsilon, T}$ est égal à 0.0101

(Fig. II.37), pour $10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^4 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur indique bien le peu d'influence de la vitesse de déformation sur le comportement de l'acier Mars 190, comparé à d'autres matériaux tels que le tantale ($m = 0.3$ [II.18]) ou le cuivre ($m = 0.014$ [II.19]), dans le domaine thermiquement activé. Il est important de noter que pour l'acier Mars 190, ce coefficient reste constant au cours de la déformation.

I.2.5.4 - Ecrouissage

L'ensemble des expériences réalisées met en évidence le phénomène suivant : l'acier Mars 190 s'écrouit fortement dès les premiers pour-cent de déformation plastique, puis tend rapidement vers une contrainte de saturation. La saturation est observable en général à partir d'une déformation plastique de 0.05 et dans tous les cas est effective à $\epsilon^p = 0.1$.

Remarque

En traction uniaxiale, la déformation à la striction dépend de la vitesse de déformation et de la température (Fig. II.38).

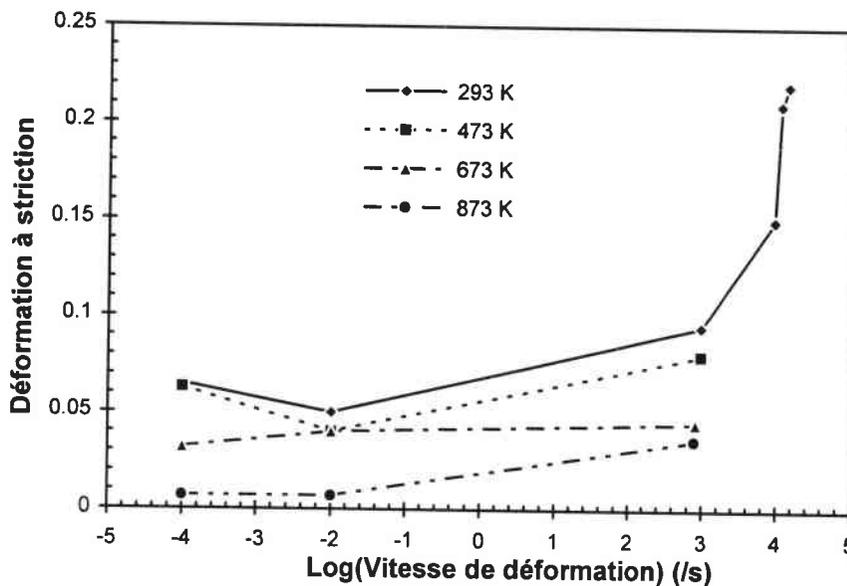


Figure II.38 - Déformation plastique à la striction en fonction de la vitesse de déformation, pour différentes températures.

Globalement, l'augmentation de la vitesse de déformation retarde l'arrivée de l'endommagement par striction, contrairement à l'élévation de température. La déformation homogène passe respectivement de 0.065 à 0.22 pour des vitesses de sollicitation de 10^{-4} à $1.4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Ce phénomène peut s'expliquer par l'influence bénéfique des effets d'inertie sur la stabilisation de la déformation [II.21].

I.2.6 - Conclusion

La caractérisation de l'acier Mars 190 nous a permis d'évaluer les effets du mode de chargement, de la température et de la vitesse de déformation sur son comportement mécanique.

La synthèse de tous ces résultats expérimentaux nous conduit aux conclusions suivantes :

- l'acier Mars 190 présente sensiblement un comportement isotrope et, malgré un léger effet Baushinger, respecte de façon correcte les critères d'équivalence isotropes de type Tresca et Von Mises,

- cet acier s'écrouit fortement au début du processus de déformation plastique, mais tend ensuite rapidement vers un état identique à celui d'un matériau au comportement plastique parfait : les lois de comportement modélisant une contrainte de saturation semblent adaptées à ce matériau,

- pour des températures supérieures à 773 K, les mécanismes de diffusion contrôlent la déformation plastique et font chuter la contrainte d'écoulement : les données acquises dans ce domaine ne doivent pas être prise en compte dans l'identification des coefficients des modèles de comportement qui négligent le phénomène de diffusion,

- les effets conjugués de la vitesse de déformation et de la température indiquent la présence prépondérante des mécanismes athermiques et thermiquement activés,

- aucune transition dans la sensibilité à la vitesse de déformation n'a été détectée jusqu'à $1.4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$,

- l'acier Mars 190, comme la plupart des aciers martensitiques à haute limite d'élasticité, est très sensible à l'endommagement par bandes de cisaillement adiabatiques : la déformation plastique homogène reste inférieure à 0.3 en compression dynamique.

II - CARACTERISATION MECANIQUE DU TANTALE

II.1 - Etude bibliographique

II.1.1 - Généralités sur le tantale

Le tantale attire l'attention des scientifiques et l'intérêt des ingénieurs de par ses propriétés physiques et mécaniques bien particulières. En effet, ce métal réfractaire de structure cristalline cubique centré présente la particularité de posséder une masse volumique, une température de fusion et une limite d'élasticité élevées, ainsi qu'une grande ductilité dans un large domaine de vitesse de déformation et de température [II.22], [II.23]. Ces propriétés en font un candidat particulièrement attractif pour certaines applications liées à la défense, comme les charges creuses ou les charges génératrices de noyau.

Le tableau II.9 nous donne quelques propriétés physiques générales du tantale.

Aspects cristallographiques	
Structure cristalline	cubique centré (CC)
Paramètre de maille ($10^{-10}m$)	$a = 3.2959$
Masse molaire (g)	$M = 180.95$
Masse volumique à $20^{\circ}C$ ($kg.m^{-3}$)	$\rho = 16660$
Propriétés thermiques	
Température de fusion (K)	$T_f = 3269$
Température de vaporisation (K)	$T_v = 5700$
Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	$C_p = 139.12 + 1.76 \cdot 10^{-2}(T-273) + 1.38 \cdot 10^{-6} (T-273)^2$ $T \in [273, 1673K]$
Coefficient de dilatation linéique ($\mu m.m^{-1}.K^{-1}$)	$\alpha = 6.7 \quad T \in [273, 373K]$
Constantes élastiques (à $20^{\circ}C$)	
Module d'Young (GPa)	$E = 186$
Module de cisaillement (GPa)	$\mu = 69$
Coefficient de Poisson	$\nu = 0.34$

Tableau II.9 - Quelques caractéristiques physiques du tantale [II.24], [II.25], [II.26].

II.1.2 - Comportement plastique du tantale

Le tantale, comme la plupart des matériaux de structure cubique centré, présente un comportement mécanique fortement influencé par les impuretés, les éléments d'alliage, la texture cristallographique, la température et la vitesse de déformation [II.23], [II.27], [II.28]. Dans la suite de ce paragraphe, nous nous intéressons surtout à l'influence du chargement thermomécanique sur la contrainte d'écoulement.

II.1.2.1 - Limite d'élasticité

La courbe de consolidation du tantale présente un pic d'élasticité : la contrainte d'écoulement passe par un palier situé entre une limite d'élasticité inférieure et une limite d'élasticité supérieure (Fig. II.39). Ce pic d'élasticité est attribué en général au blocage des dislocations par les impuretés [II.18].

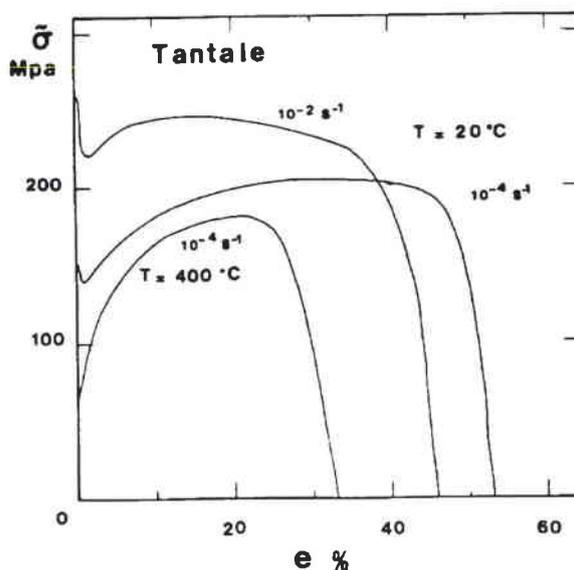


Figure II.39 - Courbes de traction du tantale : apparition du pic d'élasticité [II.18].

La forte sensibilité à la vitesse de déformation de la limite d'élasticité supérieure observée sur la figure II.39 (à $T = 293\text{ K}$) correspond au désancrage thermiquement activé des dislocations. L'absence de pic relevé sur la courbe à 673 K et 10^{-4} s^{-1} est dû d'une part à un désancrage plus aisée des dislocations aidé par des fluctuations thermiques plus importantes, et d'autre part à un blocage moins efficace de ces mêmes dislocations résultant de la migration des impuretés vers des sites plus favorables [II.18].

La limite d'élasticité d'un polycristal dépend de la taille des grains le constituant suivant la loi de Hall-Petch (cf. Ch.I §I.1) :

$$\sigma_0 = \sigma_i + k_y d^{1/2} \quad (\text{II.1})$$

La taille de grain du tantale dépend de son mode d'élaboration, de sa mise en oeuvre et des traitements thermomécaniques intermédiaires qui lui ont été appliqués. Les deux principaux modes d'élaboration du tantale sont la fusion par bombardement électronique sous vide (EB), qui conduit à un tantale à gros grains de haute pureté, et le frittage (métallurgie des poudres) qui génère un tantale à grains fins, riche en éléments interstitiels. Michaluk [II.29] s'est intéressé aux variations des paramètres de Hall-Petch σ_i et k_y en fonction du niveau de déformation, pour les deux types de tantale ainsi que sur du tantale allié à du tungstène. Le tableau II.10 reprend ces résultats sur le tantale non allié.

		ϵ^p	0.05	0.075	0.1	0.125
Tantale pur (EB)	σ_i (MPa)		189	207	212	222
	k_y (MPa.m ^{1/2})		0.12	0.12	0.26	0.28
Tantale fritté	σ_i (MPa)		358	319	304	231
	k_y (MPa.m ^{1/2})		0.29	0.8	0.77	1.33

Tableau II.10 - Paramètres de Hall-Petch pour le tantale, en fonction du mode d'élaboration et de la déformation plastique. Essai de traction à $\dot{\epsilon} = 0.001 \text{ s}^{-1}$ et $T = 293 \text{ K}$ [II.29].

Nous pouvons remarquer les valeurs beaucoup plus élevées de σ_i et k_y dans le cas du tantale fritté. Ceci s'explique par la forte teneur en impuretés interstitielles obtenue par ce mode d'élaboration, qui contribue à « durcir » le matériau. Michaluk explique la forte augmentation de k_y par la formation de *nuages* ou *d'atmosphères de Cottrell* avec l'augmentation de la densité de dislocations au cours de la déformation [II.29]. Ce phénomène correspond à la ségrégation d'interstitiels ou d'atomes étrangers en solution solide autour des joints de grains et des dislocations, qui sont alors fortement ancrées [II.30], [II.31]. La contrainte nécessaire pour les en arracher doit être alors très élevée.

II.1.2.2 - Influence de la température et de la vitesse de déformation

La limite d'élasticité et la contrainte d'écoulement du tantale augmentent rapidement avec l'accroissement de la vitesse de déformation ou la diminution de la température. La figure II.40 illustre ce phénomène à l'aide de résultats expérimentaux obtenus par Hoge et Mukherjee [II.32].

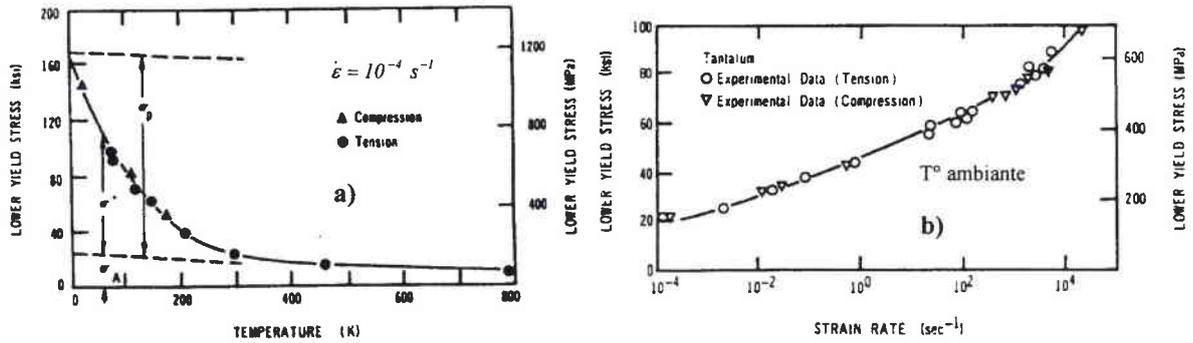


Figure II.40 - Limite d'élasticité inférieure du tantale en fonction de la température a) et en fonction de la vitesse de déformation b) [II.32].

Nous voyons par exemple que la limite élastique augmente de plus de 400 % lorsque la vitesse de déformation passe de 10^{-4} à $\sim 5.10^3 \text{ s}^{-1}$.

Pour des températures peu élevées, la limite d'élasticité augmente rapidement lorsque la température décroît, indiquant la présence d'un mécanisme thermiquement activé. La plupart des auteurs associent ce mécanisme aux franchissement des barrières de Peierls, où le mouvement des dislocations est freiné par la résistance intrinsèque du réseau [II.22], [II.32], [II.33], [II.34]. Le faible volume d'activation V^* correspondant à ce type de mécanisme [II.32], [II.34] explique la forte valeur du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation λ (cf. (I.16), où $\lambda = kT/V^*$).

Au delà d'une température critique et pour une vitesse de déformation donnée, la limite élastique devient pratiquement constante : le plateau athermique est atteint. A titre d'exemple, à 10^{-4} s^{-1} , la température critique peut varier selon la nuance de tantale de $\sim 380 \text{ K}$ [II.32], [II.35] à $\sim 590 \text{ K}$ [II.36].

La sensibilité à la vitesse de déformation du tantale a tendance à décroître avec la déformation. Regazzoni [II.18] a déterminé la valeur du coefficient $m = \partial \ln \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon} \Big|_{\epsilon, T}$ en fonction de la déformation, à partir d'essais de traction effectués à 10^{-2} et 10^{-4} s^{-1} . Il obtient :

ϵ^p	0.01	0.05	0.1	0.2
m	0.1	0.07	0.05	0.03

Tableau II.11 - Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation m en fonction de la déformation. Cas du tantale sollicité en traction à 10^{-4} et 10^{-2} s^{-1} [II.18].

Le tantale va donc tendre a priori vers un comportement plastique parfait aux grandes vitesses de déformation. Des résultats d'expansion d'anneaux à des vitesses de déformation initiales d'environ 7000 s^{-1} menés par Gourdin [II.37] viennent corroborer ce propos.

Cette conclusion reste toutefois à nuancer. En effet les essais dynamiques étant adiabatiques, les courbes de consolidation résultent toujours de la compétition entre

écrouissage et adoucissement thermique. Afin d'évaluer réellement la sensibilité à la vitesse au cours de la déformation, il faut donc dans la mesure du possible tracer des courbes contrainte-déformation sous conditions isothermes.

Les raisonnements et analyses précédents sont valables dans le domaine des vitesses de déformation moyennes ou intermédiaires ($\sim 10^3 \text{ s}^{-1}$). Qu'en est-il au delà ? Existe-t-il un phénomène de transition dans le comportement du tantale vers les grandes vitesses de déformation ? La plupart des travaux concernant le tantale ne font pas état d'un tel comportement. Clifton et al [II.38], à l'aide d'essais d'impact incliné (« Pressure shear impact »), ont pu mesurer la contrainte de cisaillement du tantale à des vitesses de déformation de 2.10^5 s^{-1} . En comparant leurs données à celles obtenues par Hoge et Mukherjee à des vitesses inférieures [II.31], ils ne constatent pas de transition vers un mécanisme de frottement visqueux ou autre dans le comportement du matériau (Fig. II.41).

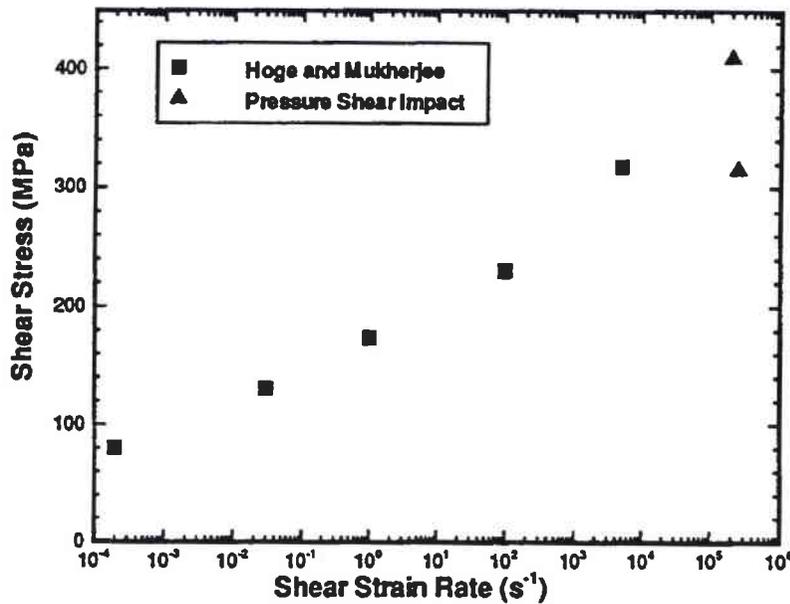


Figure II.41 - Sensibilité à la vitesse de déformation du tantale [II.38].

Hoge et Mukherjee postulent cependant qu'une combinaison de mécanismes thermiquement activés et de frottement visqueux agit à partir de 10^3 s^{-1} . D'après leur modèle, ces derniers deviennent prépondérants pour des vitesses de déformation supérieures à $7.1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ [II.32], [II.39]. Malheureusement, aucun résultat expérimental ne permet de vérifier ces prédictions. Enfin, Reggazoni observe une transition dans la sensibilité à la vitesse de déformation de la contrainte d'écoulement maximale (en traction uniaxiale) autour de 10^3 s^{-1} . En s'appuyant sur les travaux de Hoge et al. [II.32], il attribue ce phénomène à un mécanisme de frottement visqueux.

II.1.2.3 - Influence de la déformation

Dans le domaine des faibles vitesses de déformation, le tantale polycristallin s'écroute assez faiblement au cours de la déformation plastique. Sous sollicitation dynamique, le taux d'écroutissage diminue fortement et son comportement s'apparente quasiment à celui d'un matériau plastique parfait. La décroissance du taux d'écroutissage avec l'augmentation de la vitesse de déformation est mise en évidence dans les travaux de Regazzoni [II.18]. Le coefficient d'écroutissage $n = \partial \log \sigma / \partial \log \varepsilon^p$ passe de 0.27 pour $\dot{\varepsilon} = 10^{-4} s^{-1}$ à 0.13 pour $\dot{\varepsilon} = 10^{-2} s^{-1}$. Les auteurs sont partagés sur la dépendance du taux d'écroutissage en fonction de la vitesse de déformation et de la température. Certains d'entre eux montrent que ce taux d'écroutissage est indépendant de T et $\dot{\varepsilon}$ [II.23] [II.32] [II.34] [II.35] [II.36], tandis que d'autres résultats démontrent le contraire [II.28] [II.33] [II.40] [II.41]. Nous verrons plus loin ce qu'il en est pour notre tantale d'étude.

Dans le domaine quasi statique et pour des éprouvettes sollicitées en traction, la décroissance du coefficient d'écroutissage n conduit à des allongements à rupture diminuant avec la vitesse de déformation [II.18], [II.42]. La figure II.42 illustre ce phénomène dans le cas d'un tantale sollicité en traction à température ambiante.

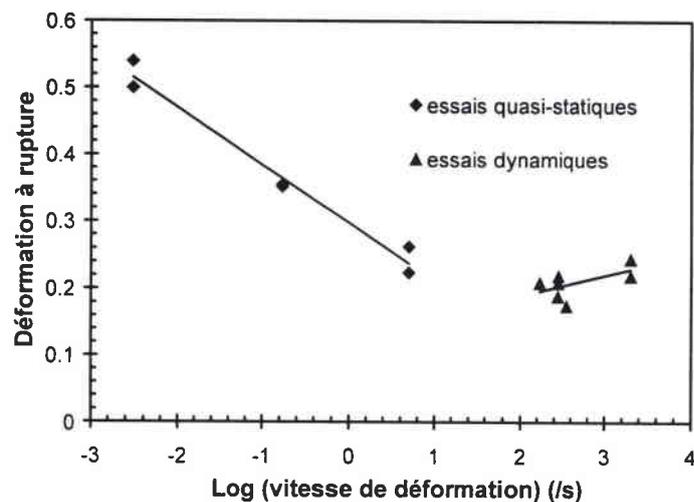


Figure II.42 - Variation de l'allongement à rupture en fonction de la vitesse de déformation.

Tantale, $T = 293 K$ [II.42].

Sous sollicitations dynamiques ($\dot{\varepsilon} \geq 100 s^{-1}$), l'allongement à rupture (ainsi que l'allongement maximal avant striction) a tendance à augmenter avec la vitesse de déformation. Ce phénomène peut s'expliquer par l'influence positive des effets d'inertie inhérent aux essais dynamiques sur la ductilité des matériaux CC et CFC [II.21] ,[II.43].

II.1.2.4 - Influence de la pression de choc

Le passage d'une onde de choc à travers un matériau peut induire des changements microstructuraux modifiant ses propriétés mécaniques. Les matériaux de structure cristalline cubique faces centrées sont particulièrement sensibles à ces effets. Un cuivre choqué à 10 GPa présente une limite d'élasticité supérieure et un taux d'écrouissage moins fort que le même cuivre non choqué [II.44], [II.45]. L'influence du choc sur le comportement des matériaux de structure cubique centré est beaucoup moins prononcée et dépend de la pression de choc. Gray III [II.46] a testé, en compression quasi statique et dynamique, des échantillons de tantale après les avoir soumis à des pressions de choc de 7 et 20 GPa. En prenant en compte la déformation plastique générée par le passage du choc (égale à $4/3 \ln(V/V_0)$ où V et V_0 sont les volumes final et initial de l'échantillon [II.47]), les résultats obtenus ne montrent pas de variation significative de la contrainte d'écoulement du tantale (Fig. II.43).

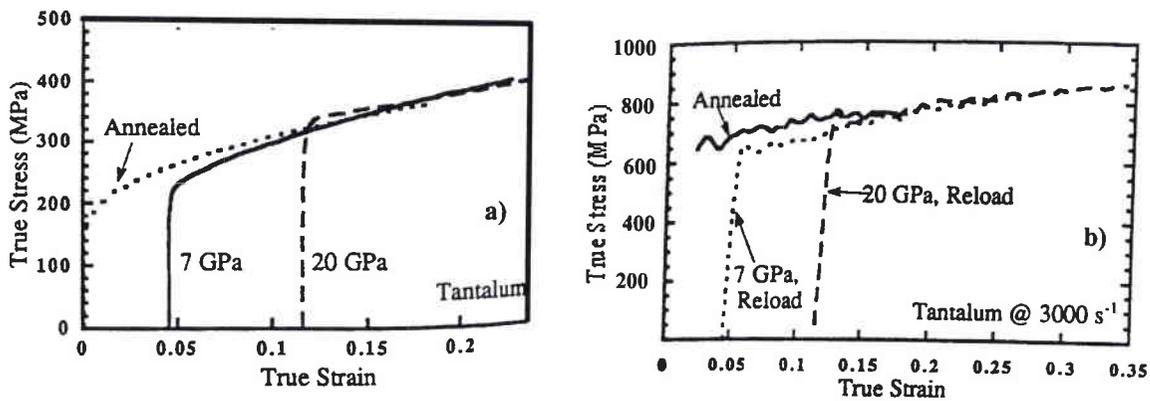


Figure II.43 - Courbes contrainte-déformation en compression quasi statique a) et dynamique b) du tantale après un choc de 7 et 20 GPa [II.46].

Murr et al. [II.48] proposent le même type d'étude avec un tantale pré-choqué à 45 GPa. A ce niveau de pression, le tantale a subi une pré-déformation par maclage. Ce mode de déformation se caractérise par un cisaillement en bloc des grains constituant le polycristal. La présence de macles va modifier le comportement du matériau. La figure II.44 compare la contrainte d'écoulement du tantale choqué et non choqué sous sollicitations dynamiques (barres de Hopkinson en compression).

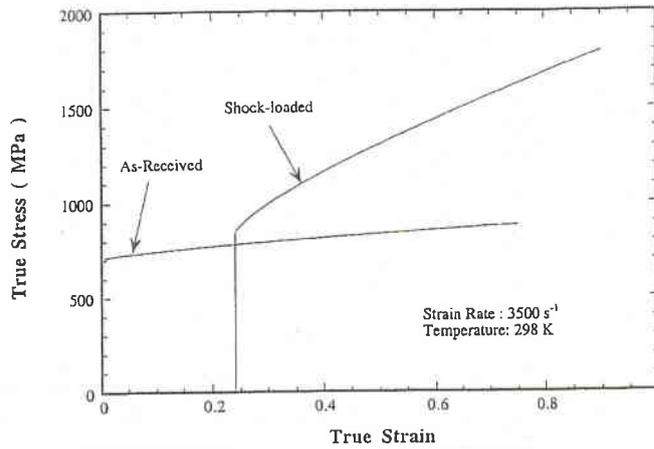


Figure II.44 - Comparaison des courbes contrainte-déformation en compression dynamique ($3.5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$) du tantale choqué à 45 GPa et non choqué. Cas isotherme [II.48].

La contrainte d'écoulement du matériau choqué excède celle du tantale initial d'environ 50 à 100 MPa (à $\varepsilon^p = 0.22$). Le coefficient d'écrouissage est également beaucoup plus élevé dans le cas du tantale choqué. Ces différences de comportement sont attribuées à la présence de macles, qui divisent partiellement les grains et qui, par conséquent, entraînent une élévation de la contrainte [II.48]. Gourdin et al., après avoir également testé des échantillons pré-choqués à 45 GPa , mesurent une augmentation de la contrainte du même ordre (90 - 100 MPa) [II.33]. Ils assimilent l'apparition de macles à une diminution de la taille des grains qui, suivant la loi de Hall-Petch, explique l'augmentation de la contrainte. Dans ce cas, seule la partie athermique σ_a est affectée. Murr et al. [II.48] proposent une modélisation permettant de déterminer la contrainte seuil au delà de laquelle apparaît le maclage (sous choc). Ils s'inspirent pour cela des travaux de Zerilli et Armstrong [II.49], [II.50] qui prévoient une dépendance de la contrainte de maclage avec la taille de grain :

$$\sigma_T = \sigma_{T_0} + k_T d^{-1/2} \quad (\text{II.1})$$

où σ_{T_0} et k_T sont des constantes. Pour une taille de grain de $43 \mu\text{m}$, Murr et al. évalue une contrainte de maclage comprise entre 760.3 et 946 MPa [II.48]. A titre d'exemple, le modèle de Zerilli-Armstrong avec les coefficients standards du tantale [II.22] atteint la valeur inférieure de la contrainte de maclage pour une vitesse de déformation de $1.55 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ (à $T = 293 \text{ K}$).

II.2 - Etude expérimentale

Le tantale d'étude provient de la société Cabot Performance Materials. Son élaboration par fusion par bombardement électronique sous vide lui garantit une très grande pureté. Il est approvisionné sous forme de lingots de 70 mm de diamètre ayant subi un corroyage à trois dimensions par refoulements et étirages successifs effectués dans trois directions perpendiculaires. Après corroyage, les lingots subissent un traitement thermique de recristallisation à 970 °C sous vide pendant une heure. Ce mode d'élaboration permet d'obtenir des pièces isotropes à grains fins de taille moyenne se situant autour de 60 μm (Fig. II.45). Après traitement thermique, la dureté est de 74 HV10 [II.40], valeur caractéristique d'un tantale bien recristallisé [II.51], pour une masse volumique de 16600 kg.m⁻³.

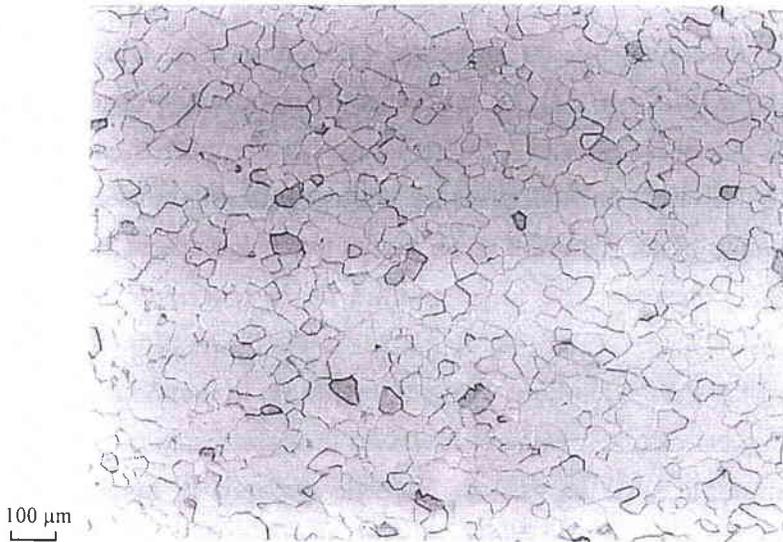


Figure II.45 - Microstructure du tantale à l'état vierge.

Le tableau II.12 nous donne les valeurs des modules élastiques à température ambiante et à 873 K. Entre ces deux bornes, ces constantes évoluent de façon linéaire avec une pente de $-0.040 \text{ GPa K}^{-1}$ pour le module d'Young, $-0.029 \text{ GPa K}^{-1}$ pour le module de cisaillement et $2.9 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ pour le coefficient de Poisson [II.52].

	Module d'Young (GPa) E	Module de cisaillement (GPa) μ	Coefficient de Poisson ν
293 K	192	72	0.330
873 K	167	62	0.346

Tableau II.12 - Constantes élastiques du tantale à 293 et 873 K [II.52].

II.2.1 - Caractérisation mécanique

Nous cherchons ici à évaluer l'influence du type de sollicitation, de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement plastique du tantale.

Une partie des résultats expérimentaux présentés dans cette partie a été publiée dans la thèse de Buy [II.40]. Afin de compléter ces résultats, nous avons effectué des essais de compression dynamique en température. Des essais quasi statiques en température initialement prévus et dédiés à l'évaluation du palier athermique n'ont malheureusement pu être réalisés, faute de disponibilité des machines d'essais. Le tableau II.13 reprend les domaines de vitesse de déformation et de température étudiés en fonction du type de sollicitation appliquée. Les cases grisées correspondent aux essais réalisés par nos soins.

Nous traiterons à part les résultats obtenus sur les tests d'expansions d'anneaux.

Traction		Compression		Torsion	
T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (s⁻¹)	T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (s⁻¹)	T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (s⁻¹)
20	$2.2 \cdot 10^{-4}$	20	10^{-4}	20	$3 \cdot 10^{-4}$
20	$2.2 \cdot 10^{-3}$	20	$2.2 \cdot 10^{-3}$	20	$1.5 \cdot 10^{-3}$
20	$2.2 \cdot 10^{-2}$	20	$2.2 \cdot 10^{-2}$	20	$1.5 \cdot 10^{-2}$
		20	$2.2 \cdot 10^{-1}$	20	$1.5 \cdot 10^{-1}$
		20	1000	20	1.5
		200	1700	20	350
		400	1400		
		600	1400		

Tableau II.13 - Domaines des températures et vitesses de déformation étudiés à l'aide des essais « classiques ».

II.2.1.1 - Essais de traction uniaxiale

Ces essais ont été réalisés sur une machine Zwick asservie en déplacement et de capacité 100 kN. Les éprouvettes sont de section cylindrique, de diamètre 2.5 mm et de longueur utile 15 mm (cf. Fig. II.9 §I.2.2.1).

Les courbes de contrainte vraie en fonction de la déformation plastique obtenues sont présentées ci-dessous :

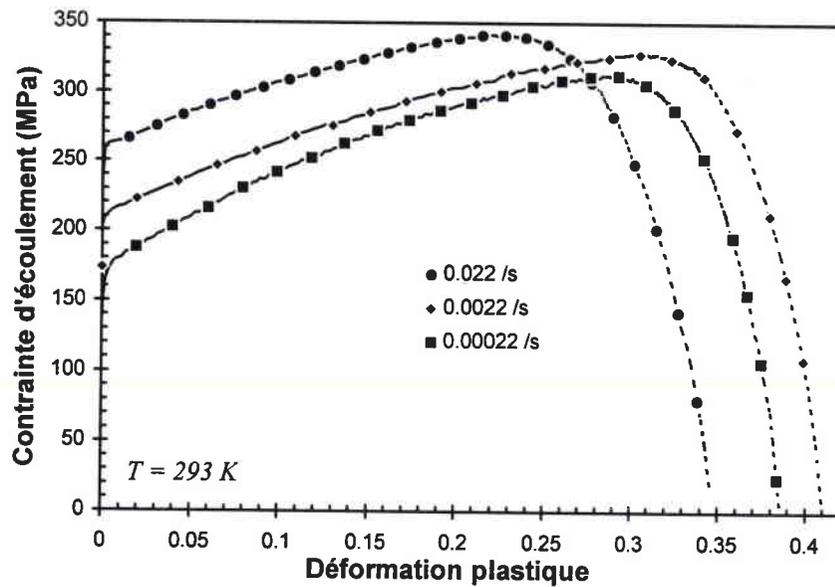


Figure II.46 - Contrainte d'écoulement du tantale en fonction de la déformation plastique en traction uniaxiale à différentes vitesses de déformation.

Nous pouvons d'ores et déjà visualiser la forte influence de la vitesse de déformation sur le tantale. Cette influence s'exerce sur les valeurs de limite d'élasticité et sur le coefficient d'érouissage du matériau. Nous la quantifierons plus loin dans l'analyse des données.

II.2.1.2 - Essais de compression uniaxiale

Les expériences sous sollicitations quasi statiques ont été menées à l'aide d'une machine hydraulique MTS d'une capacité maximale de 50 kN et sur des éprouvettes cylindriques de diamètre et de hauteur 6 mm.

En dynamique, nous avons utilisé le dispositif de Hopkinson décrit dans le chapitre précédent, avec des éprouvettes de géométrie identique à celles testées sous chargement quasi statique. Pour les essais à 473, 673 et 873 K, la montée en température s'effectue en 30 mn. Pour chaque expérience nous évaluons l'élévation de température au sein de l'échantillon au cours de l'essai en considérant que 90 % de l'énergie de déformation plastique est transformée en chaleur.

Les courbes contrainte-déformation rationalisées correspondant à ces essais sont tracées dans les graphiques suivants :

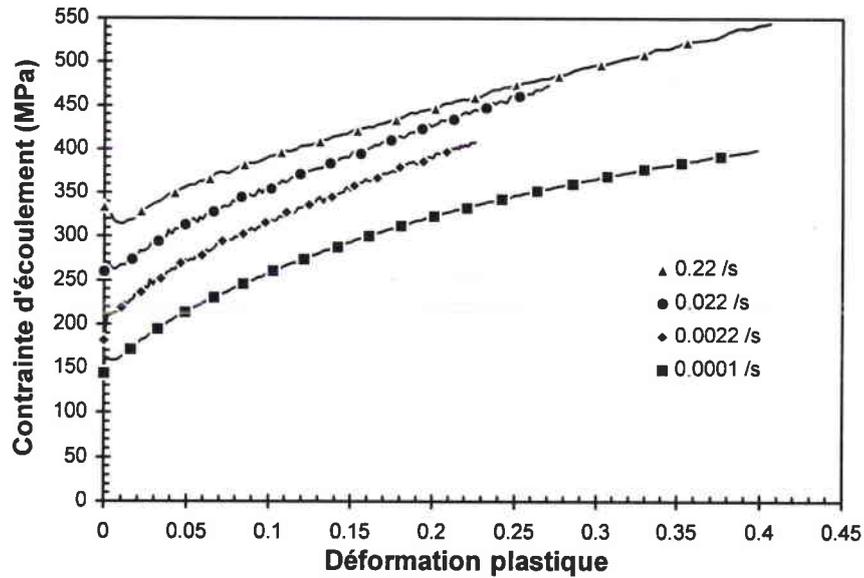


Figure II.47 - Contraite d'écoulement du tantale en fonction de la déformation plastique en compression uniaxiale à différentes vitesses de déformation ($T = 293 K$).

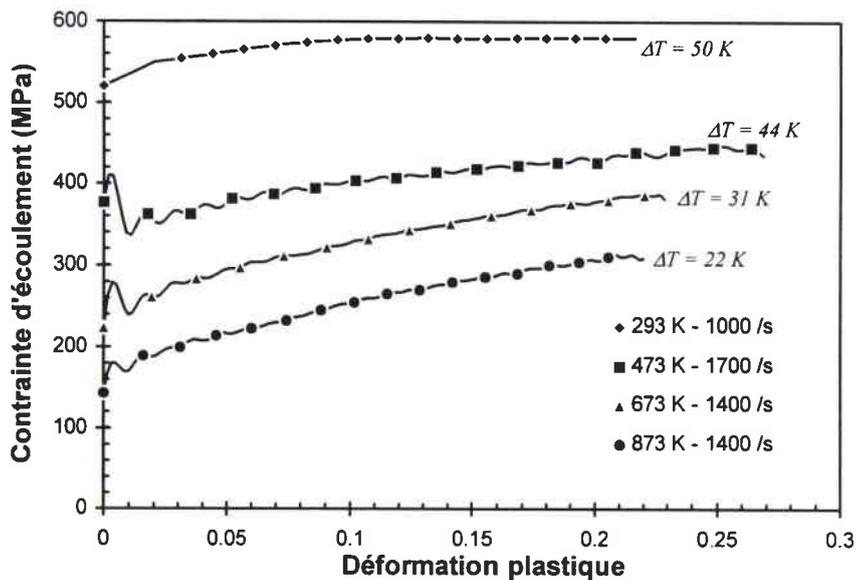


Figure II.48 - Contraite d'écoulement du tantale en fonction de la déformation plastique en compression dynamique à différentes températures (courbes adiabatiques).

En comparant ces deux figures, nous constatons que l'augmentation de la température d'essai exerce des effets analogues à une diminution de la vitesse de déformation : la contraite d'écoulement décroît tandis que le coefficient d'érouissage a tendance à s'élever.

II.2.1.3 - Essais de torsion

Les essais quasi statique ont été effectués sur une machine Zwick de torsion. Il s'agit d'une machine hydraulique asservie en déplacement et pouvant délivrer un couple de 150 Nm pour une rotation maximale de 100° [II.40].

Le dispositif Hopkinson de torsion a servi à réaliser les essais de torsion dynamique à l'ambiante sur des éprouvettes tubulaires de rayon moyen 7.5 mm , de longueur 4.5 mm et de hauteur 0.5 mm (cf. Fig. I.31, Ch.I §IV.I.3).

Le graphique ci dessous présente les courbes obtenues.

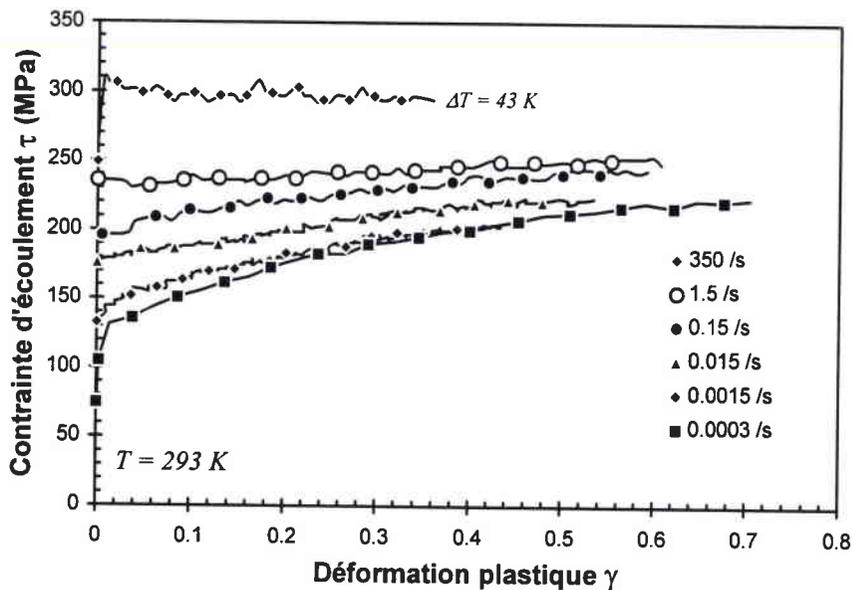


Figure II.49 - Contrainte d'écoulement (cisaillement) du tantale en fonction de la déformation plastique (glissement) en torsion à différentes vitesses de déformation.

En torsion, les déformations plastiques obtenues au cours des essais peuvent atteindre une valeur de 0.7 . La détermination d'une contrainte de saturation devient alors plus aisée. Nous voyons ainsi que la contrainte de saturation du tantale évolue de façon beaucoup moins prononcée avec la vitesse de déformation que la limite élastique.

II.2.1.4 - Essais d'expansion d'anneaux

Le comportement du tantale à des vitesses de déformation de l'ordre de 10^4 s^{-1} peut être évalué à partir d'essais d'expansion d'anneaux ($\phi_{int} : 47 \text{ mm}$). Une série de quatre expériences a donc été menée. Le tableau II.14 indique les configurations choisies, les vitesses de lancement, vitesses de déformation plastique maximales et déformations plastiques maximales obtenues.

N° tir	Composition explosive/ diamètre (mm)	Epaisseur d'anneau (mm)	V_{max} ($m.s^{-1}$)	Pression de choc estimée (GPa)	$\dot{\epsilon}_{max}$ ($\times 10^3 s^{-1}$)	ϵ_{max}	Rupture
249	B / 6	2	168	4.84	6.6	0.162	Oui
250	B / 8	2	232	6.75	9.1	0.173	Oui
251	B / 10	2	290	8.52	11.3	0.334	Oui
252	B / 8	2	234	6.81	9.2	0.251	Oui

Tableau II.14 - Essais d'expansion d'anneaux sur tantale : configurations testées.

La pression de choc est calculée en prenant $C_0 = 3367 m.s^{-1}$ et $S = 1.2$ [II.53]. La valeur maximale de cette pression étant de 9 GPa, nous négligeons son influence sur la contrainte d'écoulement du tantale (cf. §II.1.2.4).

La figure II.50 présente les vitesses d'expansion radiale mesurées par Interférométrie Doppler Laser.

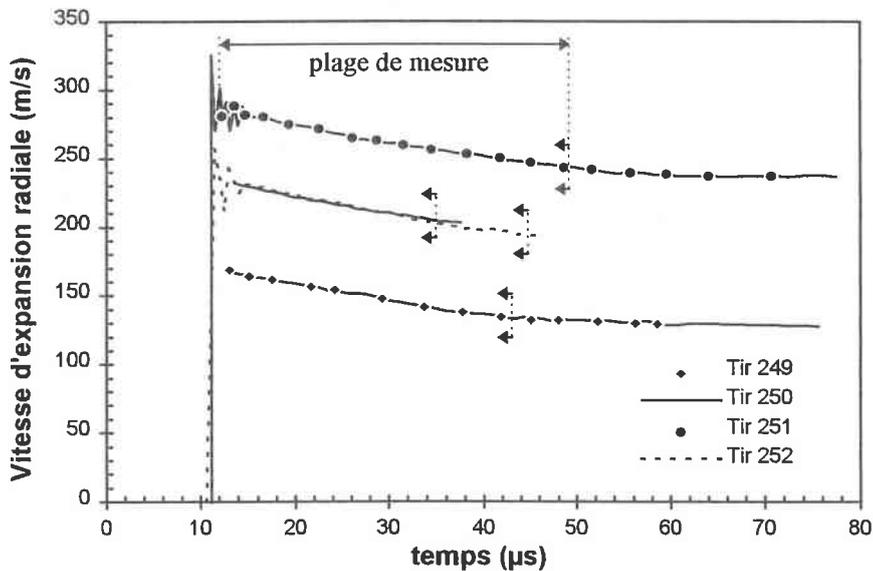


Figure II.50 - Essais d'expansion d'anneaux sur tantale.

Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps.

Pour une même configuration (tir 250 et 252), la mesure de vitesse donne des résultats identiques, ce qui montre la bonne reproductibilité de ce type d'essais.

Ces signaux de vitesse ne nous permettent pas de déterminer avec précision le début de la phase d'endommagement de l'anneau. Nous nous aidons pour cela des films enregistrés par la caméra ultra rapide. Prenons par exemple le film du tir 250 (Fig. II.51).

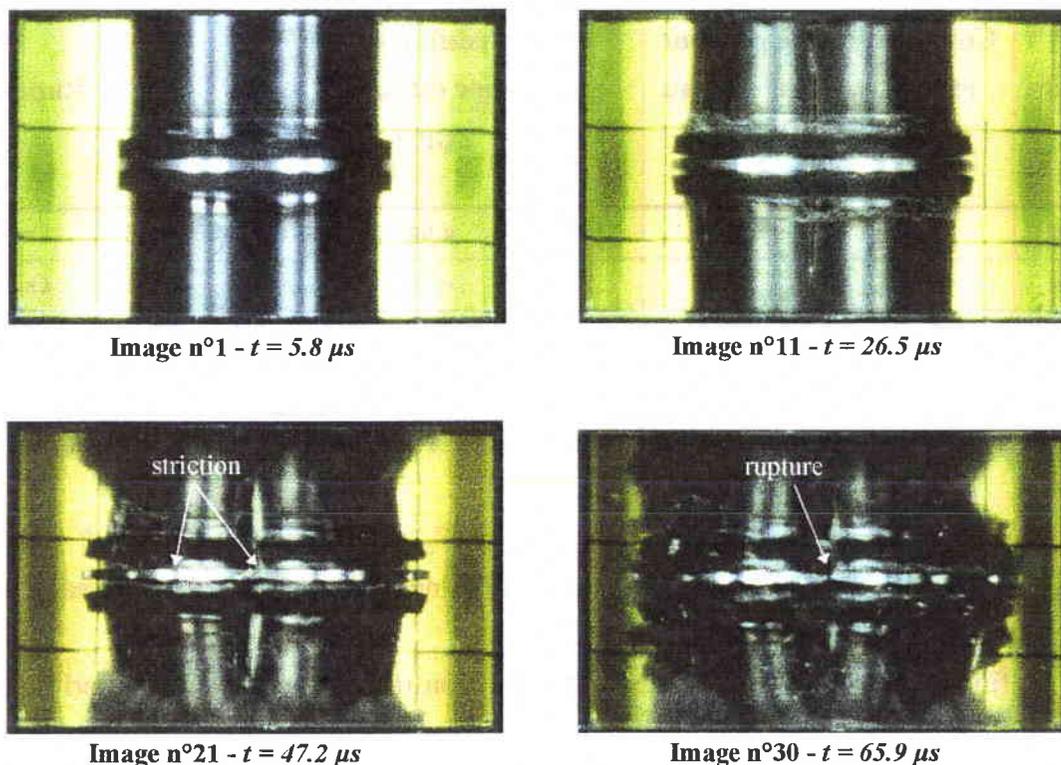


Figure II.51 - Expansion d'anneaux sur tantale - Tir 250.

L'image n°1 montre le montage expérimental alors que l'onde de choc n'a pas encore atteint l'anneau central : cette image constitue la référence si l'on veut mesurer le déplacement de l'anneau au cours du temps. A $t = 26.5 \mu s$ après la mise à feu des détonateurs (image n°11), nous sommes en pleine phase d'expansion au cours de laquelle l'anneau se déforme de manière homogène. A partir de $t = 47.2 \mu s$ (image n°21), les premières strictions apparaissent, qui conduisent in fine à la fragmentation de l'anneau (image n°30). A partir de ces films, nous définissons pour chaque essai la plage de mesure utile pour la détermination des contraintes et déformations homogènes appliquées à l'anneau (Fig. II.50).

La courbe contrainte-déformation déterminée à partir du tir 251 est tracée sur la figure II.52.

La vitesse de déformation n'est pas constante au cours de l'essai. Dans le cas du tir 251 illustré ci-dessous, la vitesse de déformation à $\varepsilon^p = 0.02$ est de $10800 s^{-1}$, pour atteindre $6820 s^{-1}$ en fin d'essai. La diminution de cette vitesse de déformation avec la déformation combinée à l'adoucissement thermique inhérent au caractère adiabatique de l'essai explique l'allure générale de la courbe, c'est à dire la diminution de la contrainte d'écoulement avec la déformation plastique. Pour la série de test, le domaine de vitesse de déformation varie de 11200 à $4400 s^{-1}$ (Fig. II.53).

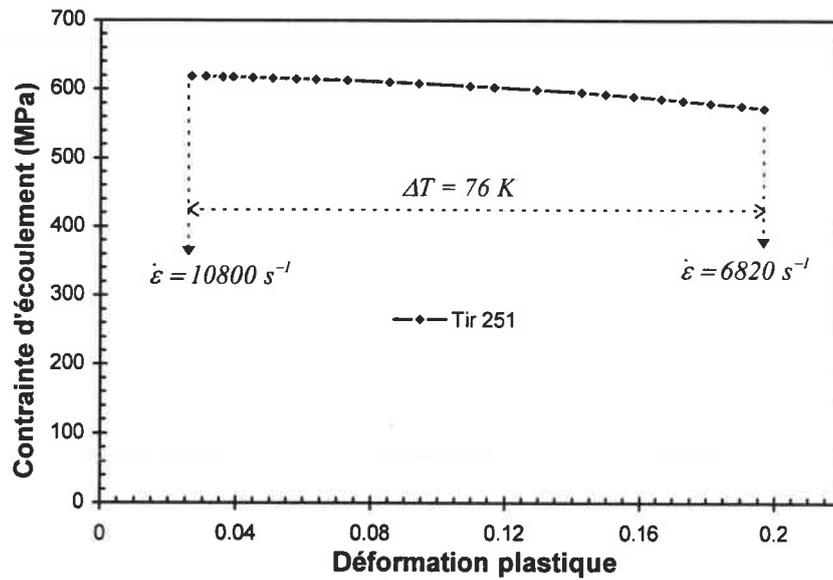


Figure II.52 - Courbe contrainte-déformation - Tir 251.

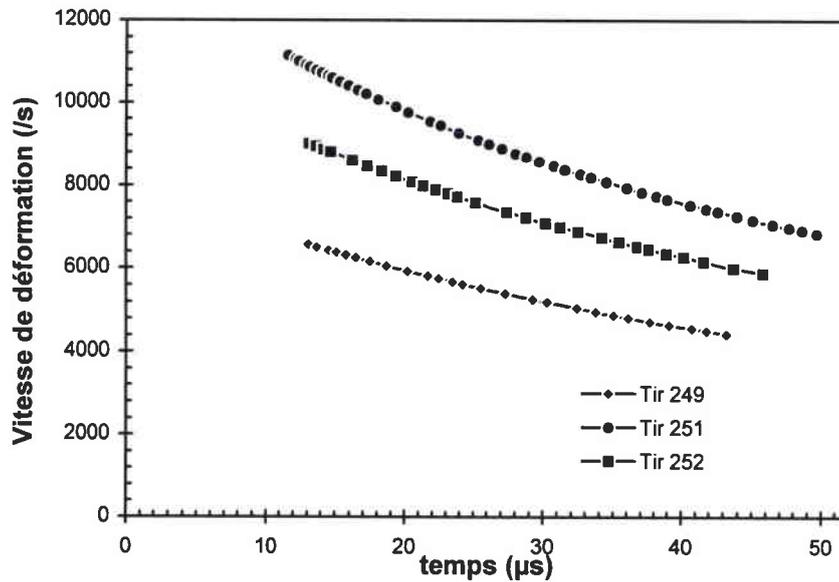


Figure II.53 - Essais d'expansion d'anneaux sur tantale.

Vitesse de déformation en fonction du temps.

A partir des résultats acquis à l'aide des tests d'expansion d'anneaux, nous évaluerons l'influence de la vitesse de déformation en balayant une large gamme de vitesse, qui s'étend de 10^4 s^{-1} à 10^6 s^{-1} .

Cette technique contribuera également à la validation et à la comparaison des lois de comportement dans le chapitre IV.

Remarque

Au cours de ces essais, la déformation plastique homogène maximale avant rupture s'élève à 0.33. La déformation à striction augmente avec la vitesse de lancement de l'anneau et donc avec la vitesse de déformation appliquée. Nous retrouvons ici l'influence positive des effets d'inertie liée à la sollicitation dynamique sur la stabilisation de la déformation.

II.2.1.5 - Courbes isothermes

Toutes les courbes dynamiques présentées précédemment sont adiabatiques. Nous pouvons les corriger afin d'obtenir des courbes isothermes, plus faciles d'interprétation. Il est nécessaire pour cela de connaître la sensibilité à la température du matériau. Buy [II.40], à partir d'une série d'essais de torsion dynamique sur une même éprouvette, évalue cette sensibilité à $\Delta\tau/\Delta T = -0.475 \text{ MPa.K}^{-1}$. L'expression (II.2) (§ I.2.3.5) permet alors de tracer des courbes contrainte-déformation dynamique à température et vitesse de déformation constante.

Toutes les courbes isothermes présentées par la suite seront déterminées de cette façon.

II.2.2 - Synthèse et analyse des résultats

II.2.2.1 - Influence du mode de chargement

L'effet du type de sollicitation sur le comportement du tantale est évalué à partir d'une courbe quasi statique et d'une courbe dynamique à température ambiante. Nous comparons tout d'abord les limites d'élasticité données pour chaque type de chargement, avant de s'intéresser à l'évolution du coefficient d'érouissage en fonction de la sollicitation. Le passage de la torsion à la compression et à la traction se fait à l'aide des équivalents de Tresca et de Von Mises.

Les valeurs absolues des limites élastiques sont reportées dans le tableau II.15.

Compression		Traction		Torsion	
$\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} = 1000 \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	-	$\dot{\epsilon}_{VM} = 1.73 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ $\dot{\epsilon}_{Tr} = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon}_{VM} = 208 \text{ s}^{-1}$ $\dot{\epsilon}_{Tr} = 180 \text{ s}^{-1}$
$\sigma_y = 156 \text{ MPa}$	$\sigma_y = 533 \text{ MPa}$	$\sigma_y = 166 \text{ MPa}$	-	$\sigma_y^M = 219 \text{ MPa}$ $\sigma_y^T = 253 \text{ MPa}$	$\sigma_y^M = 518 \text{ MPa}$ $\sigma_y^T = 598 \text{ MPa}$

Tableau II.15 - Limite d'élasticité du tantale en fonction du type de sollicitation.

Les limites d'élasticité en traction et compression sont quasiment identique. En torsion, la limite d'élasticité est supérieure à celle de compression dans le domaine quasi statique. Cet écart devient minime sous sollicitation dynamique. Cependant dans ce dernier cas, il faut tenir compte des vitesses de déformation qui diffèrent d'un facteur 10 entre les deux types de sollicitation (180 s^{-1} pour la torsion et 1000 s^{-1} pour la compression). Pour le tantale, les critères isotropes de Tresca et Von Mises ne peuvent donc pas restituer des données en compression ou traction à partir d'essais de torsion (et vice-versa) sous sollicitations quasi statiques ou dynamiques.

Si nous traçons maintenant les courbes contrainte-déformation sous sollicitation quasi statique, nous observons nettement les différences d'érouissage existant entre les trois types de chargement (Fig. II.54).

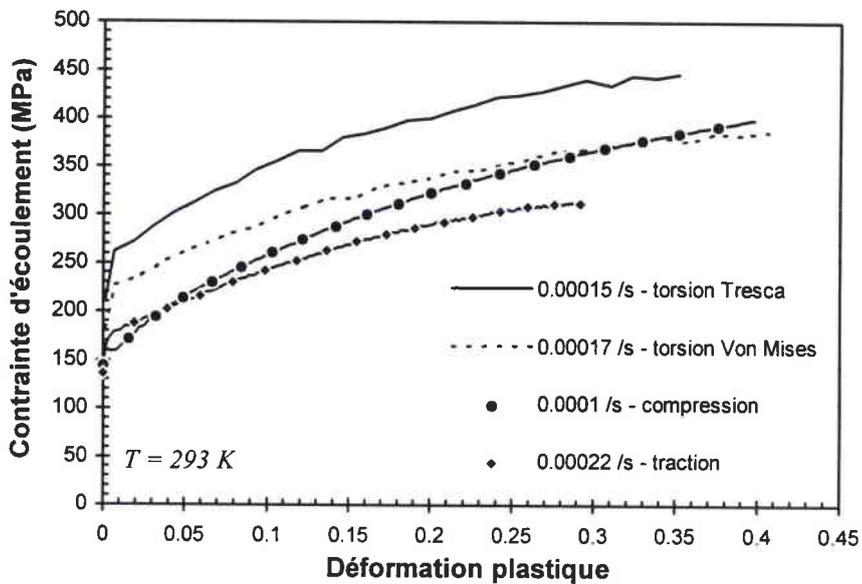


Figure II.54 - Courbes contrainte-déformation du tantale en traction, compression et torsion sous sollicitation quasi statique.

La consolidation est plus forte en compression qu'en torsion et en traction. Nous pouvons quantifier ces différences de comportement en calculant le coefficient d'érouissage pour chaque courbe de la figure II.54. Nous choisissons d'optimiser ces courbes à l'aide de l'équation de Hollomon, i.e. $\sigma = k\varepsilon^n$. Dans ce cas le coefficient d'érouissage n est égal à $\partial \log \sigma / \partial \log \varepsilon|_{\varepsilon, T}$. Nous obtenons les valeurs suivantes :

	Compression	Traction	Torsion
n	0.28	0.17	0.16

Tableau II.16 - Coefficient d'érouissage du tantale en fonction de l'état de contrainte.

Ceci confirme bien que le comportement en compression du tantale n'est pas comparable au comportement en traction, tout du moins en ce qui concerne la fonction d'écrouissage. Il est difficile d'expliquer ce type de phénomène. On peut néanmoins penser que ces comportements spécifiques en traction, compression et torsion trouvent leur origine au niveau des différents plans de glissement activés au sein de la maille cristalline ainsi qu'au niveau des énergies de recombinaison des dislocations, qui diffèrent selon le champ de contrainte appliquée [II.54].

De plus Farré [II.55] montre que la sensibilité à la vitesse de déformation de la nuance de tantale étudiée est indépendante du type de chargement. Nous retrouvons donc ces dissymétries de comportement dans le domaine dynamique.

Pour conclure sur ce point, nous pouvons dire que dans le cas du tantale, la nature de la sollicitation imposée (traction, compression ou torsion) influence fortement sa réponse plastique macroscopique, et en particulier son écrouissage. En conséquence, l'utilisation d'une loi de comportement scalaire applicable à tout type de chargement via un critère d'équivalence isotrope semble difficilement envisageable. Un critère anisotrope (critères de Hill, Tsai...) ou mieux une loi de comportement tensorielle pourrait résoudre ces problèmes, mais ceci dépasse le cadre de notre travail.

Dans la suite de cette étude, nous nous contenterons d'analyser et de proposer une modélisation du comportement mécanique du tantale en compression, tout en utilisant les données acquises en traction dynamique par l'intermédiaire des essais d'expansion d'anneaux, afin d'évaluer la sensibilité à la vitesse de déformation de ce matériaux jusqu'à 10^4 s^{-1} . En effet, pour des déformations inférieures à 0.15, nous pouvons considérer que la dissymétrie traction-compression reste négligeable (Fig. II.54).

II.2.2.2 - Influence de la température

Seuls les essais de compression dynamique sont effectués en température. Les effets de cette dernière sur la contrainte d'écoulement rapportée au module de cisaillement montre la présence de mécanismes thermiquement activés (Fig. II.55).

Au fur et à mesure que la température d'essai s'élève, le rapport σ/μ décroît progressivement pour tendre vers le plateau athermique après 873 K. A cette température et sous sollicitation dynamique, le plateau n'est pas encore atteint. On remarque sur la figure ci-dessous que les essais dynamiques à 873 K et 673 K conduisent respectivement à des résultats quasi identiques aux essais à température ambiante et à 10^{-4} s^{-1} et $2.2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (équivalence temps-température).

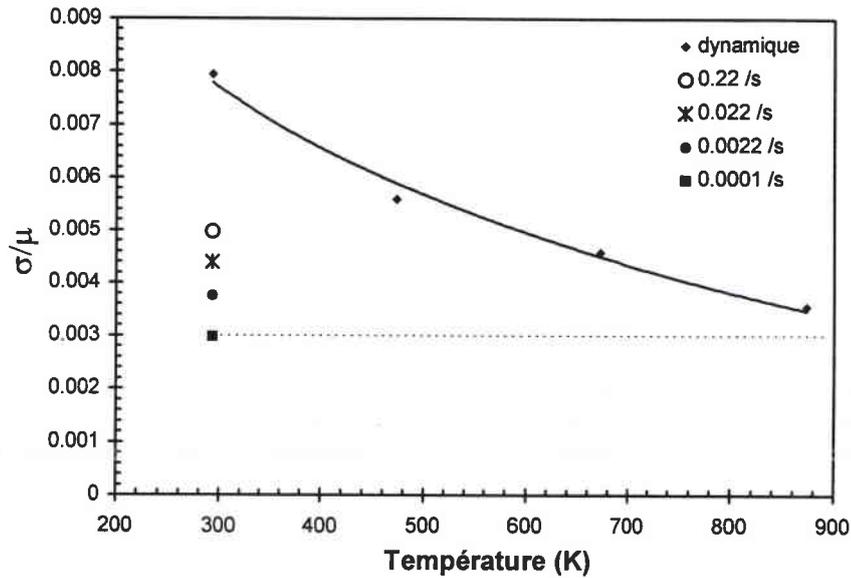


Figure II.55 - Contrainte d'écoulement rapportée au module de cisaillement à $\epsilon^p = 0.05$ en fonction de la température pour différentes vitesses de déformation.

L'évolution de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation nous permettra de vérifier l'hypothèse de mécanismes thermiquement activés contrôlant la déformation plastique.

II.2.2.3 - Influence de la vitesse de déformation

La figure II.56 compare tous les résultats obtenus en compression quasi statique et dynamique (courbe isotherme) à température ambiante.

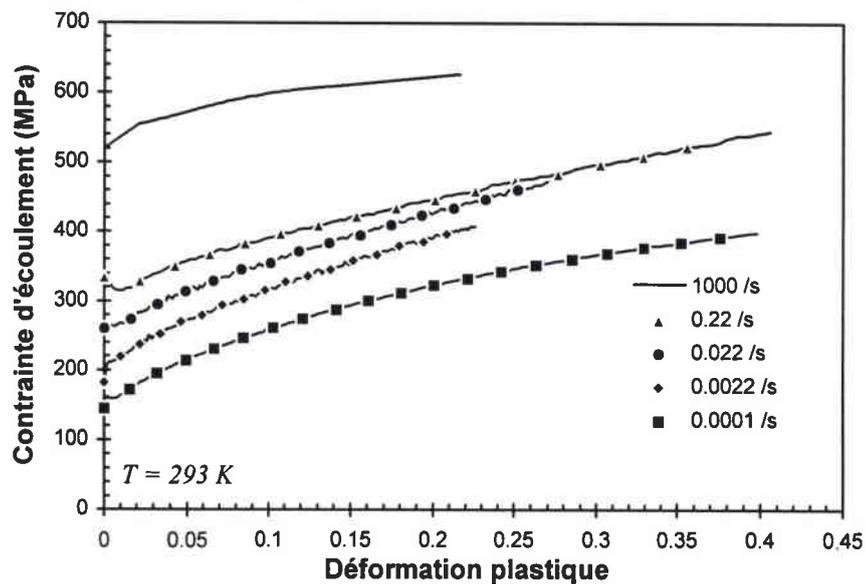


Figure II.56 - Courbes contrainte-déformation en fonction de la vitesse de déformation.

En premier lieu, la vitesse de déformation influe sur l'écoulement du tantale. Le coefficient de consolidation n , défini précédemment, prend les valeurs suivantes :

$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	0.0001	0.0022	0.022	0.22	1000
n	0.28	0.21	0.19	0.17	0.06

Tableau II.17 - Coefficient d'écoulement du tantale en compression en fonction de la vitesse de déformation.

Cette décroissance du coefficient d'écoulement peut s'expliquer 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 type joints de grains augmente [II.40].

Nous pouvons déterminer le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation du tantale en traçant l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction du logarithme de la vitesse de déformation (Fig. II.57).

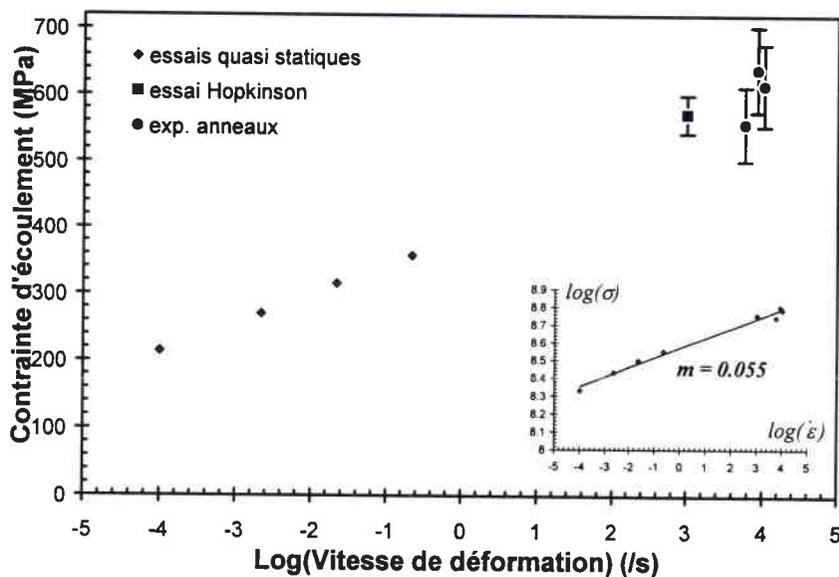


Figure II.57 - Contrainte d'écoulement à $\epsilon^p = 0.05$ et $T = 293 K$ en fonction de la vitesse de déformation.

La contrainte d'écoulement croît linéairement avec le logarithme de la vitesse de déformation. Ceci confirme l'hypothèse formulée au vu des résultats en température, et qui postule que la déformation plastique du tantale est contrôlée par des mécanismes athermiques et thermiquement activés tout du moins jusqu'à $10^4 s^{-1}$.

Le tantale s'avère très sensible à la vitesse de sollicitation. En effet, la contrainte d'écoulement à $10^{-4} s^{-1}$ augmente d'environ 200% à $10^4 s^{-1}$ (pour $\varepsilon^p = 0.05$). Ce chiffre est significatif d'une contrainte effective ou thermiquement activée très importante, classiquement rencontrée dans le comportement des métaux purs de structure cubique centré. Le coefficient de sensibilité à la vitesse m est égal à 0.055, pour $\varepsilon^p = 0.05$. L'écrouissage diminuant avec la vitesse de déformation, ce coefficient diminuera alors avec la déformation plastique.

II.2.3 - Conclusion

Notre étude expérimentale vient confirmer un certain nombre de points évoqués dans la partie bibliographique concernant le comportement mécanique des matériaux de structure cristalline cubique centré et du tantale en particulier.

Nous avons tout d'abord vérifié expérimentalement la très forte sensibilité de ce matériau à la température et à la vitesse de déformation, indiquant la présence d'un mécanisme thermiquement activé. Ce mécanisme agit sur tout le domaine de vitesse de déformation étudié, c'est à dire jusqu'à $10^4 s^{-1}$. Nous avons également observé la diminution du coefficient d'écrouissage avec la vitesse de déformation, ce qui conduit à un comportement quasi plastique parfait sous sollicitation dynamique. Enfin, l'étude en température a permis de mettre en évidence la décroissance de la contrainte d'écoulement avec celle-ci, qui, à 873 K, s'approche visiblement d'une valeur constante : la contrainte athermique. Malheureusement, ce plateau athermique n'a pu être clairement mis en évidence ; en ce sens, la modélisation nous aidera à fixer, pour une vitesse de déformation donnée, la température critique à partir de laquelle le plateau est atteint.

Pour terminer, cette caractérisation a montré les insuffisances d'une modélisation du comportement à partir d'une loi d'écoulement scalaire associée à un critère de plasticité isotrope. En effet, l'écrouissage du tantale présente une dissymétrie traction-compression incompatible avec l'utilisation de ce type de loi.

L'objet de ce travail n'étant pas de proposer une modélisation du comportement « anisotrope » des matériaux sous sollicitations dynamiques, nous nous contenterons de restituer et de prédire le comportement du tantale à l'aide du modèle scalaire de Preston Tonks et Wallace, tout en ayant conscience des limites de ce modèle en regard du comportement particulier de ce matériau.

III - DETERMINATION DES COEFFICIENTS ASSOCIES

La troisième partie de ce chapitre va nous permettre de déterminer les coefficients associés à différentes lois de comportement et en premier lieu ceux du modèle de Preston, Tonks et Wallace (PTW), pour l'acier Mars 190 et le tantale. Pour ce faire, nous avons tout d'abord effectué une prédétermination « manuelle » des coefficients puis une optimisation globale sur toutes les courbes expérimentales à l'aide du logiciel RENE (REsolution of Nonlinear Equations) développé au C.E.A. [II.56]. Pour terminer, nous comparons les résultats obtenus par le modèle PTW à ceux donnés par les modèles de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong.

III.1 - Modèle PTW : rappels

Nous rappelons ici la formulation du modèle pour les matériaux de structure cristalline cubique centré. En compression, la contrainte d'écoulement s'écrit :

$$\sigma = 2\mu\hat{\tau} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{avec} \quad \hat{\tau} = \hat{\tau}_s - (\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y) \exp\left(-\frac{\theta \varepsilon^p}{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}\right) \quad (\text{II.4})$$

$$\text{où} \quad \hat{\tau}_y = \max\left\{y_0 - (y_0 - y_\infty) \operatorname{erf}\left(\kappa \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}}\right), \min\left(y_1 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\xi}}\right)^{y_2}, s_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\xi}}\right)^\beta\right)\right\} \quad (\text{II.5})$$

$$\text{et} \quad \hat{\tau}_s = \max\left\{s_0 - (s_0 - s_\infty) \operatorname{erf}\left(\kappa \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\varepsilon}}\right), s_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\gamma \dot{\xi}}\right)^\beta\right\} \quad (\text{II.6})$$

Le module de cisaillement dépend de la température selon une loi linéaire :

$$\mu(T) = \mu_0(1 - \alpha \hat{T}) \quad (\text{II.7})$$

Le modèle comporte sept coefficients dans sa partie moyennement dynamique, où les mécanismes athermiques et thermiquement activés entrent en ligne de compte ; ce sont $y_0, y_\infty, s_0, s_\infty, \kappa, \gamma$ et θ . La partie grandes vitesses de déformation, sensée représenter les phénomènes de frottement visqueux, intègre trois nouveaux coefficients : y_1, y_2 et β .

Pour plus de commodité, nous choisissons dans la suite de ce travail de ne pas dissocier γ de $\dot{\xi}$, en considérant $\gamma \dot{\xi}$ comme un coefficient à part entière du modèle.

III.2 - Acier Mars 190

Nous avons montré que l'acier Mars 190 est sensible au phénomène de diffusion pour des températures situées au voisinage et au delà de 773 K. En conséquence l'identification des coefficients des trois lois de comportement s'effectue à l'aide des données acquises dans le domaine thermomécanique suivant : $293 K \leq T \leq 673 K$, $10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^4 s^{-1}$.

III.2.1 - Coefficients PTW

Les essais menés dans le cadre de cette étude ne nous ont pas permis de détecter une transition vers des mécanismes de frottement visqueux dans le comportement de l'acier Mars 190 jusqu'à des vitesses de déformation de $10^4 s^{-1}$. Les coefficients du modèle PTW relatifs à ce type de comportement ne sont donc pas identifiés dans ce paragraphe et cette partie du modèle non prise en compte.

III.2.1.1 - Module de cisaillement

Nous avons vu au §I.2.1 que le module de cisaillement présente une évolution non linéaire en fonction de la température entre 293 et 973 K. Dans ce cas, une modélisation empirique de la forme suivante semble bien adaptée [III.23] :

$$\mu = \mu_0 - \frac{D}{\exp\left(\frac{T_0}{T}\right) - 1} \quad (\text{II.8})$$

Entre 293 K et 673 K, la différence avec la loi linéaire proposée par Preston et al. s'avère moins marquée. La figure II.58 compare les deux modélisations obtenues avec les coefficients suivants :

- loi linéaire (II.7) : $\mu_0 = 90.13 \text{ GPa}$, $\alpha = 0.531$,
- loi non linéaire (II.8) : $\mu_0 = 82.52 \text{ GPa}$, $D = 54.60 \text{ GPa}$, $T_0 = 1188.31 \text{ K}$.

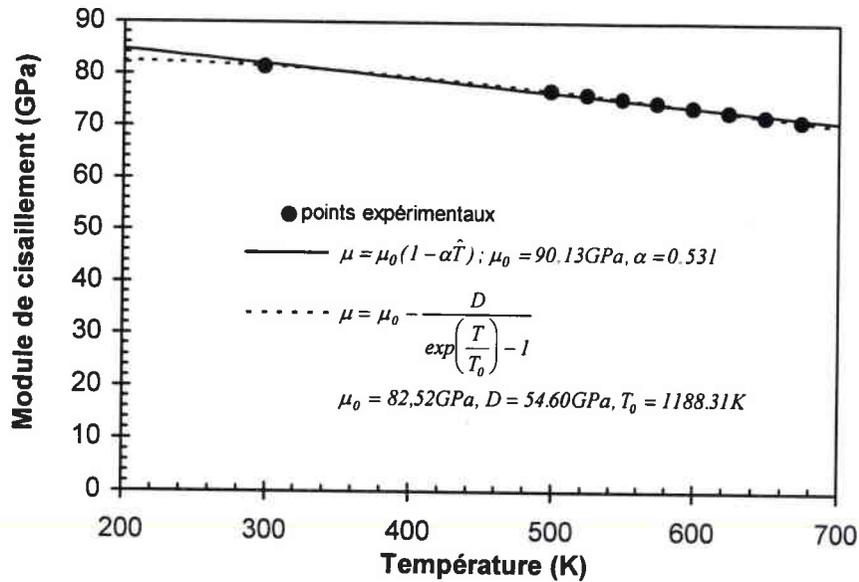


Figure II.58 - Evolution du module de cisaillement de l'acier Mars 190 avec la température entre 293 et 673 K. Expérience et modélisation.

III.2.1.2 - Contrainte d'écoulement

L'identification des coefficients du modèle PTW s'effectue à partir des données issues des essais de compression. Parmi ces derniers, nous rejetons ceux situés dans le domaine de diffusion, et prenons en compte les parties de courbes contrainte-déformation pour lesquelles la déformation plastique reste homogène. Toutes les courbes nécessaires à l'identification sont tracées dans la figure II.59.

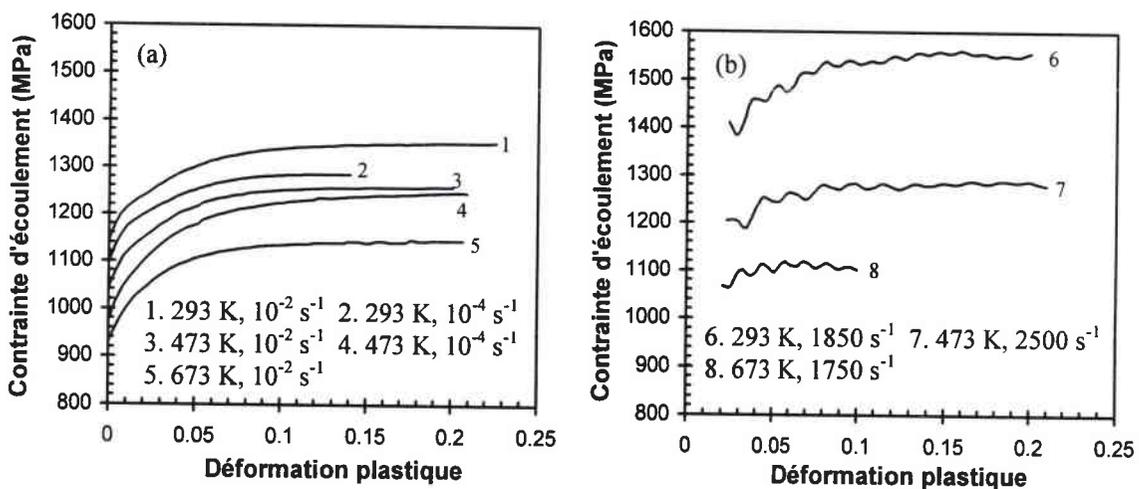


Figure II.59 - Identification des coefficients du modèle PTW pour l'acier Mars 190 : courbes contrainte-déformation en compression quasi statique (a) et dynamique (isothermes) (b).

L'optimisation globale des coefficients à l'aide du logiciel RENE nécessite tout d'abord une prédétermination pas à pas (ou « manuelle ») afin de proposer des valeurs initiales et des bornes de calcul cohérentes. Cette prédétermination s'effectue dans l'ordre logique suivant :

- détermination de y_∞ , s_∞ et θ à l'aide d'une courbe contrainte-déformation située sur le plateau athermique,
- détermination de y_0 et s_0 par extrapolation à partir d'essais dans le domaine d'activation thermique à vitesses de déformation constantes et à différentes températures,
- détermination de κ et $\gamma\dot{\xi}$ à partir d'essais à température constante et à différentes vitesses de déformation, dans le domaine thermiquement activé.

D'après la figure II.34, le plateau athermique est atteint à température ambiante pour une vitesse de déformation de 10^{-4} s^{-1} . Dans ce cas, selon le modèle PTW, la contrainte d'écoulement s'écrit :

$$\sigma = \sigma_a = 2\mu\tau_a = 2\mu \left[s_\infty - (s_\infty - y_\infty) \exp\left(-\frac{\theta \varepsilon^p}{s_\infty - y_\infty}\right) \right]$$

L'identification de ces trois coefficients donne (Fig. II.60) :

- $s_\infty = 0.00784$,
- $y_\infty = 0.00678$,
- $\theta = 0.0345$.

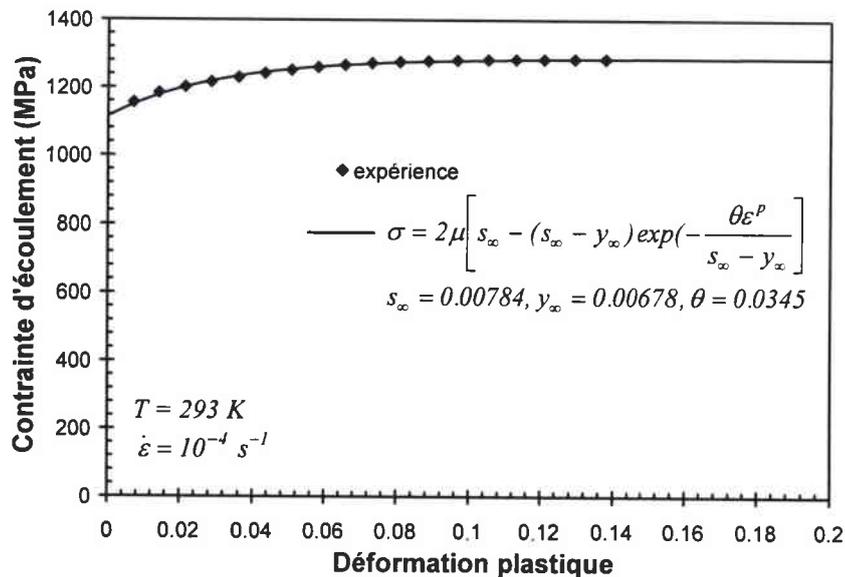


Figure II.60 - Plateau athermique : courbes contrainte-déformation expérimentale et calculée à l'aide du modèle PTW (Acier Mars 190).

Le nombre de points expérimentaux situés dans le domaine thermiquement activé étant relativement faible, la détermination des coefficients s_0 , y_0 , κ et $\gamma\dot{\epsilon}$ s'effectue en identifiant tout d'abord s_0 , κ et $\gamma\dot{\epsilon}$ à partir des valeurs de la contrainte de saturation correspondant à chaque essai, puis en calculant y_0 à l'aide des valeurs de la limite d'élasticité. Nous pourrions procéder de manière inverse, en commençant par y_0 , κ et $\gamma\dot{\epsilon}$, mais les valeurs de la limite élastique étant plus incertaines, notamment pour les essais dynamiques, nous aurions un risque d'erreur plus important. Le tableau II.18 reprend les valeurs expérimentales des limites d'élasticité et des contraintes de saturation pour chaque essai :

T (K)	293			473			673	
	10^{-4}	10^{-2}	1850	10^{-4}	10^{-2}	2500	10^{-2}	1750
σ_y (MPa)	1098	1143	1229	974	1043	1099	929	986
σ_s (MPa)	1288	1359	1557	1244	1260	1286	1143	1113

Tableau II.18 - Acier Mars 190 : limites d'élasticité et contraintes de saturation en fonction de la température et de la vitesse de déformation.

Les contraintes de saturation ainsi que les limites d'élasticité en dynamique ont été déterminées par interpolation à l'aide d'une loi de Voce du type : $\sigma = \sigma_s - (\sigma_s - \sigma_y) \exp(-c\epsilon^p)$. Ces valeurs sont données dans le tableau II.18 avec une incertitude de $\pm 5\%$ pour les contraintes de saturation et les limites élastiques en quasi statique, et $\pm 10\%$ pour les limites élastiques en dynamique.

Finalement, à partir du tableau II.18, nous parvenons aux résultats suivants :

- $s_0 = 0.01438$,
- $y_0 = 0.00969$,
- $\kappa = 0.288$,
- $\gamma\dot{\epsilon} = 3.77 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Ce premier jeu de coefficients nous donne un ordre de grandeur des valeurs à obtenir et un point de départ pour l'optimisation globale des données à l'aide du logiciel RENE. Le tableau II.19 compare les coefficients calculés à partir des deux méthodes ainsi que l'estimateur δ , indiquant le degré d'ajustement qui s'écrit :

$$\delta = \frac{\sum_{i=1}^n |\sigma_{calculé}(\epsilon_i) - \sigma_{expérimental}(\epsilon_i)|}{n \cdot \sigma_{expérimental}} \quad (II.9)$$

	γ_0	γ_∞	s_0	s_∞	κ	$\dot{\gamma}\xi$ (s^{-1})	θ	δ (%)
pré-déterminat°	0.00969	0.00678	0.01438	0.00784	0.288	$3.77 \cdot 10^{10}$	0.0345	1.66
RENE	0.01185	0.00671	0.01481	0.00801	0.356	$3.69 \cdot 10^9$	0.0367	1.09

Tableau II.19 - Coefficients du modèle PTW pour l'acier Mars 190.

Les coefficients optimisés de façon globale sont peu différents de ceux prédéterminés « manuellement ». Seules les valeurs de κ et $\dot{\gamma}\xi$ présentent un écart notable avec la valeur de référence. L'estimateur est quant à lui beaucoup plus favorable à l'identification réalisée grâce au logiciel de calcul. La figure II.61 reprend les courbes de la figure II.59 et les superpose aux courbes calculées à l'aide du modèle PTW avec le second jeu de coefficients optimisés.

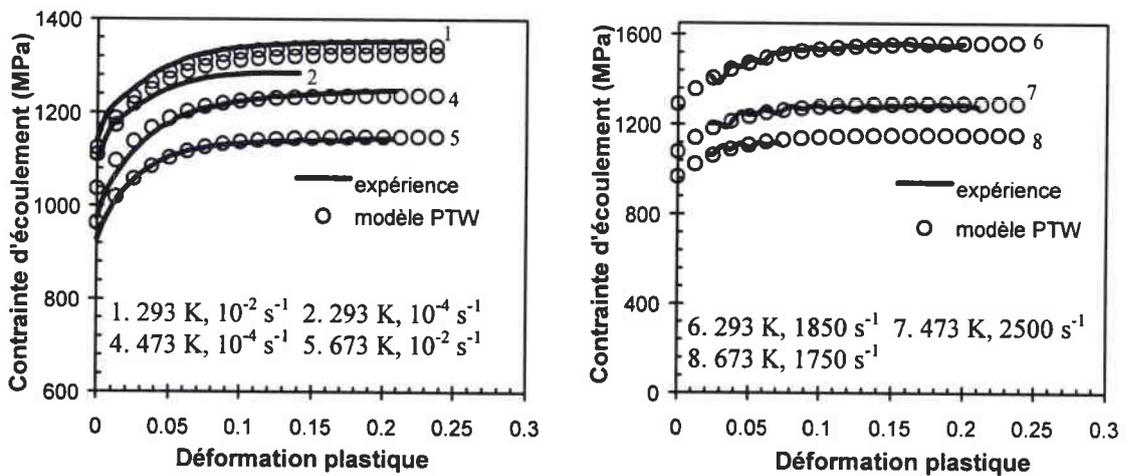


Figure II.61 - Courbes contrainte-déformation expérimentales et calculées à l'aide du modèle PTW. Essais de compression quasi statiques (a) et dynamiques (b).

Le modèle restitue parfaitement les courbes dynamiques et très correctement les courbes quasi statiques.

III.2.1.3 - Analyse

Intéressons nous tout d'abord à la limite d'élasticité et à la contrainte de saturation. La figure II.62 présente l'évolution de ces deux grandeurs rapportées au module de cisaillement en fonction de $T/T_f \ln(\dot{\gamma}\xi/\dot{\epsilon})$.

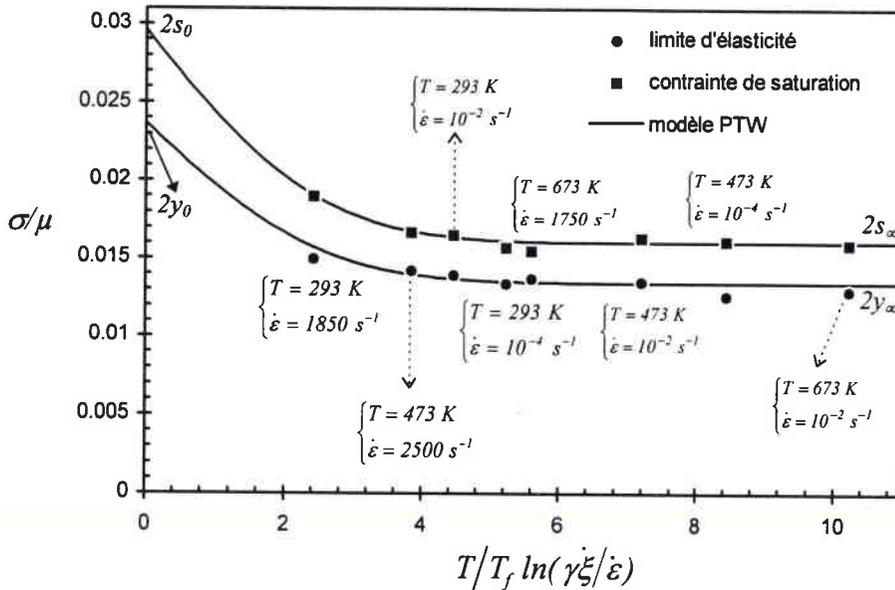


Figure II.62 - Limite d'élasticité et contrainte de saturation en fonction de $T/T_f \ln(\gamma \dot{\xi}/\dot{\epsilon})$.

Points expérimentaux et modélisation.

σ_y et σ_s évoluent de façon quasiment parallèle quelles que soient la température et la vitesse de déformation. Ceci prouve que l'écroutissage de l'acier Mars est quasiment indépendant de la température et de la vitesse de déformation. Nous notons simplement une légère augmentation de l'écart entre les deux valeurs vers les grandes vitesses de déformation ou les basses températures, sous tendant une augmentation d'écroutissage dans ces domaines. Enfin, la figure ci-dessus nous montre un exemple particulièrement parlant de l'équivalence temps-température. En effet, dans le cas de l'acier Mars, nous constatons par l'expérience qu'un essai dynamique à 673 K équivaut à effectuer le même essai à température ambiante et à une vitesse de déformation de 10^{-2} s^{-1} . A titre d'exemple et d'après le modèle, l'essai à température ambiante à 1850 s^{-1} revient à réaliser un essai à 10^{-4} s^{-1} à 136 K , ou à 10^{-2} s^{-1} et à 160 K .

Traçons maintenant la contrainte d'écoulement à $\epsilon^p = 0.05$ rapportée au module de cisaillement en fonction de la température, pour les trois vitesses de déformation étudiées (Fig. II.63).

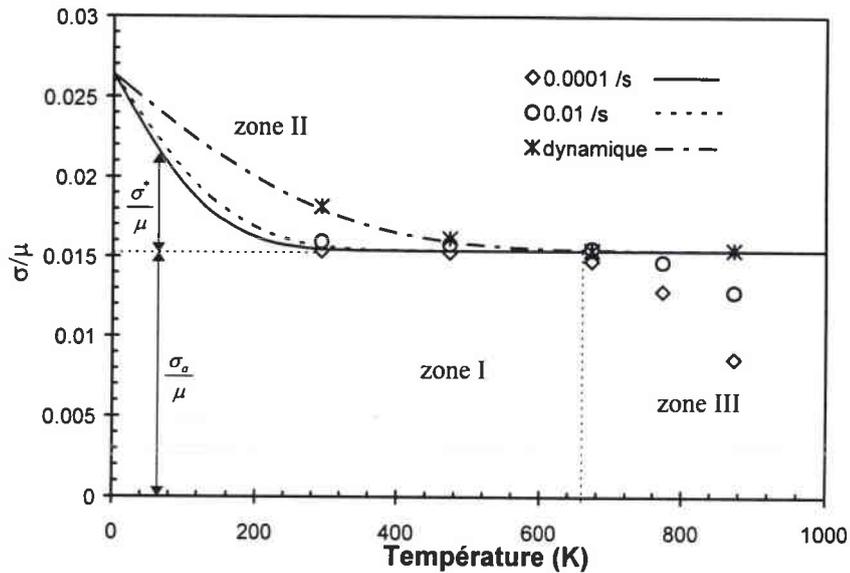


Figure II.63 - Contrainte d'écoulement rapportée au module de cisaillement à $\varepsilon^p = 0.05$ en fonction de la température et pour différentes vitesses de déformation.

Sur cette figure, les symboles représentent les points expérimentaux, et les courbes le résultat donné par le modèle PTW. Trois zones distinctes se dégagent de ce graphique :

- la zone I, où la contrainte est indépendante de la température et de la vitesse de déformation, et est égale à la contrainte athermique. Cette zone correspond donc au palier athermique. Ce palier est atteint lorsque $\kappa \hat{T} \ln(\gamma \dot{\xi} / \dot{\varepsilon}) \geq 1$, soit pour une température critique $T_c \cong \frac{2T_f}{\kappa \ln(\gamma \dot{\xi} / \dot{\varepsilon})}$. Pour $\dot{\varepsilon} = 10^{-4}$, 10^{-2} et 2000 s^{-1} , nous avons respectivement $T_c \cong 315$, 369 et 682 K ,

- la zone II coïncide avec la zone thermiquement activée. La valeur de la contrainte effective σ^* , représentative de ce domaine, est très faible devant la contrainte athermique. A une température de 293 K et une vitesse de déformation de 2000 s^{-1} , nous avons par exemple $\sigma^* = \sigma - \sigma_a = 1462 - 1262 = 200 \text{ MPa}$. Ceci montre bien le peu d'influence de la température et de la vitesse de déformation sur le comportement élastoplastique de l'acier Mars 190,

- la zone III qui n'est pas prise en compte par le modèle, représente la zone de diffusion, déjà évoquée. Celle ci apparaît à une température d'autant plus importante que la vitesse de déformation est élevée.

Le troisième et dernier point de cette analyse concerne l'influence de la vitesse de déformation. Reprenons la figure II.37 et superposons à ce graphique l'évolution de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation donnée par le modèle PTW (Fig. II.64).

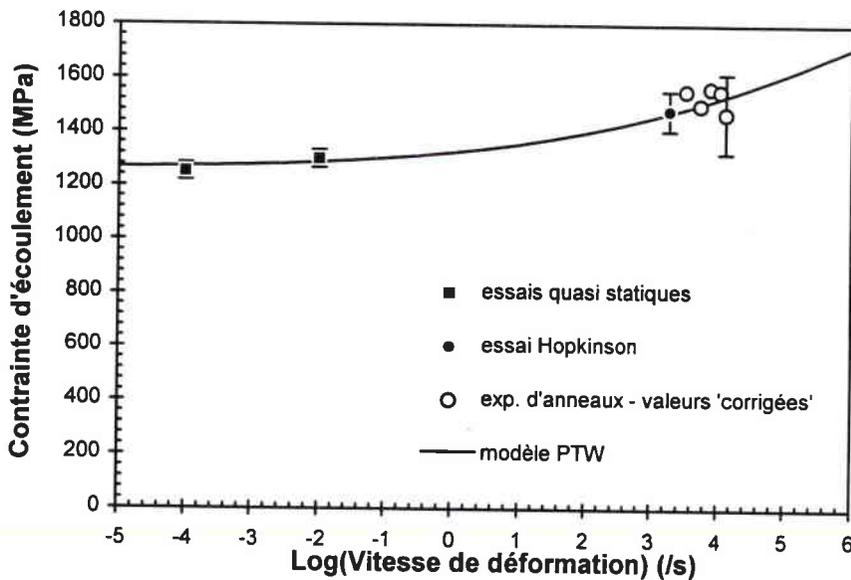


Figure II.64 - Evolution de la contrainte d'écoulement à $\varepsilon^p = 0.05$ en fonction de la vitesse de déformation. Comparaison expérience/modélisation PTW.

Le modèle restitue de façon satisfaisante l'évolution de la contrainte avec la vitesse de déformation jusqu'à 10^4 s^{-1} . Il prévoit ensuite une augmentation régulière de la contrainte d'écoulement jusqu'au point de transition vers les phénomènes de frottements visqueux, se produisant (d'après le modèle) pour $\dot{\varepsilon} = \gamma \dot{\xi} = 3.69 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Cette vitesse critique de changement de mode de déformation prévue par le modèle est très élevée, et en tout cas difficilement accessible du point de vue expérimental. Ce résultat semble toutefois se confirmer en partie par des résultats d'essais d'impact de plaques sur des aciers Mars, pour lesquels des vitesses des déformations de 10^6 s^{-1} sont atteintes, et qui ne génèrent pas d'élévation brutale de la contrainte d'écoulement [II.4] [II.6].

III.2.2 - Comparaisons des modèles

Les résultats du modèle PTW sont évalués vis à vis de deux autres modèles largement utilisés dans la littérature : les lois de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong. Les coefficients de ces deux modèles sont optimisés de façon globale à l'aide du logiciel RENE.

III.2.2.1 - Coefficients des lois de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong

Les lois de comportement de Johnson Cook (JC) et Zerilli-Armstrong (ZA) pour les matériaux de structure cubique centré s'écrivent respectivement :

$$\sigma_{JC} = (A + B(\varepsilon^p)^n) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \left(1 - \left(\frac{T - T_{amb}}{T_f - T_{amb}}\right)^m\right)$$

avec $\dot{\varepsilon}_0 = 10^{-4} s^{-1}$ et $T_{amb} = 293 K$,

$$\sigma_{ZA} = C_0 + C_5(\varepsilon^p)^n + C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon})$$

avec $C_0 = \Delta\sigma'_G + kd^{-1/2}$.

Les coefficients associés à ces deux lois et identifiés sur les mêmes données que le modèle PTW sont les suivants :

Johnson - Cook					Zerilli - Armstrong					
A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	C ₀ (MPa)	C ₅ (MPa)	n	C ₁ (MPa)	C ₃ (K ⁻¹)	C ₄ (K ⁻¹ s ⁻¹)
1074.7	426.8	0.28	0.0073	1.2	938.3	416.7	0.28	2294.5	0.0079	0.0002
$\delta = 2.63 \%$					$\delta = 1.99 \%$					

Tableau II.20 - Coefficients des lois de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong pour l'acier Mars 190.

Le domaine d'identification est le suivant :

$$293 K \leq T \leq 673 K,$$

$$10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\varepsilon} \leq 2.10^3 s^{-1},$$

$$0 \leq \varepsilon \leq 0.25.$$

Nous retrouvons parmi ces constantes des valeurs similaires, notamment celles de la fonction d'érouissage : B et n pour Johnson-Cook et C_5 et n pour Zerilli-Armstrong. Ce dernier détermine une contrainte athermique à déformation nulle (C_0) égale à $938 MPa$. A une vitesse de déformation de $10^{-4} s^{-1}$, le modèle prévoit d'atteindre le palier athermique pour une température d'environ $600 K$. A titre de comparaison et à cette température, le modèle PTW nous donne $\sigma_a = 2\mu(600K)y_\infty = 990 MPa$. Les deux valeurs sont relativement proches, l'inconvénient du modèle ZA étant cependant de ne pas prendre en compte la décroissance de cette contrainte athermique avec la température lorsque le module de cisaillement diminue.

Nous notons également dans le tableau II.20 la valeur de l'estimateur δ , élevée pour le modèle JC (2.63%), plus faible pour le modèle ZA (1.99%), mais toujours supérieure à celle du modèle PTW (1.09%) (cf. Tableau II.19).

III.2.2.2 - Comparaisons expériences/calculs

Les figures II.65 et II.66 comparent les résultats obtenus avec les trois modèles et les courbes expérimentales, sous sollicitations quasi statiques et dynamiques. Par souci de clarté, certaines courbes quasi statiques n'ont pas été tracées.

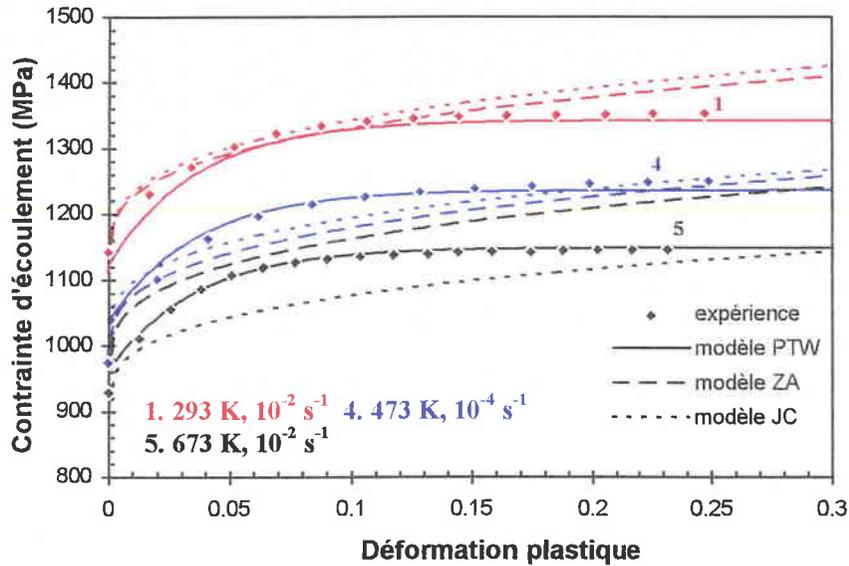


Figure II.65 - Compression uniaxiale sous sollicitation quasi statique. Comparaisons expériences/calculs à l'aide des modèles de PTW, JC et ZA.

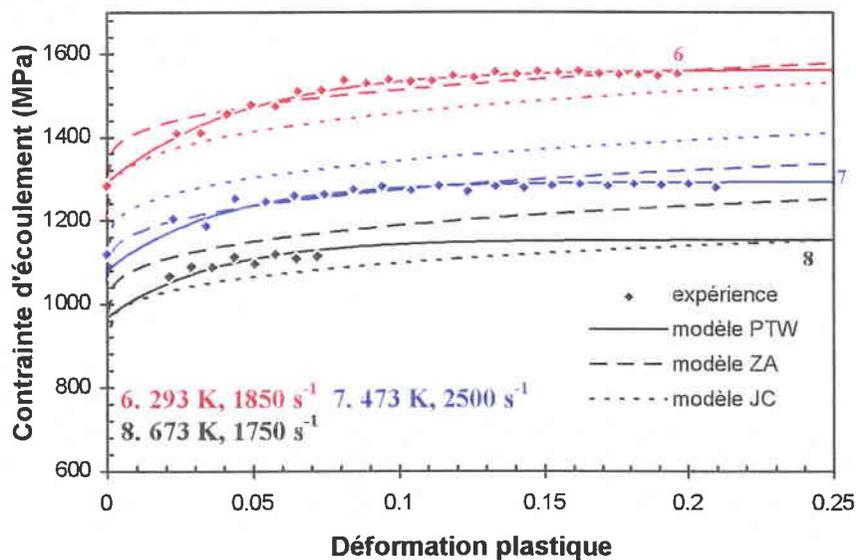


Figure II.66 - Compression uniaxiale sous sollicitation dynamique. Comparaisons expériences/calculs à l'aide des modèles de PTW, JC et ZA.

Contrairement à la loi PTW, les modèles de Zerilli Armstrong et Johnson Cook éprouvent des difficultés à restituer la saturation de la contrainte aux grandes déformations. Cela tient à leur fonction d'érouissage, qui dépend de la déformation sous forme d'une loi puissance, mal adaptée au comportement du matériau. Le modèle JC donne en outre des résultats globaux relativement médiocres. Ce modèle n'effectuant aucune hypothèse sur les mécanismes de déformation mis en jeu, il ne peut retranscrire correctement le passage de la contrainte thermiquement activé au plateau athermique.

La figure ci-dessous présente l'évolution de la contrainte d'écoulement à $\epsilon^p = 0.05$ en fonction de la vitesse de déformation pour les trois modèles.

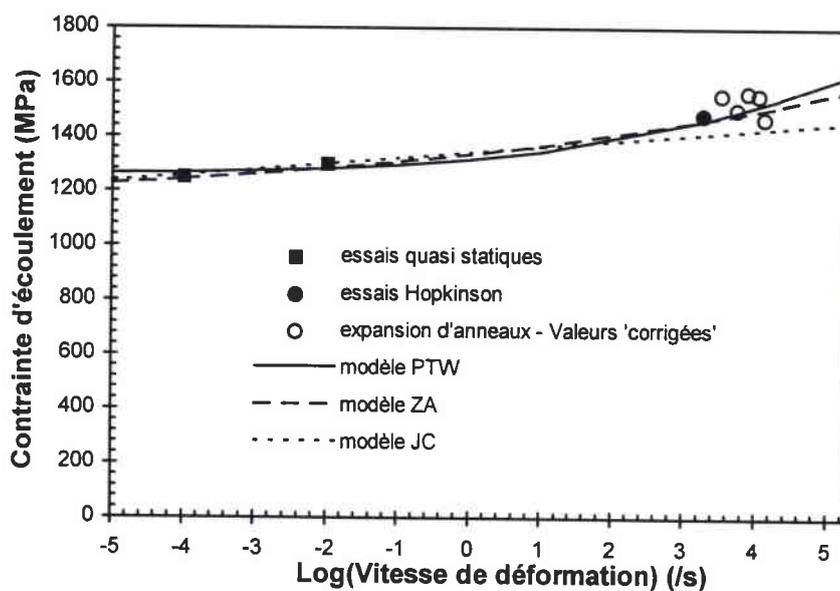


Figure II.67 - Evolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation à $\epsilon^p = 0.05$. Comparaisons expériences/calculs.

Entre 10^{-5} et 10^2 s^{-1} , les trois lois présentent quasiment la même sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation. Pour des vitesses supérieures à 10^2 s^{-1} , le modèle de JC s'écarte des résultats expérimentaux ainsi que des prévisions données par les lois de PTW et ZA.

III.2.3 - Conclusion

En conclusion, parmi les trois modèles étudiés, l'utilisation de loi de Preston et al. conduit à la restitution la plus fidèle de l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation, vitesse de déformation et température. Ce résultat est directement

imputable à la prise en compte de la contrainte de saturation dans la formulation du modèle. En effet, l'acier Mars 190 présente une telle contrainte de saturation et rend le modèle PTW bien adapté à la modélisation de son comportement. La loi de Zerilli-Armstrong, exceptée sa fonction d'écroutissage, traduit correctement l'évolution de la contrainte en fonction de la température et de la vitesse de déformation, en prévoyant notamment la stabilisation de la contrainte à l'approche du plateau athermique. Ce formalisme occulte cependant la décroissance du module de cisaillement avec la température, ce qui entraîne par exemple, et en contradiction avec l'expérience, une contrainte athermique constante avec T . Enfin, le formalisme empirique de Johnson-Cook montre ici ses limites quant à la restitution d'un ensemble de courbes contrainte-déformation sous différentes vitesses de sollicitation et température.

III.3 - Tantale

Nous cherchons à modéliser le comportement du tantale à partir de données obtenues en compression, à des vitesses de déformation comprises entre $10^{-4} s^{-1}$ et $1.7 \cdot 10^3 s^{-1}$, et des températures allant de l'ambiante à $873 K$.

III.3.1 - Coefficients PTW

Le tantale, à l'instar de la plupart des matériaux de structure cristalline cubique centré, présente un comportement mécanique fortement influencé par la vitesse de déformation et la température. Dans ce cas, la résistance au mouvement des dislocations est essentiellement due à des obstacles s'exerçant sur de longues distances, comme les joints de grains, et des obstacles « thermiquement activés » s'exerçant sur de courtes distances, tels que les barrières de Peierls. La loi de Preston et al., dont la formulation se base sur l'analyse des mécanismes thermiquement activés paraît donc bien appropriée à la modélisation du comportement de ce matériau.

La partie expérimentale n'ayant pas mise en évidence d'autres mécanismes de déformation que ceux thermiquement activés, seuls les coefficients du modèle relatifs à la partie « moyennement dynamique » sont déterminés.

III.3.1.1 - Module de cisaillement

Le module de cisaillement du tantale évolue de façon linéaire avec la température entre 293 et 873 K (cf. §II.2). D'après le tableau II.12, nous avons :

- $\mu (293 \text{ K}) = 72 \text{ GPa}$,
- $\mu (873 \text{ K}) = 62 \text{ GPa}$.

La loi du modèle PTW relative au module de cisaillement s'écrit dans ce cas :

$$\mu(T) = \mu_0(1 - \alpha\hat{T}) = 77.05(1 - 0.731\frac{T}{3269})$$

où la température T s'exprime en K et μ_0 en GPa .

III.3.1.2 - Contrainte d'écoulement

Nous optimisons les coefficients sur les courbes de compressions quasi statique et dynamique en température de la figure ci-dessous :

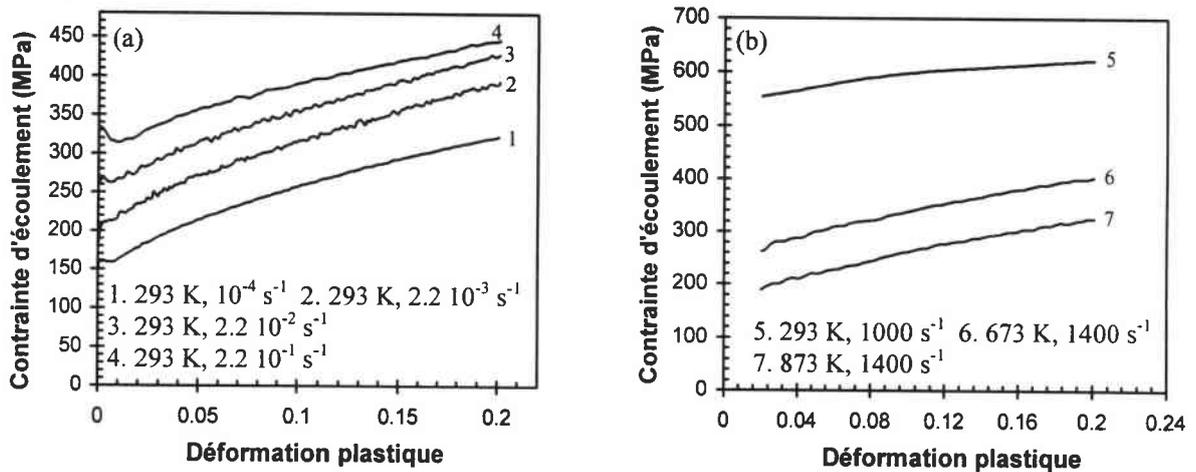


Figure II.68 - Courbes contrainte-déformation du tantale en compression quasi statique (a) et dynamique (courbes isothermes) (b).

Le domaine de sollicitation étudié n'ayant pas permis d'atteindre le plateau athermique, nous ne pouvons déterminer analytiquement les coefficients γ_∞ et s_∞ . De plus, l'allure générale des courbes quasi statiques rend difficile l'estimation d'une contrainte de saturation expérimentale. Par conséquent, les seuls coefficients pouvant être prédéterminés de

façon assez précise sont s_0 et y_0 à partir des courbes dynamiques en température, ainsi que θ à partir par exemple de la courbe à 293 K et 10^{-4} s^{-1} .

Pour la prédétermination de s_0 et y_0 , nous avons besoin de connaître les valeurs de limite d'élasticité et de contrainte de saturation des courbes dynamiques. Par interpolation à l'aide d'une loi de Voce, nous obtenons :

T (K)	293	473	673	873
$\dot{\epsilon}$ (s^{-1})	1000	1700	1400	1400
σ_y (MPa)	1229	1099	929	986
σ_s (MPa)	1557	1286	1143	1113

Tableau II.21 - Limites d'élasticité et contraintes de saturation du tantale dans le domaine dynamique, en fonction de la température.

L'extrapolation de ces valeurs à 0 K entraîne :

$$-s_0 = y_0 = 0.0063.$$

Les deux coefficients sont égaux. Cela n'a rien de surprenant quand on sait que s_0 correspond à la contrainte (rapportée au module de cisaillement) critique de transition vers un mécanisme de frottement visqueux et qu'en ce point particulier, le modèle prévoit un comportement plastique parfait dépendant seulement de la vitesse de déformation.

Enfin, l'interpolation de la courbe de compression à 293 K et 10^{-4} s^{-1} par la loi d'écroutissage du modèle PTW nous donne un coefficient d'écroutissage initial $\theta = 0.009$.

Ces trois coefficients nous servent de référence pour lancer l'optimisation globale des courbes à l'aide du logiciel RENE. Le tableau II.22 expose les résultats de ce calcul.

	y_0	y_∞	s_0	s_∞	κ	$\gamma \dot{\epsilon}$ (s^{-1})	θ	δ (%)
pré-déterminat°	0.0063	-	0.0063	-	-	-	0.009	-
RENE	0.00522	0.000107	0.00528	0.00272	0.428	$2.1 \cdot 10^6$	0.0091	2.25

Tableau II.22 - Coefficients du modèle PTW pour le tantale.

La figure II.69 compare la contrainte d'écoulement modélisée par la loi PTW avec les données expérimentales.

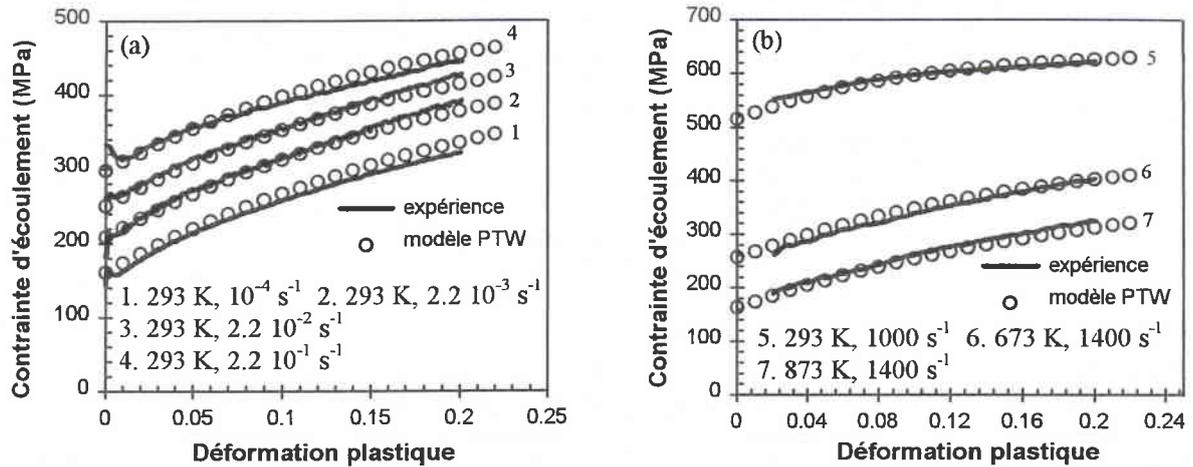


Figure II.69 - Courbes contrainte-déformation expérimentales et calculées à l'aide du modèle PTW. Essais de compression quasi statique a) et dynamique (courbes isothermes) b).

III.3.1.3 - Analyse

Les coefficients du modèle PTW pour le tantale étudié diffèrent assez fortement de ceux proposés par les auteurs (cf. Ch.I §II.2.4.3.3 Tableau I.3). Ces différences se manifestent principalement sur les valeurs de s_0 , y_0 et y_∞ , beaucoup plus faibles dans notre cas, qui représentent les « bornes » supérieures et inférieures du comportement du matériau. Nous avons vu cependant que le tantale est très sensible non seulement à la température et la vitesse de déformation, mais également aux impuretés et aux éléments d'alliage. Or, ces éléments contribuent précisément à l'augmentation de la limite d'élasticité sans influencer le taux d'écrouissage [II.21]. On peut donc penser, fautes d'informations complémentaires sur le matériau, que les constantes identifiées par Preston et al. correspondent au comportement d'un tantale plus chargé en impuretés que le nôtre.

Il existe toutefois une similitude entre les deux jeux de coefficients : dans les deux cas les valeurs de s_0 et y_0 sont très proches. Ceci confirme les observations expérimentales, c'est à dire la diminution du taux d'écrouissage du tantale avec l'augmentation de la vitesse de déformation ou la diminution de la température d'essai. La limite d'élasticité et la contrainte de saturation (rapportées au module de cisaillement) prévues par le modèle en fonction de la température et de la vitesse de déformation sont comparées aux valeurs expérimentales dans la figure II.70.

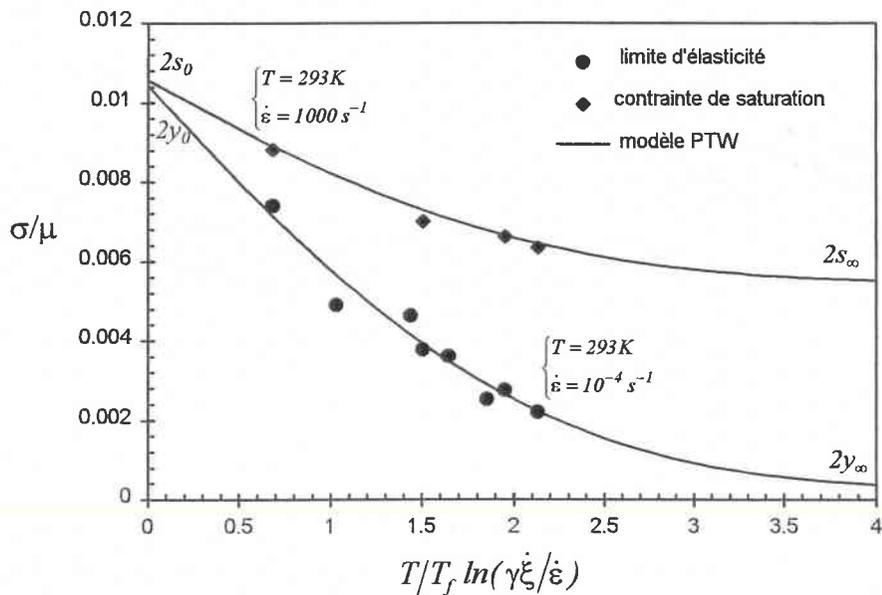


Figure II.70 - Limite élastique et contrainte de saturation en fonction de $T/T_f \ln(\dot{\gamma}\xi/\dot{\epsilon})$.
Points expérimentaux et modélisation.

Dans le cas du tantale, $(y_0 - y_\infty)$ peut être assimilé à la contrainte de Peierls (rapportée au module de cisaillement), contrainte minimale à appliquer pour passer d'une rangée atomique dense à une autre à une température de 0 K .

Nous remarquons sur la figure ci-dessus que le modèle PTW prévoit d'une part une contrainte athermique à déformation nulle très basse, et d'autre part une position du palier athermique relativement éloignée de nos points expérimentaux. Nous allons détailler ces points plus précisément en traçant la contrainte d'écoulement à $\epsilon^p = 0.05$ en fonction de la température pour les vitesses de déformation étudiées (Fig. II.71).

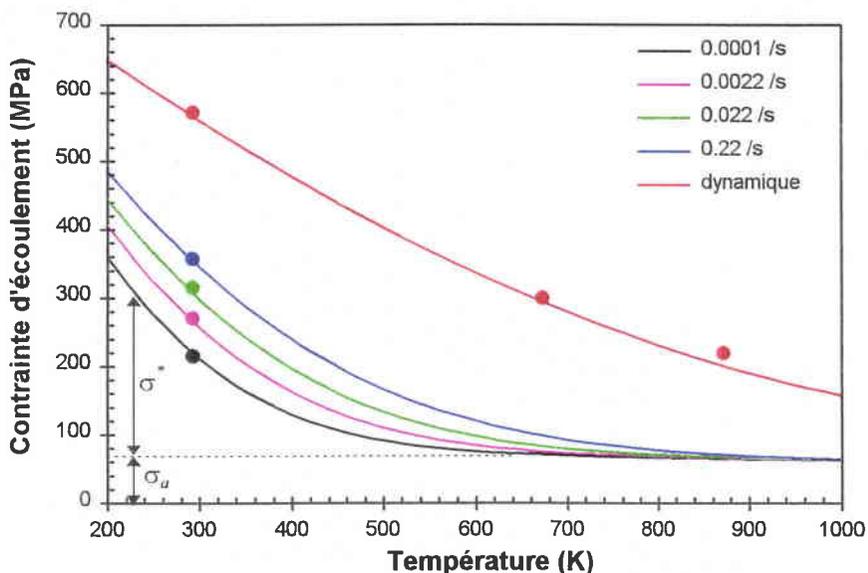


Figure II.71 - Contraite d'écoulement expérimentale (symboles) et modélisée (courbes) à $\epsilon^p = 0.05$ en fonction de la température et pour différentes vitesses de déformation.

A $10^{-4} s^{-1}$, le modèle prévoit d'atteindre le plateau athermique pour une température d'environ $600 K$. Cette valeur peut paraître assez élevée vis à vis de résultats parus dans la littérature. Hoge et al. [II.32], pour une vitesse de déformation similaire, trouvent une valeur expérimentale de $375 K$. Nemat-Nasser et al. [II.35] par modélisation, proposent une température identique. Par contre, si l'on se réfère aux travaux de Chen et al. [II.36] qui modélisent le comportement du tantale à l'aide de la loi MTS, la température est de $605 K$. La disparité de ces résultats est à relier aux différentes nuances de tantale étudiées, dont les comportements diffèrent quelque peu suivant le mode d'élaboration, le taux d'impureté...

A déformation nulle, la contrainte athermique est égale à $2\gamma_{\infty}\mu$, soit $14.27 MPa$ à $600 K$. Dans la littérature, la contrainte athermique du tantale prend des valeurs diverses, qui peuvent aller de $20 MPa$ [II.36] à $124 MPa$ [II.32] suivant la nuance.

Quoi qu'il en soit, la valeur de la contrainte athermique reste très faible devant la contrainte thermiquement activée. Ce phénomène se retrouve dans la plupart des travaux consacrés au tantale, et montre la forte influence de la température et de la vitesse de déformation sur son comportement. Ces mécanismes thermiquement activés restent a priori prépondérant jusqu'à des vitesses de $10^4 s^{-1}$.

En effet, la caractérisation mécanique du tantale n'a pas permis de détecter de phénomène de transition vers des mécanismes de frottement visqueux. Cependant, le modèle PTW estime, à partir du paramètre $\dot{\gamma}\xi$, la vitesse de déformation critique de transition vers ce type de mécanisme. D'après le tableau II.22, nous avons : $\dot{\gamma}\xi = 2.1 \times 10^6 s^{-1}$. L'ordre de grandeur de cette valeur paraît tout à fait correcte. Le modèle de Steinberg-Lund prévoit par exemple une transition à $7.1 \times 10^6 s^{-1}$ [II.39]. Même si elle n'est pas vérifiable, la détermination de cette vitesse de transition à partir de données situées dans le domaine thermiquement activé, prouve la robustesse des équations constitutives du modèle.

En prenant $\beta = 0.23$ (cf. Ch.I §II.2.4.3.3 Tableau I.3) dans la partie grande vitesse du modèle (γ_1 et γ_2 n'interviennent pas dans le cas du tantale), nous pouvons tracer l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation jusqu'à des vitesses supérieures à $10^6 s^{-1}$:

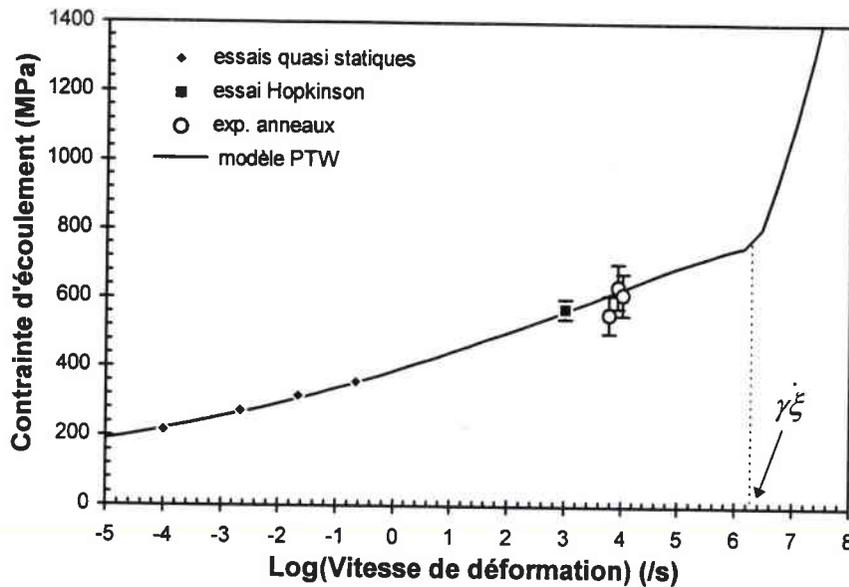


Figure II.72 - Evolution de la contrainte d'écoulement à $\varepsilon^p = 0.05$ et $T = 293\text{ K}$ en fonction de la vitesse de déformation. Comparaison expérience/modélisation PTW.

Le modèle restitue parfaitement les points expérimentaux et prévoit ensuite l'élévation constante de la contrainte jusqu'à la transition, où $\sigma = 2s_0\mu(293) = 760.3\text{ MPa}$.

III.3.2 - Comparaisons des modèles

A partir des données recueillies, nous optimisons de manière globale les coefficients des modèles de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong afin de les comparer avec la loi de Preston et al.

III.3.2.1 - Coefficients des lois de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong

La meilleure optimisation des coefficients du modèle ZA donne une valeur de C_0 égale à 0 MPa ($\delta = 2.5\%$). Bien qu'il existe quelques travaux confirmant un tel résultat [II.22], la plupart des études sur tantale proposent une contrainte athermique non nulle à $\varepsilon^p = 0$. Compte tenu des résultats donnés par le modèle PTW, nous fixons donc arbitrairement la valeur du coefficient C_0 à 20 MPa . Les tableaux II.23 et II.24 proposent les résultats obtenus après identification globale des constantes à partir des mêmes données expérimentales que pour le modèle PTW. Dans ces tableaux sont également présentés les jeux de constantes déterminés par Chen et Gray [II.36] ainsi que par Zerilli et Armstrong [II.22].

Johnson -Cook						
	A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	δ (%)
tantale	<i>183.05</i>	<i>289.89</i>	<i>0.59</i>	<i>0.0774</i>	<i>0.4</i>	<i>5.34</i>
tantale [II.36]	<i>185</i>	<i>675</i>	<i>0.3</i>	<i>0.047</i>	<i>0.425</i>	-

Tableau II.23 - Coefficients du modèle de Johnson-Cook pour le tantale.

Zerilli-Armstrong							
	C₀ (MPa)	C₅ (MPa)	n	C₁ (MPa)	C₃ (K ⁻¹)	C₄ (K ⁻¹ s ⁻¹)	δ (%)
tantale	<i>20</i>	<i>505.58</i>	<i>0.73</i>	<i>897.13</i>	<i>0.00372</i>	<i>0.00023</i>	<i>2.59</i>
tantale [II.36]	<i>40</i>	<i>525</i>	<i>0.5</i>	<i>975</i>	<i>0.0045</i>	<i>0.000327</i>	-
tantale [II.22]	<i>30</i>	<i>310</i>	<i>0.44</i>	<i>1125</i>	<i>0.00535</i>	<i>0.000327</i>	-

Tableau II.24 - Coefficients du modèle de Zerilli-Armstrong pour le tantale.

Ces constantes sont identifiées dans le domaine suivant :

$$293 K \leq T \leq 873 K,$$

$$10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 1.4.10^3 s^{-1},$$

$$0 \leq \epsilon \leq 0.25.$$

Les coefficients du modèle ZA sont proches de ceux trouvés dans les autres travaux. En ce qui concerne la loi de JC, les différences sont plus marquées, notamment sur les valeurs de *B* et *C*. Cet écart peut provenir du choix de la constante $\dot{\epsilon}_0$, égale à $10^{-4} s^{-1}$ dans notre cas, et dont la valeur n'est pas précisée dans l'étude de Chen et al. [II.36].

Le calcul de l'estimateur plaide nettement en faveur du modèle de Zerilli-Armstrong, qui n'est pas très éloigné du modèle PTW ($\delta = 2.25$). Nous allons voir ce qu'il en est dans le paragraphe suivant en comparant les courbes expérimentales aux courbes calculées à l'aide des trois modèles.

III.3.2.2 - Comparaisons expériences/calculs

Les deux figures suivantes superposent les courbes contrainte-déformation expérimentales du tantale aux courbes modélisées par les lois de PTW, ZA et JC.

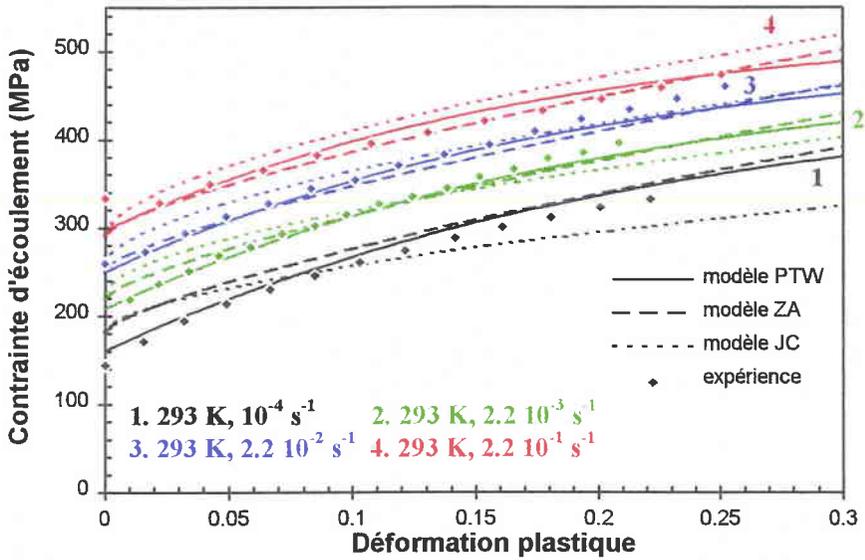


Figure II.73 - Compression uniaxiale sous sollicitation quasi statique. Comparaisons expériences/calculs à l'aide des modèles PTW, JC et ZA.

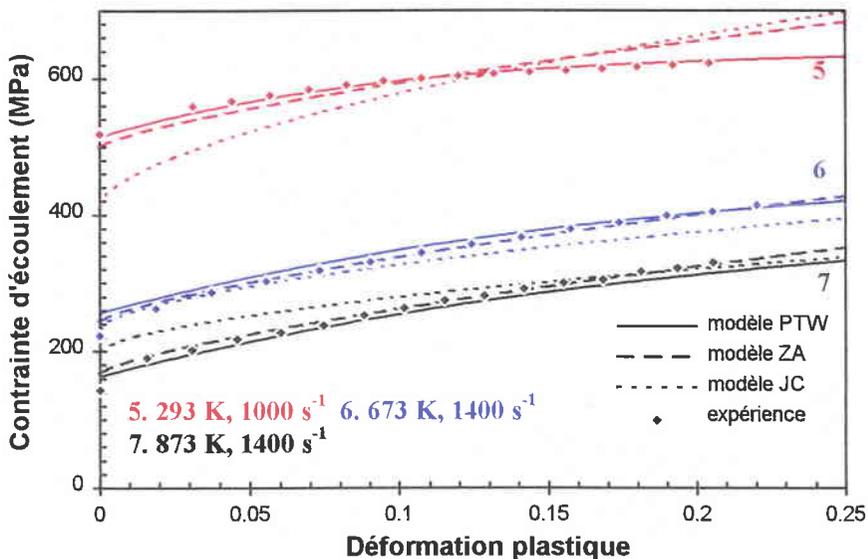


Figure II.74 - Compression uniaxiale sous sollicitation dynamique (courbes isothermes). Comparaisons expériences/calculs à l'aide des modèles PTW, JC et ZA.

Sous sollicitations quasi statiques, les trois modèles restituent de façon à peu près identique et correcte les courbes expérimentales, mis à part la loi de Johnson Cook sur l'essai à $10^{-4} s^{-1}$. C'est également le cas sous chargement dynamique en température. Par contre, sur l'essai dynamique à température ambiante, les modèles ZA et JC surévaluent la contrainte lorsque celle ci commence à saturer aux alentours de $\epsilon^p = 0.2$. Afin de bien visualiser les différences entre les trois modèles, prenons par exemple le cas de l'essai dynamique à $673 K$ et extrapolons les résultats jusqu'aux grandes déformations (Fig. II.75).

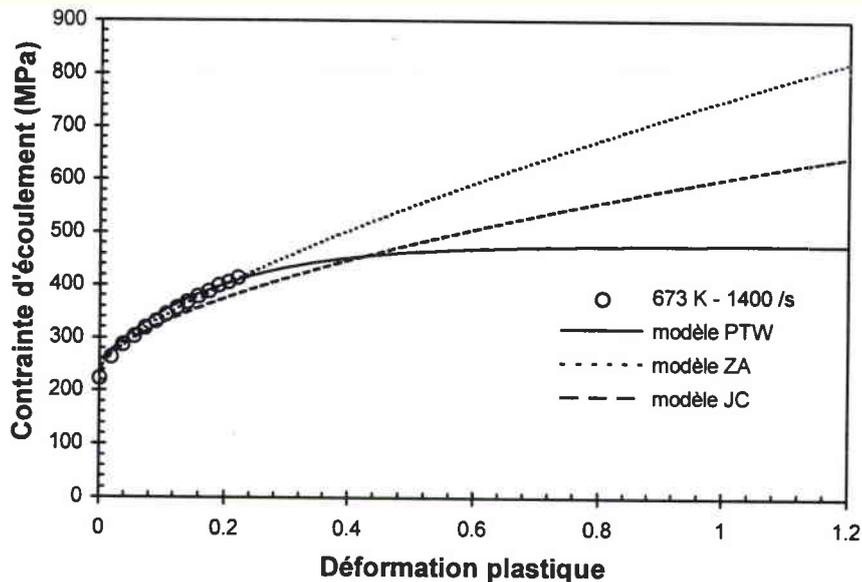


Figure II.75 - Courbes contrainte-déformation isothermes calculées par trois modèles aux grandes déformations.

Sur cette figure, la courbe expérimentale s'arrête à $\epsilon^p = 0.25$. A ce niveau de déformation, les trois modèles restituent convenablement l'expérience. Ensuite, la contrainte d'écoulement calculée par les modèles ZA et JC augmente avec la déformation sans atteindre un état de saturation aux grandes déformations. Quant au modèle PTW, il sature à $\epsilon^p = 0.8$. A grandes vitesses de déformation, l'échauffement adiabatique fait augmenter la température au sein de l'échantillon, mais à une température donnée, le niveau de contrainte sera toujours plus élevé avec le modèle de JC et ZA comparé à celui prévu par la loi PTW.

Examinons maintenant les sensibilités à la vitesse de déformation des trois modèles à partir de l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de cette vitesse de sollicitation (Fig. II.76).

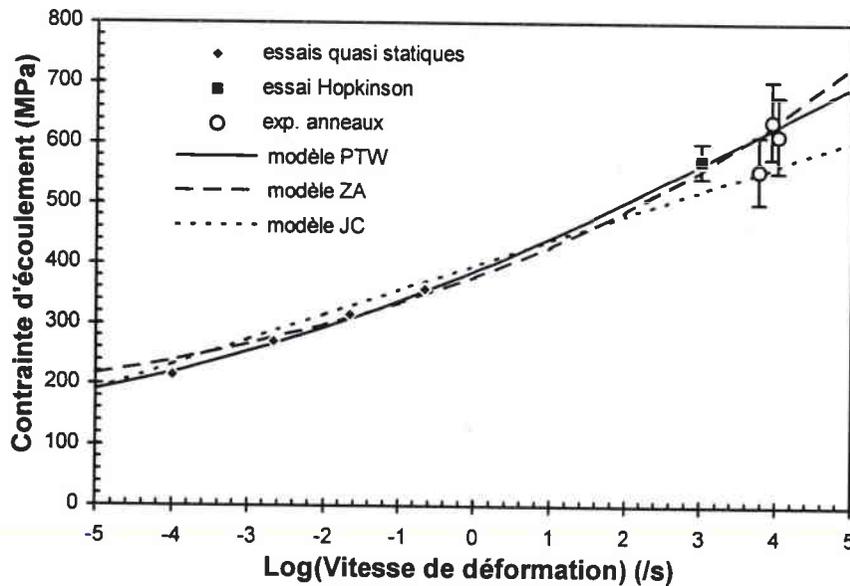


Figure II.76 - Evolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation à $\varepsilon^p = 0.05$. Comparaisons expériences/calculs.

Les modèles ZA et JC présentent la même sensibilité à la vitesse dans tout le domaine d'étude, tandis que le modèle JC diverge à partir de 10^3 s^{-1} . A des vitesses de 10^4 s^{-1} , ce dernier sous estime fortement la limite d'élasticité du tantale.

III.3.3 - Conclusion

Parmi les trois formalismes analysés et identifiés dans cette partie, les modèles PTW et ZA restituent au mieux les courbes contrainte-déformation du tantale déterminées expérimentalement sous différentes températures et vitesses de déformation. Ce constat paraît logique puisque ces deux lois de comportement basent leurs équations constitutives sur les mécanismes de déformation thermiquement activés, qui régissent le comportement plastique du tantale jusqu'aux vitesses de déformation intermédiaires ($\leq 10^6 \text{ s}^{-1}$).

Cependant, la fonction d'érouissage de la loi de Zerilli-Armstrong (ainsi que celle Johnson-Cook) entraîne une augmentation très forte et peu réaliste de la contrainte d'écoulement lorsqu'on extrapole le modèle au grandes déformations. Le modèle de Preston et al. s'avère de ce point de vue plus apte à prédire ce comportement, grâce à sa fonction d'érouissage particulière qui prévoit le phénomène physique de saturation de la contrainte aux grandes déformations.

CONCLUSION

L'acier Mars 190 et le tantale sont deux matériaux de structure cristalline cubique centré, mais qui paradoxalement présentent des comportements mécaniques très différents.

Tout d'abord, l'acier Mars 190 est très peu sensible aux effets de la vitesse de déformation. Nous avons montré au cours de la caractérisation expérimentale de ce matériau que la contrainte d'écoulement augmente « seulement » d'environ 25% lorsque la vitesse de sollicitation passe de 10^{-4} à 10^4 s^{-1} , tandis que l'érouissage du matériau n'est pas affecté. La sollicitation dynamique influe tout de même indirectement sur le comportement par l'importante élévation de température qu'elle génère au sein des échantillons, et qui provoque, pour un fort taux de déformation et en compression, la localisation de la déformation et donc l'endommagement du matériau par apparition de bandes de cisaillement adiabatique. En compression dynamique, nous estimons que la notion de grandes déformations homogènes s'arrête à $\varepsilon^p = 0.3$, après quoi les propriétés du matériau se dégradent jusqu'à la rupture.

En outre, la température de fusion (1752 K) et le mode d'élaboration de l'acier Mars 190 (revenu à $\sim 908 \text{ K}$) font que des mécanismes de diffusion contrôlent la déformation plastique et provoquent une chute brutale de la contrainte d'écoulement au delà de 773 K.

Enfin, les essais sous différents états de chargements (traction, compression et torsion) ont montré que cet acier à blindage, malgré un léger effet Baushinger, respecte sensiblement un critère de plasticité isotrope à température et vitesse de déformation données.

La modélisation du comportement mécanique du matériau montre que la loi PTW est la plus apte à restituer les différentes courbes contrainte-déformation dans tout le domaine thermomécanique étudié. En effet, la fonction d'érouissage du modèle dérivée de la loi de Voce retranscrit parfaitement la saturation rapide de la contrainte d'écoulement de l'acier Mars 190, qui se produit indistinctement sous sollicitations quasi statiques ou dynamiques. A travers l'identification des constantes de ce modèle ainsi que de celui de Zerilli-Armstrong, nous avons pu mettre en évidence la disproportion existant entre la contrainte effective ou thermiquement activée et la contrainte athermique ou interne. La valeur élevée de cette dernière confirme la faible influence qu'exercent la vitesse de déformation et la température sur le comportement de ce matériau.

Contrairement à l'acier, le tantale s'avère très sensible aux effets conjugués de la température et la vitesse de déformation, indiquant la prépondérance des mécanismes thermiquement activés. Le passage du quasi statique (10^{-4} s^{-1}) au dynamique (10^4 s^{-1}) entraîne une élévation de la contrainte d'écoulement pouvant atteindre 200%. Cette influence s'exerce non seulement sur la limite d'élasticité, mais également sur le taux d'érouissage qui, pour la nuance étudiée, diminue avec la vitesse de déformation. Sous chargement dynamique et à

température ambiante, le tantale présente ainsi un comportement quasi plastique parfait. Ces mécanismes thermiquement activés agissent dans tout le domaine de vitesse de déformation testé, qui s'étend de 10^{-4} à 10^4 s^{-1} .

L'étude expérimentale a également mis en évidence la dissymétrie de comportement en traction et compression, qui se manifeste par une modification du coefficient d'érouissage en fonction du chargement appliqué. La consolidation du tantale est plus forte en compression qu'en traction (et torsion). L'utilisation d'une loi d'écoulement scalaire associée à un critère de plasticité isotrope semble donc mal adaptée à la restitution du comportement mécanique du tantale sous chargement complexe.

Malgré tout et pour rester dans le cadre de ce travail, nous avons déterminé les coefficients associés aux lois PTW, ZA et JC à l'aide des données issues des essais de compression. Ici également, les deux premiers modèles cités, de par leurs bases physiques, sont les plus appropriés à la description de la réponse plastique du tantale à une sollicitation donnée. Cela dit, l'extrapolation des lois aux grandes déformations conduit à des écarts très importants sur la contrainte d'écoulement, qui croît indéfiniment avec la déformation pour les modèles ZA et JC. Là encore, la contrainte de saturation du modèle PTW lui confère des capacités prédictives aux grandes déformations que ne possèdent pas les deux autres formalismes.

Outre la caractérisation mécanique complète et la modélisation du comportement viscoplastique des deux matériaux d'étude, ce chapitre a montré les faiblesses des lois de comportement intégrant une fonction d'érouissage du type $(\sigma_0 + \sigma_1 \varepsilon^n)$. En effet, si l'identification des paramètres de telles lois s'effectue à l'aide d'essais situés à des niveaux de déformations moyens ou faibles (< 0.2), l'extrapolation aux grandes déformations conduira à une surestimation dramatique de la contrainte d'écoulement. Pour remédier à ces problèmes, il faut d'une part s'appuyer sur des modèles proposant une saturation de la contrainte aux déformations élevées (PTW) et d'autre part posséder des moyens expérimentaux capables d'atteindre les grandes déformations aux grandes vitesses de déformation. Ces moyens doivent permettre soit d'identifier les coefficients des différentes lois dans ce domaine particulier, soit de les valider par confrontations expériences/calculs.

Un des objectifs de cette étude a été d'imaginer et de mettre au point un tel moyen expérimental. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III

***MISE AU POINT D'UNE NOUVELLE
TECHNIQUE EXPERIMENTALE :
L'ESSAI D'EXPANSION DE SPHERE***

Le chapitre précédent a montré la nécessité de disposer de résultats expérimentaux aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation si l'on veut proposer des lois de comportement ayant des capacités prédictives intéressantes hors du domaine d'identification de leurs coefficients.

Parmi les techniques expérimentales décrites dans le chapitre I (§IV), seul le test de Taylor permet d'atteindre le domaine de fonctionnement des matériaux qui nous intéressent. Au cours d'un essai, les grandes déformations et vitesses de déformation sont obtenues, mais de manière très localisée au niveau de la face d'impact de l'échantillon. De plus, cette expérience nous donne très peu de renseignements sur l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation.

Il existe cependant un moyen de parvenir à des niveaux de vitesses élevés avec des chargements relativement simples et homogènes : les expériences d'expansion ou de compression d'objets (anneaux, cylindres et sphères) [III.1], [III.2]. La compression exigeant une mise en oeuvre plus complexe et induisant en général un gradient de déformation dans l'épaisseur de la structure [III.2], nous nous sommes plutôt intéressés aux essais d'expansion.

Ce type d'expériences permet, sous certaines hypothèses, d'avoir accès aux grandeurs rhéologiques σ , ε , $\dot{\varepsilon}$, ceci en exploitant une grande partie de l'espace des contraintes en traction (Fig. III.1).

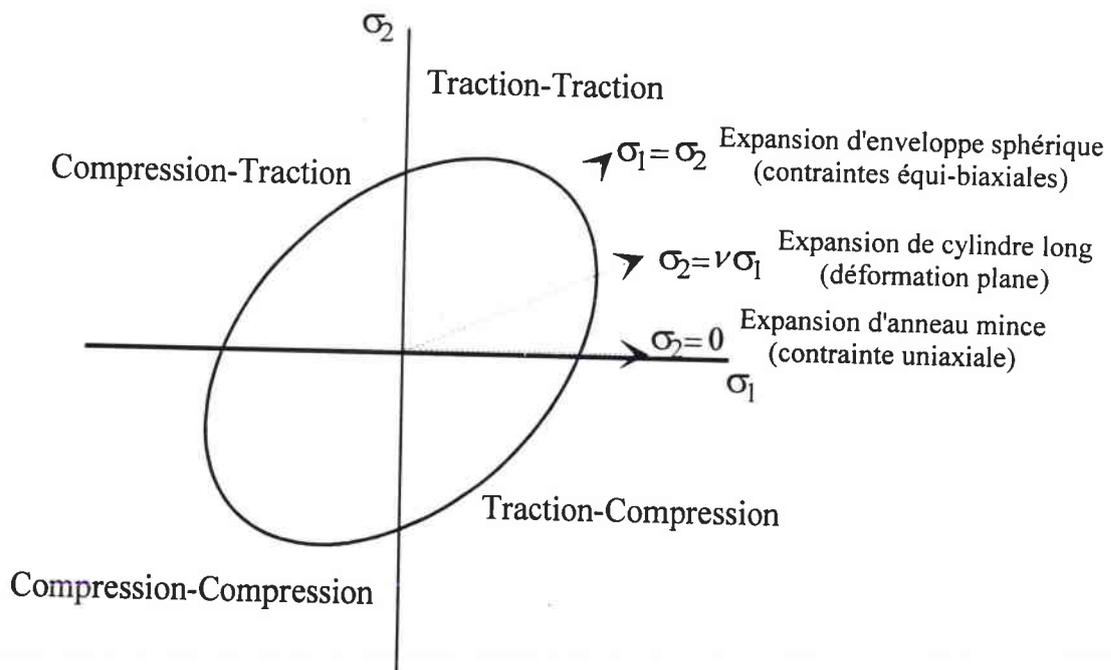


Figure III.1 - Surface d'élasticité de Von Mises et directions de chargement obtenues par expansion uniforme de structures simples.

Parmi ces trois types d'expansion de structures, l'essai d'expansion de sphère est particulièrement intéressant car il permet d'atteindre des vitesses de déformation de l'ordre de 10^4 s^{-1} , tout en accédant à de grandes déformations [III.3]. Le principe de l'essai mis au point s'inspire du test d'expansion d'anneaux : il s'agit d'imposer une expansion radiale libre à une enveloppe sphérique mince. Dans ce cas, une simple mesure du déplacement permet d'accéder aux valeurs des contraintes, déformations et vitesses de déformation appliquées à l'échantillon sphérique au cours du temps.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux principes et à la résolution des équations régissant l'expansion de la sphère.

Dans la deuxième partie, nous présentons le dimensionnement et l'analyse de l'essai à l'aide de simulations numériques uni et bidimensionnelles, ainsi que les diagnostics associés.

Enfin, la troisième et dernière partie expose les résultats expérimentaux obtenus à partir de deux premiers essais de faisabilité sur cuivre.

I - PRINCIPE ET ANALYSE

Le principe de l'essai d'expansion de sphère est d'imposer une expansion radiale libre à une enveloppe sphérique mince. Dans cette première partie, nous traitons tout d'abord le problème du point de vue cinématique, avant d'effectuer une analyse mécanique de l'expérience qui nous permettra de préciser la formulation des tenseurs des contraintes, déformations et vitesses de déformation appliqués au matériau. Nous évaluons également les potentialités de cet essai en terme de déformations et vitesses de déformation. Enfin, pour terminer, nous présentons le principe expérimental de mise en vitesse initiale à l'aide d'un dispositif pyrotechnique.

I.1 - Analyse cinématique

Nous considérons ici l'expansion d'une sphère mince projetée à une vitesse initiale V_0 .

Dans le repère sphérique $\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_\varphi$ (Fig. III.2), nous pouvons déterminer les composantes du déplacement \underline{u} , de la vitesse \underline{V} et de l'accélération $\underline{\Gamma}$ de l'enveloppe sphérique :

- la direction radiale du déplacement et la symétrie sphérique du problème imposent un vecteur déplacement \underline{u} tel que :

En supposant que les déformations plastiques conservent le volume et que le changement de volume dû aux déformations élastiques est négligeable, alors la masse volumique ρ ne varie pas au cours de l'expansion radiale. L'équation (III.5) basée sur un élément de volume, reste alors valable sur toute la surface de la sphère. Cette expression simple des contraintes tangentielles aurait pu également être obtenue à partir de l'application de la loi de conservation de l'énergie ou de l'équilibre des forces.

D'après la relation (III.5), le chargement imposé au matériau au cours de l'essai d'expansion de sphère est une traction dynamique équi-biaxiale.

Le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -\rho \frac{r\ddot{r}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{(r,\theta,\varphi)} \quad (\text{III.6})$$

1.2.2 - Tenseur des déformations

Soit $\underline{\underline{\varepsilon}}$ le tenseur des déformations, défini en hypothèses des petites perturbations par :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}), \quad \underline{u} \text{ étant le vecteur déplacement.} \quad (\text{III.7})$$

Pour un élément de volume donné (Fig. III.3), la relation (III.1) nous permet d'écrire $\underline{\underline{\varepsilon}}$ en coordonnées sphériques dans le repère principal :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \partial u / \partial r & 0 & 0 \\ 0 & u/r & 0 \\ 0 & 0 & u/r \end{pmatrix}_{(r,\theta,\varphi)} \quad (\text{III.8})$$

Les déformations vraies s'écrivent alors : $d\varepsilon_\theta = d\varepsilon_\varphi = \frac{dr}{r} \Rightarrow \varepsilon_\theta = \varepsilon_\varphi = \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)$ où r_0 est le rayon initial de la sphère. De plus, la déformation plastique étant isochore, nous avons :

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_\varphi = 0 \text{ soit } \varepsilon_\theta = \varepsilon_\varphi = -\frac{1}{2} \varepsilon_r \quad (\text{III.9})$$

Les trois composantes du tenseur des déformations sont déterminées :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \begin{pmatrix} -2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{(r,\theta,\varphi)} \quad (\text{III.10})$$

1.2.3 - Vitesse de déformation

La vitesse de déformation tangentielle est donnée par la dérivée par rapport au temps de la déformation :

$$\dot{\varepsilon}_\theta = \dot{\varepsilon}_\varphi = \frac{d\varepsilon_\theta}{dt} = \frac{\dot{r}}{r} \quad (\text{III.11})$$

Le tenseur des vitesses de déformation s'écrit :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} = \frac{\dot{r}}{r} \begin{pmatrix} -2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{(r,\theta,\varphi)} \quad (\text{III.12})$$

1.2.4 - Conclusion

L'analyse mécanique qui vient d'être effectuée nous montre que la connaissance du déplacement, de la vitesse ou de l'accélération radiale nous permet de déterminer, par intégrations ou dérivations successives, l'évolution au cours du temps des contraintes, déformations et vitesses de déformation appliquées à l'enveloppe sphérique.

I.3 - Evaluation des potentialités

A partir de la relation (III.6), nous pouvons estimer les déformations maximales atteintes au cours de l'essai en fonction de la vitesse de lancement de la sphère. En effet, en supposant que la valeur de la contrainte d'écoulement soit constante dans le temps (comportement plastique parfait), nous pouvons écrire :

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{\varphi} = -\rho \frac{r\ddot{r}}{2} = Y = cste \Leftrightarrow \ddot{r} = -\frac{2Y}{\rho r} \Leftrightarrow \dot{r}\ddot{r} = -\frac{2Y}{\rho} \frac{\dot{r}}{r} \quad (\text{III.13})$$

La vitesse de lancement V_0 de la sphère va décroître au cours du temps sous l'action de la contrainte d'écoulement appliquée Y . La déformation plastique maximale sera donc effective lorsque la vitesse atteindra une valeur nulle.

Nous pouvons alors intégrer la formule (III.13) entre $\dot{r} = \dot{r}_0 = V_0$ et $\dot{r} = 0$:

$$\int_{\dot{r}_0}^0 \dot{r}\ddot{r}d\dot{r} = -\frac{2Y}{\rho} \int_{r_0}^{r_{max}} \frac{\dot{r}}{r} dr \Leftrightarrow -\frac{1}{2}\dot{r}_0^2 = -\frac{2Y}{\rho} \ln\left(\frac{r_{max}}{r_0}\right) \quad (\text{III.14})$$

$$\text{De plus, nous savons que : } \varepsilon_{\theta} = \varepsilon_{\varphi} = \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \Rightarrow \varepsilon_{\theta}^{max} = \varepsilon_{\varphi}^{max} = \ln\left(\frac{r_{max}}{r_0}\right) \quad (\text{III.15})$$

En combinant les relations (III.14) et (III.15), il vient :

$$\varepsilon_{\theta}^{max} = \varepsilon_{\varphi}^{max} = \frac{\rho V_0^2}{4Y} \quad (\text{III.16})$$

La déformation plastique équivalente maximale au sens de Von Mises s'écrira donc :

$$\begin{aligned} (\varepsilon_{pl}^{eq})_{max} = \varepsilon_{pl}^{max} &= \sqrt{\frac{2}{3}(\varepsilon_r^{max^2} + \varepsilon_{\theta}^{max^2} + \varepsilon_{\varphi}^{max^2})} = \sqrt{\frac{2}{3} \underbrace{(4\varepsilon_{\theta}^{max^2} + \varepsilon_{\theta}^{max^2} + \varepsilon_{\theta}^{max^2})}_{\text{d'après (III.13)}}} = 2\varepsilon_{\theta}^{max} \\ &\Rightarrow \varepsilon_{pl}^{max} = \frac{\rho V_0^2}{2Y} \quad (\text{III.17}) \end{aligned}$$

En prenant des valeurs de vitesse de lancement caractéristiques d'essais d'expansion d'anneaux sur le cuivre [III.4], et nos propres résultats sur le tantale (Ch. II), nous obtenons les valeurs de déformations plastiques maximales du tableau III.1.

	r_0 (mm)	V_0 (m.s ⁻¹)	$\dot{\epsilon}_{pl}^0$ (s ⁻¹) pour $r_0 = 50$ mm	ϵ_{pl}^{max}
Cuivre (Y=300 MPa) [III.4]	50	400	<u>16000</u>	<u>2.38</u>
	50	300	12000	1.34
Tantale (Y=500 MPa)	50	300	<u>12000</u>	<u>1.50</u>
	50	200	8000	0.67

Tableau III.1 - Estimations des valeurs de déformation et de vitesses de déformation plastique maximales suivant la vitesse de lancement initiale, pour un rayon sphérique de 50 mm. Approximation par un comportement élastoplastique parfait.

Ces valeurs de déformation plastique maximales n'ont qu'un sens indicatif. En effet, pour les plus grandes d'entre elles, il est peu probable que les matériaux considérés les atteignent avant de s'endommager par striction ou de se fragmenter. Elles sont cependant significatives du potentiel intrinsèque de l'expérience et correspondent au domaine visé dans cette étude.

I.4 - Principe expérimental

Le principe expérimental s'inspire du test d'expansion d'anneaux. Il s'agit d'imposer l'expansion radiale libre de la sphère au moyen d'une onde de choc générée par un explosif et transmise par un matériau transmetteur (Fig. III.4).

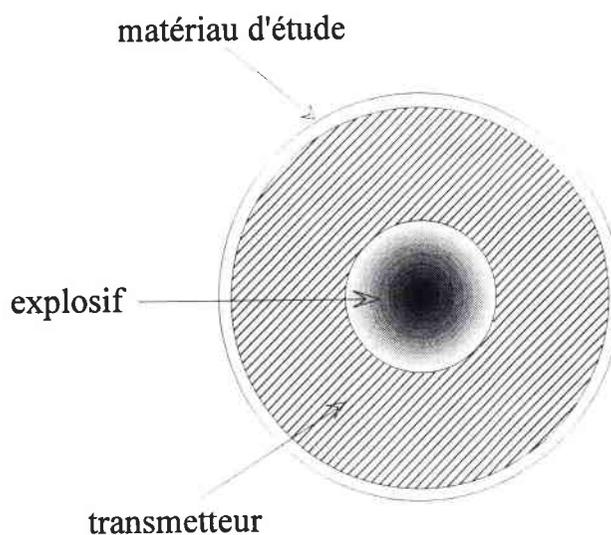


Figure III.4 - Représentation schématique de l'essai d'expansion de sphère.

Après détonation de l'explosif, l'onde de choc générée est transmise à la sphère au travers du matériau transmetteur et doit imposer à celle-ci une vitesse radiale et homogène sur toute sa surface. Cette vitesse étant supérieure à celle du transmetteur, l'enveloppe sphérique décolle au bout d'un temps négligeable devant la durée de son expansion. L'énergie cinétique emmagasinée par l'échantillon lui permet alors de poursuivre son mouvement d'expansion radiale sans qu'aucune force extérieure ne vienne le perturber (les gaz de détonation restant confinés dans le matériau transmetteur). Cette énergie va être consommée au cours du temps par déformation plastique de l'enveloppe sphérique.

Le chargement mécanique appliqué à la sphère se décompose donc en deux phases distinctes :

- passage de l'onde de choc pouvant induire des modifications des propriétés microstructurales (en fonction de l'intensité du choc),
- expansion radiale par écoulement plastique jusqu'à rupture ou arrêt du mouvement.

I.4.1 - Mise en vitesse

Après initiation de l'onde de choc par l'explosif, le matériau transmetteur va être soumis à un pic de pression très élevée sur sa face interne. En se propageant dans l'épaisseur du transmetteur, l'onde de choc est ensuite rattrapée par des ondes de détente arrières qui vont atténuer le niveau de pression initial [III.5]. Cette onde de choc se réfléchit ensuite à l'interface transmetteur/sphère du fait de la désadaptation d'impédance. Suivant la nature du matériau constitutif de la sphère, une onde de choc ou de détente va alors suivre la première onde de compression dans le transmetteur.

La réflexion de l'onde de choc initiale en surface libre de la sphère génère un faisceau d'ondes de détente. Celles ci vont alors rencontrer l'autre faisceau d'ondes de détente qui suit immédiatement l'onde initiale dans le cas d'un choc généré par explosif. Cette interaction de deux ondes de détente produit un état de tension dans le matériau qui peut provoquer l'endommagement de ce dernier par la formation d'une écaille.

La sphère et le transmetteur se séparent lors du retour à l'interface de la première onde de choc réfléchi sur la surface libre en onde de détente. La figure III.5 représente schématiquement le parcours de ces différentes ondes au sein de la sphère et du transmetteur, suivant la nature de ce dernier.

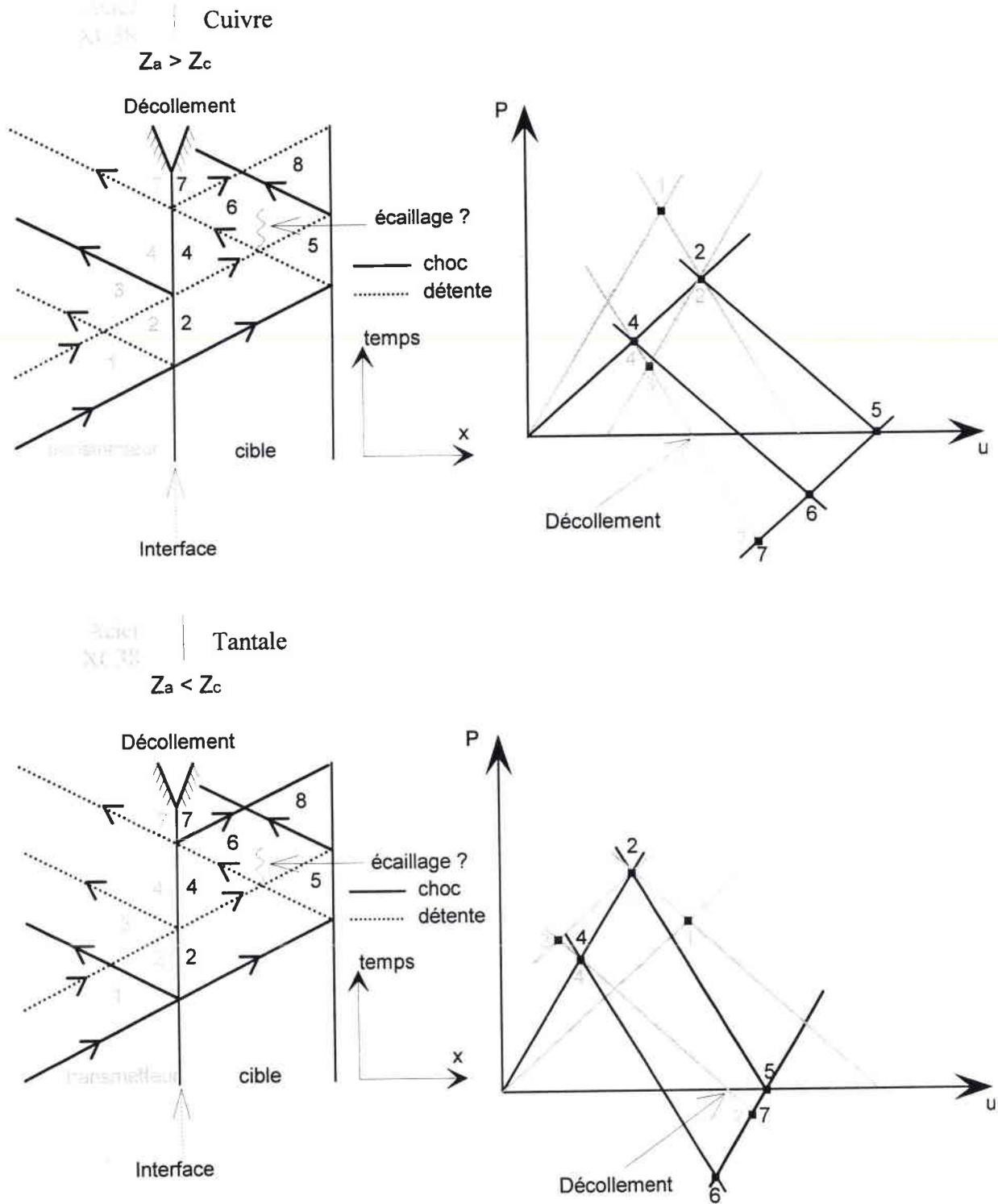


Figure III.5 - Représentation schématique du diagramme de marche et du diagramme Pression-Vitesse (P,u) de l'essai d'expansion de sphère en fonction de l'impédance du matériau cible.

I.4.2 - Choix initiaux

I.4.2.1 - Explosif

Le mouvement de la sphère est imposé à l'aide d'un générateur de choc sphérique divergent par explosif, amorcé ponctuellement. La composition explosive choisie est à base d'octogène, de masse volumique 1.82 g.cm^{-3} avec une onde de détonation de célérité d'environ 8700 m.s^{-1} . Afin d'assurer la sphéricité optimale de l'onde de choc, le rayon de l'explosif sera supérieur à 15 mm.

I.4.2.2 - Matériau transmetteur

Le rôle du matériau transmetteur consiste tout d'abord à atténuer la forte pression générée par l'onde de choc au niveau de l'interface transmetteur/cible. Cette pression doit être toutefois suffisamment élevée pour permettre à la cible d'acquiescer une vitesse d'expansion importante, nécessaire pour atteindre les niveaux de déformation et de vitesse de déformation désirés. Enfin, ce transmetteur doit également servir à confiner les produits de détonation afin que ces derniers ne viennent pas perturber l'expansion libre de la sphère.

N'ayant pas la possibilité d'effectuer une étude expérimentale complète sur la nature de ce transmetteur, le matériau constitutif de ce dernier est choisi en fonction de travaux réalisés précédemment sur des essais d'expansion d'anneaux [III.4], [III.6]. Il s'agit de l'acier XC38, retenu notamment pour sa capacité à confiner les produits de détonation durant un intervalle de temps suffisamment important en regard de la phase d'expansion ($\sim 100 \mu\text{s}$). Voici quelques caractéristiques de ce matériau :

- masse volumique : 7820 kg.m^{-3} ,
- module d'Young : 202 GPa ,
- module de cisaillement : 76 GPa ,
- coefficient de Poisson : 0.33 ,
- limite d'élasticité : $\sim 330 \text{ MPa}$.

I.4.2.3 - Enveloppe sphérique : matériau cible

L'épaisseur de la sphère (ou cible) doit être faible par rapport à son rayon intérieur, afin de garantir la meilleure homogénéité possible de la vitesse au sein de l'échantillon. Des considérations d'approvisionnement et d'élaboration des sphères nous ont conduit à fixer le diamètre intérieur à 100 mm .

I.4.3 - Paramètres géométriques

Les paramètres géométriques de l'essai sont les suivants :

- l'épaisseur e de la sphère,
- le diamètre extérieur D du transmetteur,
- le diamètre d de l'explosif.

Le diamètre extérieur D du matériau transmetteur est fixé par le diamètre intérieur de la cible, égal à 100 mm . Seule l'épaisseur du transmetteur varie, en relation avec le diamètre d de l'explosif. Une augmentation de la valeur du rapport D/d entraîne une diminution de la pression de choc à l'interface transmetteur/cible et donc de la vitesse de déformation initiale. Ce rapport ne doit pas être trop faible, d'une part afin que le transmetteur ne rattrape pas la cible, d'autre part pour que la surpression engendrée n'induisse pas de phénomènes d'endommagement dès les premiers instants de l'expérience (écaillage).

Enfin, notons qu'une augmentation de l'épaisseur de la sphère conduit à une baisse sensible de la vitesse de déformation initiale et de la déformation plastique finale.

II - DIMENSIONNEMENT - DIAGNOSTICS

Nous avons présenté les principes de base de l'expérience. Il faut à présent dimensionner les principaux éléments constitutifs (explosif, transmetteur, cible) et évaluer le potentiel réel de l'essai à l'aide de simulations numériques uni et bidimensionnelles. Les matériaux cibles utilisés lors de ces simulations sont le cuivre, qui servira aux premiers essais de faisabilité, et le tantale, un de nos deux matériaux d'étude.

Cette phase de dimensionnement étant réalisée, le dispositif expérimental doit être instrumenté à l'aide de diagnostics adaptés à l'interprétation de l'expérience.

II.1 - Simulations numériques unidimensionnelles

La géométrie sphérique de l'essai permet d'effectuer les premiers tests de dimensionnement sur code de calcul unidimensionnel. Ces simulations numériques ont pour objectif de dimensionner l'expérience, c'est à dire d'évaluer la pression de choc maximale que peut supporter la cible au début de l'essai sans subir d'endommagement par écaillage et donc de fixer le diamètre d'explosif maximal acceptable. Le code de calcul utilisé permet de simuler la propagation des ondes de choc, la détonation d'explosifs chimiques ainsi que les phénomènes d'endommagement liés à l'écaillage. Il s'agit d'un code d'hydrodynamique aux

différences finies auquel on peut associer une loi de comportement élastoplastique (en l'occurrence, la loi de Steinberg-Cochran-Guinan [III.7]).

Les simulations sont effectuées suivant la géométrie présentée sur la figure III.6. Les résultats des ces différentes simulations sont exposés ici indifféremment sur tantale ou sur cuivre.

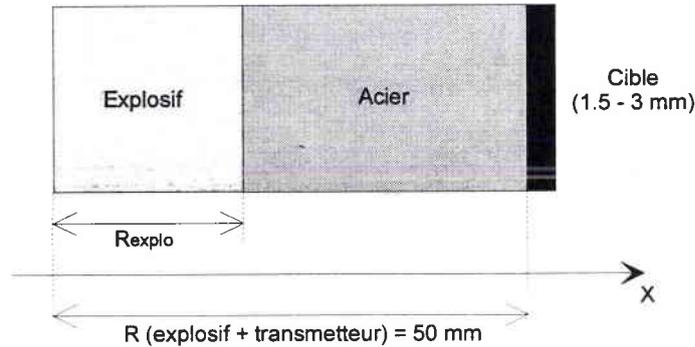


Figure III.6 - Simulations unidimensionnelles : configuration géométrique.

La tension d'écaillage est fixée arbitrairement à 2 GPa pour tous les matériaux. Le tableau III.2 présente les configurations choisies pour ces premières simulations numériques.

	Acier XC38	Cuivre	Tantale
épaisseur	25 à 32 mm	1.5 à 3 mm	1.5 à 3 mm
Densité de maillage	10 mailles/mm	10 mailles/mm	10 mailles/mm
Equation d'état $D = C_0 + Su$	$C_0 = 5032.37 \text{ m.s}^{-1}$ $S = 1.33$	$C_0 = 3940 \text{ m.s}^{-1}$ $S = 1.489$	$C_0 = 3410 \text{ m.s}^{-1}$ $S = 1.2$
Loi de comportement SCG $Y = Y_0(1 + \beta \epsilon)^n$	$Y_0 = 330 \text{ MPa}$ $\beta = 2$ $n = 0.5$	$Y_0 = 120 \text{ MPa}$ $\beta = 36$ $n = 0.45$	$Y_0 = 770 \text{ MPa}$ $\beta = 22$ $n = 0.283$

Tableau III.2 - Configuration des simulations.

La figure III.7 montre le profil de l'onde de choc en différents points du transmetteur.

Nous constatons sur cette figure que le passage de l'onde de choc dans le transmetteur fait chuter la pression d'un facteur 4 environ. Nous passons d'une pression de 40 GPa à l'interface explosif/transmetteur à moins de 10 GPa lorsque l'onde arrive sur la face interne de la sphère.

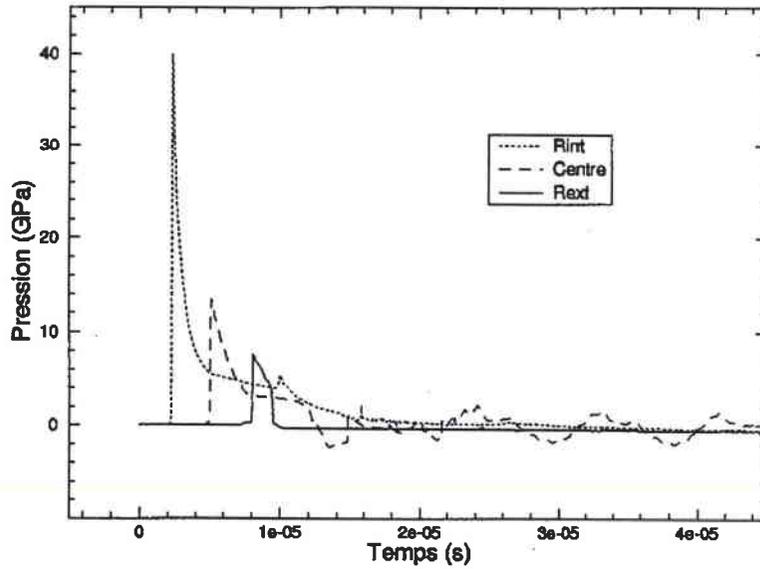


Figure III.7 - Atténuation de la pression de choc dans le transmetteur.

Cuivre épaisseur 3 mm, $\phi_{\text{explo}} = 40$ mm.

L'interaction de l'onde de détente qui suit immédiatement l'onde initiale dans le cas d'un choc généré par explosif avec une seconde onde de détente venant de la réflexion de l'onde de choc initiale sur la surface libre de la sphère produit un état de tension dans le matériau pouvant endommager ce dernier par écaillage. Ici, la formation **d'une écaille dans la cible** survient pour un **rayon d'explosif égal à 25 mm**, et ce pour les deux matériaux considérés avec des épaisseurs de 1.5 et 3 mm (Fig. III.8). Ceci nous conduit à **limiter la valeur de ce rayon à 22 mm** pour l'explosif utilisé.

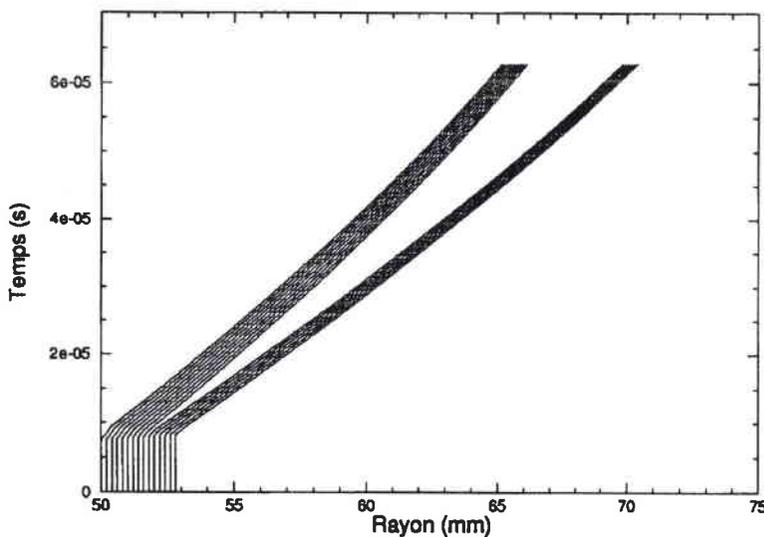


Figure III.8 - Ecaillage dans la cible - Rayon d'explosif de 25 mm.

Tantale épaisseur 3 mm.

La sphère va se détacher du transmetteur lors du retour de la première onde de choc réfléchi en onde de détente sur son bord extérieur (surface libre) (cf. Fig. III.6 §I.4.1). A partir de cet instant, **la cible se trouve en phase d'expansion libre**, la vitesse du transmetteur étant insuffisante pour la rattraper (Fig. III.9). Ceci reste valable quelles que soient les configurations testées.

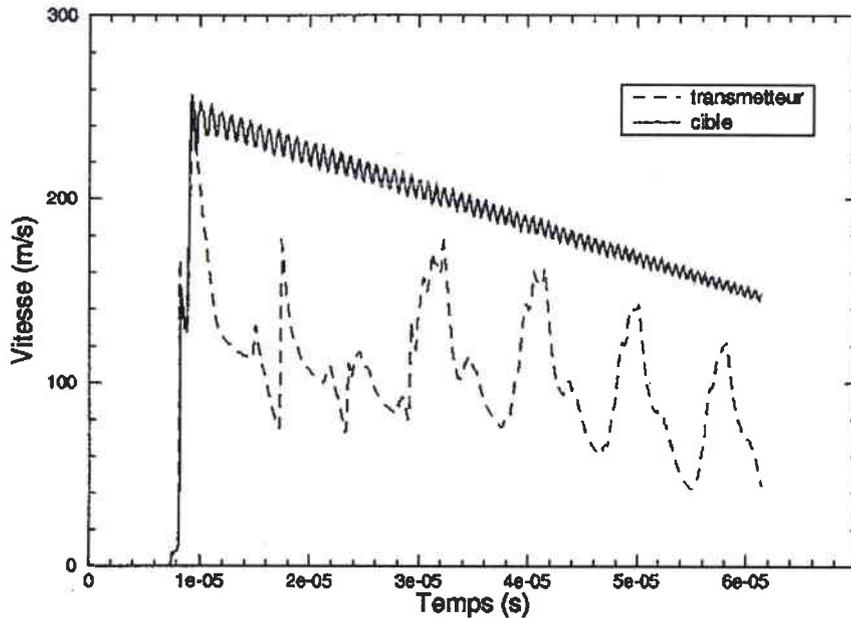


Figure III.9 - Evolution de la vitesse de la sphère et du transmetteur à l'interface.
Tantale épaisseur 1.5 mm, $\phi_{explo} = 36$ mm.

Finalement, à l'aide de ces simulations numériques unidimensionnelles nous pouvons définir différentes configurations géométriques qui permettront de balayer une large gamme de déformation et vitesse de déformation. Les tableaux III.3 et III.4 présentent les configurations choisies ainsi que les valeurs de pression et de vitesse correspondantes. Notons sur ces tableaux que les vitesses de déformation attendues sont de l'ordre de 10^4 s⁻¹.

Configuration	Diamètre Explosif (mm)	Épaisseur Cible (mm)	Pression interface GPa	Vitesse	$\dot{\epsilon}_{max}$ (s ⁻¹)
				interface (m/s) $V_{max} - V_{(60\mu s)}$	
1a	44	1.5	8.6	430 - 360	<u>17200</u>
1b	44	3	9.3	380 - 270	15200
2a	40	1.5	7.4	365 - 260	14600
2b	40	3	7.9	330 - 225	13200
3a	36	1.5	5.9	310 - 255	12400
3b	36	3	6.3	280 - 180	11200

Tableau III.3 - Configurations géométriques et résultats associés pour le cuivre.

Configuration	Diamètre Explosif (mm)	Epaisseur Cible (mm)	Pression interface GPa	Vitesse	$\dot{\epsilon}_{max}$ (s ⁻¹)
				interface (m/s) $V_{max} - V_{(60\mu s)}$	
<i>1a</i>	44	1.5	11.4	330 - 230	<u>13200</u>
<i>1b</i>	44	3	11.5	300 - 190	12000
<i>2a</i>	40	1.5	9.1	290 - 190	11600
<i>2b</i>	40	3	9.2	260 - 150	10400
<i>3a</i>	36	1.5	7.5	245 - 145	9800
<i>3b</i>	36	3	7.8	220 - 115	8800

Tableau III.4 - Configurations géométriques et résultats associés pour le tantale.

II.2 - Simulations numériques bidimensionnelles

Des difficultés techniques liées aux expériences de détonique en géométrie sphérique (dispositif d'amorçage, maintien du montage, usinage des cibles...) nous ont conduit à restreindre le dispositif d'essai à l'expansion d'une demi-sphère. Cette configuration hémisphérique ne remet pas en cause les résultats précédemment acquis quant au dimensionnement de l'explosif, du transmetteur et de la cible (Tableaux III.3 et III.4). Elle induit cependant des effets bidimensionnels qu'il s'agit de quantifier et de minimiser. C'est un des objectifs des simulations présentées ci-après, et réalisées à l'aide d'un code de calcul hydrodynamique aux éléments finis. Ces simulations numériques ont également pour but de définir précisément le chargement mécanique imposé à la cible ainsi que la chronométrie des expériences.

Pour ces modélisations, nous reprenons les matériaux (cuivre et tantale), les lois de comportement et les équations d'état utilisés dans le cas unidimensionnel (cf. Tableau III.2 §II.1)

Remarque

Dans la suite des travaux et pour plus de commodité, nous continuons à utiliser la dénomination « expansion de sphère » bien qu'il s'agisse en fait d'expansion de demi-sphère.

II.2.1 - Effets bidimensionnels

Le premier objectif des calculs est d'évaluer l'influence des effets bidimensionnels sur la vitesse d'expansion de la sphère. En effet, l'analyse mécanique proposée au §I.2 ne reste valable que lorsque le mouvement est parfaitement radial. En géométrie hémisphérique, les

effets de bord perturbent ce mouvement radial, et ce d'autant plus rapidement que l'on se situe près de l'équateur. Les résultats obtenus avec la première configuration étudiée (Fig. III.10, $a = 0$), modélisée suivant la figure III.11, montrent que dans le cas du tantale et à $t = 70 \mu s$, la vitesse de la cible reste radiale jusqu'à un angle de 45° par rapport au pôle (Fig. III.12).

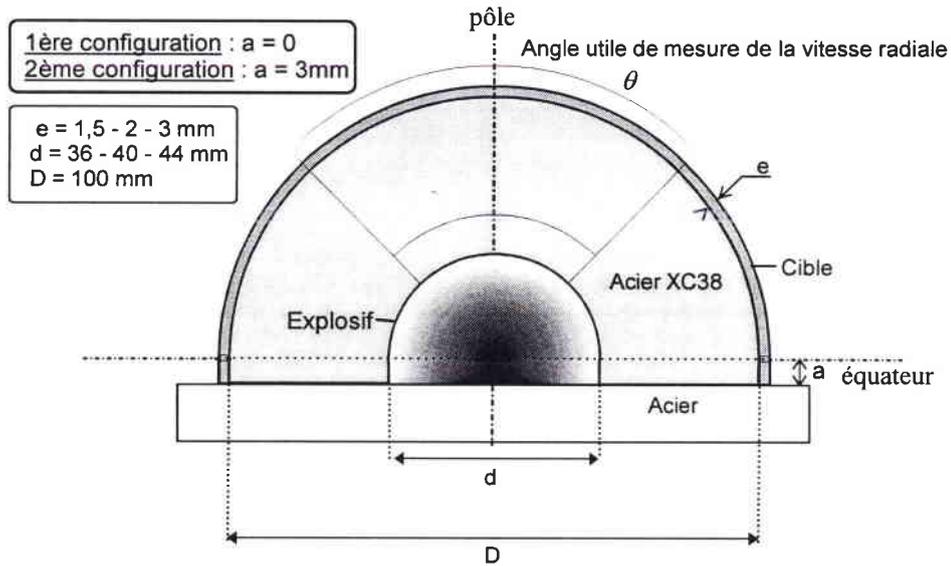


Figure III.10 - Configurations étudiées.

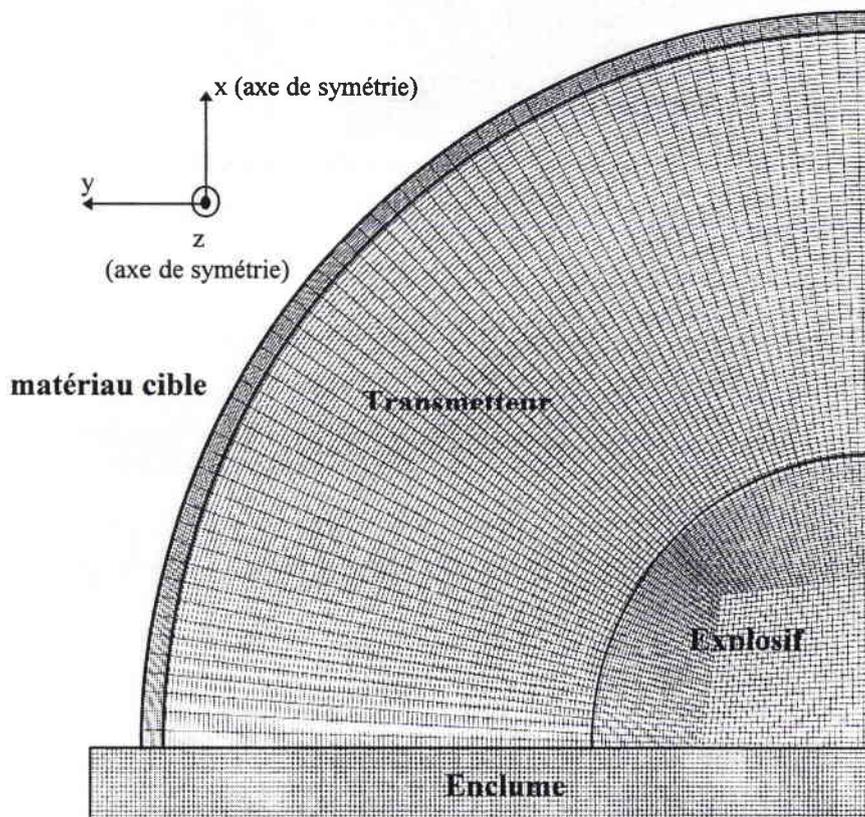


Figure III.11 - Maillage du test d'expansion de sphère - Cible 1.5 mm ; $R_{expl0} = 20 \text{ mm}$ - $a = 0$.

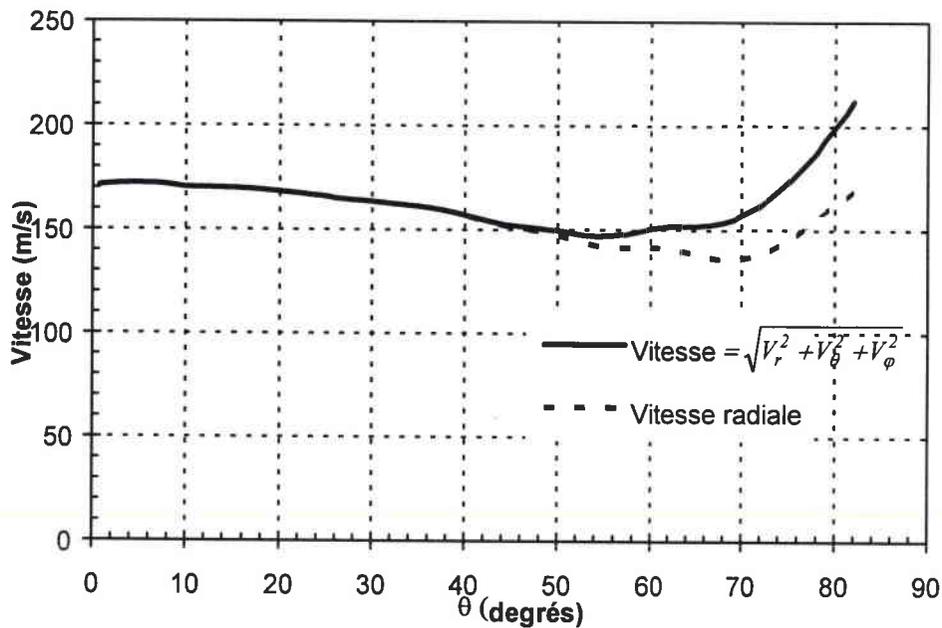


Figure III.12 - Vitesse d'expansion en fonction de la position sur la sphère à ($0^\circ = \text{p\^o}le$)
Tantale - $R_{\text{explo}} = 20 \text{ mm}$ - épaisseur cible = 1.5 mm - $a = 0$ - $t = 70 \mu\text{s}$.

L'onde de choc n'étant pas parfaitement sphérique, la vitesse n'est pas uniforme sur la surface délimitée par cet angle. Nous constatons en conséquence un léger défaut de sphéricité dans le profil géométrique de la cible en cours d'essai (Fig. III.13). Dans ce cas, l'angle utile de mesure est d'environ 20° autour du pôle.

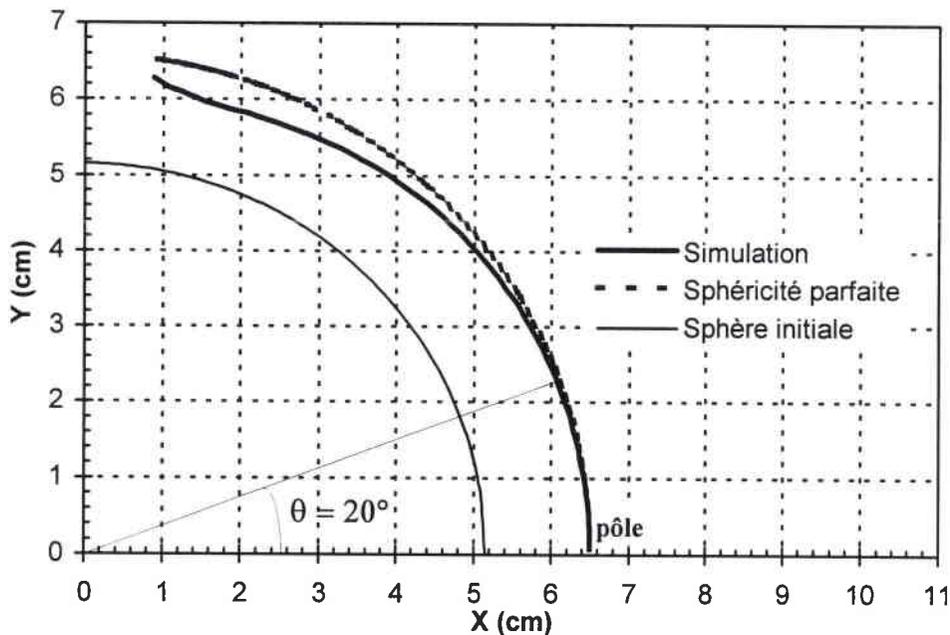


Figure III.13 - Angle utile de mesure de la vitesse - Première configuration ($a=0$)
Tantale - $R_{\text{explo}} = 20 \text{ mm}$ - épaisseur cible = 1.5 mm - $t = 70 \mu\text{s}$.

Une deuxième configuration est alors testée afin de minimiser ces effets de bords (Fig. III.10). La modification apportée consiste à rajouter une longueur de 3 mm au niveau de l'équateur à tous les constituants du montage (explosif, transmetteur et cible). Cela permet d'accroître l'angle utile de mesure jusqu'à environ 30° autour du pôle (Fig. III.14 et III.15).

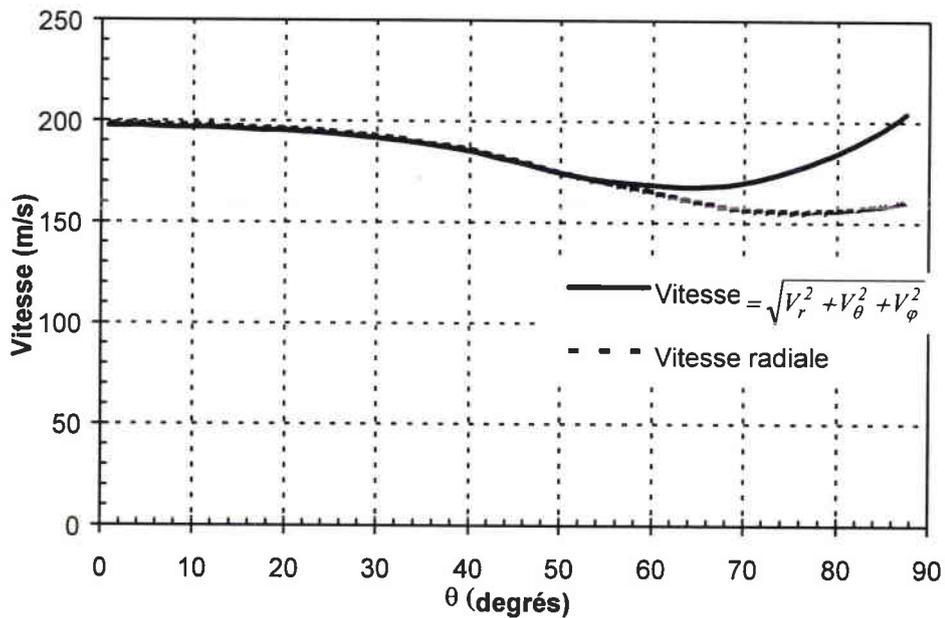


Figure III.14 - Vitesse d'expansion en fonction de la position sur la sphère (0° = pôle)

Tantale - Rexplo = 20 mm - épaisseur cible = 1.5 mm - a = 3 mm - t = 70 μs.

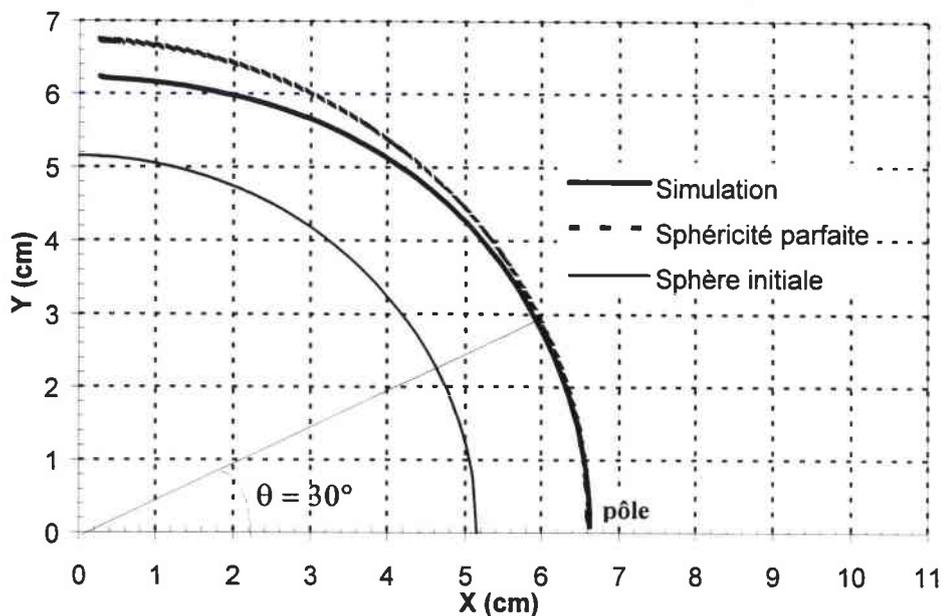


Figure III.15- Angle utile de mesure de la vitesse - Deuxième configuration

Tantale - R_{explo} = 20 mm - épaisseur cible = 1.5 mm - a = 3 mm - t = 70 μs.

Des problèmes de délais d’approvisionnement nous conduiront à effectuer les premiers essais de faisabilité suivant la première configuration, tandis que les expériences sur nos deux matériaux d’étude seront réalisées avec la seconde géométrie ($a = 3 \text{ mm}$).

II.2.2 - Chargement mécanique appliqué

Au cours d’un essai, nous avons vu que la sollicitation imposée à la sphère se décompose en deux parties :

- passage d’une onde de choc (comparable à un choc plan ou déformation uniaxiale),
- expansion libre de la sphère par écoulement plastique (sollicitation de traction dynamique équi-biaxiale).

Nous allons vérifier cette partition du chargement en analysant l’évolution du déviateur des contraintes durant un essai à l’aide de simulations numériques.

Lors d’un choc plan monodimensionnel suivant la direction x , la sollicitation imposée est une déformation uniaxiale. Le tenseur des contraintes se décompose alors en partie sphérique et déviatorique de la façon suivante (pour un matériau isotrope) :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_x + 2\sigma_y}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sigma_x + 2\sigma_y}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_x + 2\sigma_y}{3} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{2\sigma_x - 2\sigma_y}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sigma_y - \sigma_x}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_y - \sigma_x}{3} \end{pmatrix} = -P \cdot \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{S}}$$

$$\text{avec } S_{yy} = S_{zz} = -\frac{1}{2} S_{xx} \quad \text{(III.18)}$$

En traction équi-biaxiale, suivant les directions y et z , le tenseur des contraintes se décompose ainsi (pour un matériau isotrope) :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2\sigma_y}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2\sigma_y}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2\sigma_y}{3} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{-2\sigma_y}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sigma_y}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_y}{3} \end{pmatrix} = -P \cdot \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{S}}$$

$$\text{avec } S_{yy} = S_{zz} = -\frac{1}{2} S_{xx} \quad \text{(III.19)}$$

Prenons le cas d'un essai sur une sphère en cuivre d'épaisseur 1.5 mm , avec un rayon d'explosif de 20 mm . Les figures III.16 et III.17 représentent respectivement la vitesse d'expansion à l'interface transmetteur/sphère (côté transmetteur et côté sphère) durant les premières microsecondes de l'expérience, et le déviateur des contraintes au niveau du rayon intérieur de la sphère en cuivre.

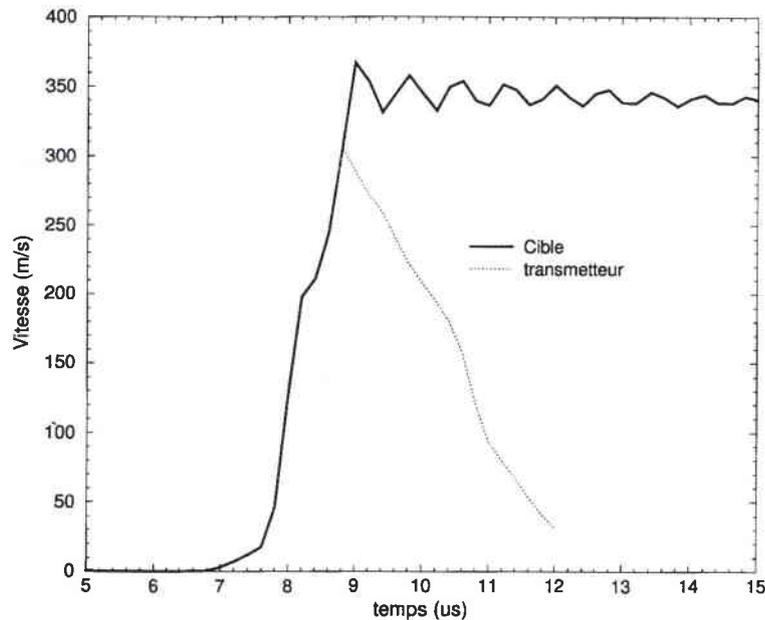


Figure III.16 - Vitesse d'expansion à l'interface transmetteur/cible
Cuivre d'épaisseur 1.5 mm ; $R_{\text{explo}} = 20\text{ mm}$.

Nous constatons sur la figure III.17 que la relation (III.18) est vérifiée dès les premiers instants après le passage du choc.

L'onde de choc traversant l'épaisseur de la sphère induit un gradient de vitesse radiale sur toute section qui provoque des oscillations au début de la phase d'expansion (Fig. III.16). Cependant, la vitesse des ondes radiales étant beaucoup plus importante que la vitesse d'expansion de la sphère ($\sim 5.10^3$ pour $\sim 3.10^2\text{ m/s}$), celle ci devient rapidement uniforme (quelques μs). Le matériau étudié subit donc un état de contraintes et de déformations uniforme durant toute la phase d'expansion.

Après le passage du choc, la cible va se détacher du matériau transmetteur lors du retour de l'onde de compression initiale réfléchiée en onde de détente sur le bord extérieur libre de la sphère, soit environ $2\text{ }\mu\text{s}$ après la mise en vitesse de l'ensemble transmetteur/cible (Fig. III.16). A partir de cet instant, la sphère est en phase d'expansion libre et les composantes du déviateur des contraintes respectent l'équation (III.19), synonyme de sollicitation de traction équibiaxiale.

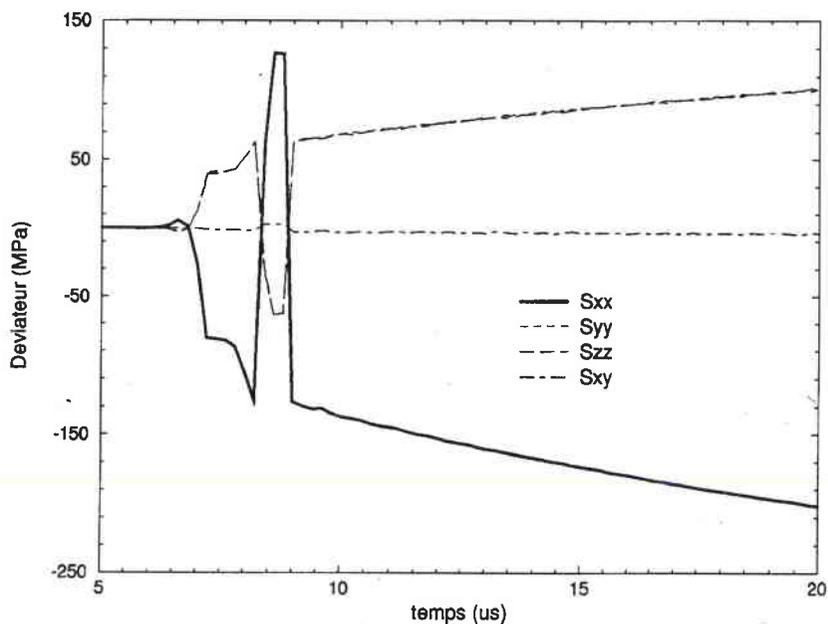


Figure III.17 - Déviateur des contraintes - Rayon intérieur de la sphère
Cuivre d'épaisseur 1.5 mm ; $R_{explo} = 20$ mm.

La déformation plastique de la sphère va consommer petit à petit l'énergie cinétique emmagasinée lors du choc : la vitesse d'expansion décroît alors au cours du temps (Fig. III.18). Lorsque toute l'énergie cinétique est consommée, un phénomène de restitution d'énergie élastique apparaît, qui se traduit par des oscillations de la vitesse d'expansion autour d'une position d'équilibre (Fig. III.18). En géométrie parfaitement sphérique, nous aurions une position d'équilibre située autour d'une vitesse nulle. Dans notre cas particulier, une onde élastique initiée à l'équateur se propage dans l'hémisphère dès le début de la mise en mouvement et atteint le pôle avant que le matériau n'ait cessé de se déformer (Fig. III.19). Il s'ensuit un « rebond » élastique entraînant un état de compression dans la cible pouvant provoquer une seconde phase de plastification. Notons au passage que les vitesses au pôle sont rigoureusement identiques dans le cas sphérique parfait et dans le cas d'une demi-sphère jusqu'à la restitution élastique. Nous voyons bien sur les courbes de la figure II.18 l'apparition progressive des perturbations générées par les effets de bords : elles atteignent en premier lieu le point à 45° , puis celui à 30° et enfin le pôle.

Le rebond élastique ne se produira pas si la sphère se rompt au cours de l'essai. Nos simulations numériques n'intégrant aucun critère d'endommagement ou de rupture, toutes les courbes de vitesses simulées présentent des oscillations en fin d'essai, ce qui ne sera pas forcément vérifié lors des expériences. Ce phénomène de restitution élastique se retrouve également lors des essais d'expansion d'anneaux [III.8].

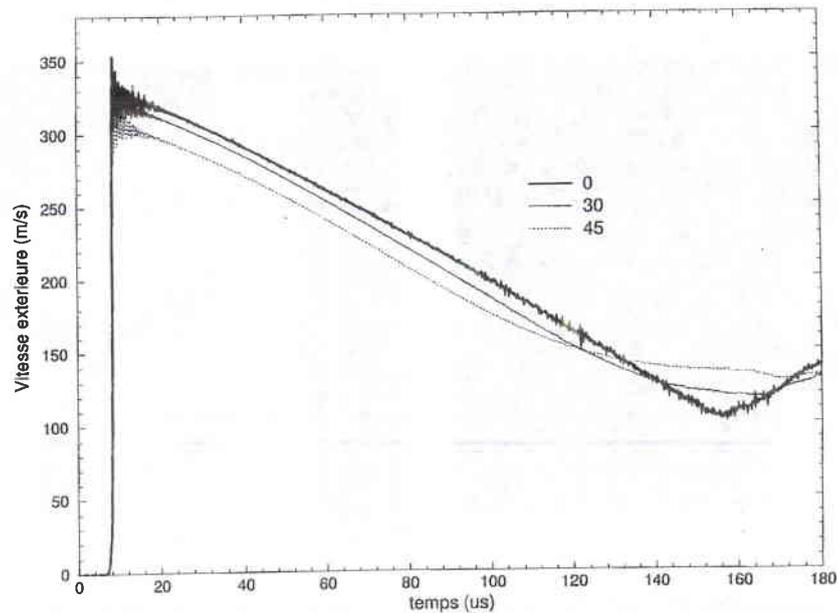


Figure III.18 - Vitesse d'expansion en fonction du temps - $R_{explo} = 20 \text{ mm}$ - Cuivre 1.5 mm.

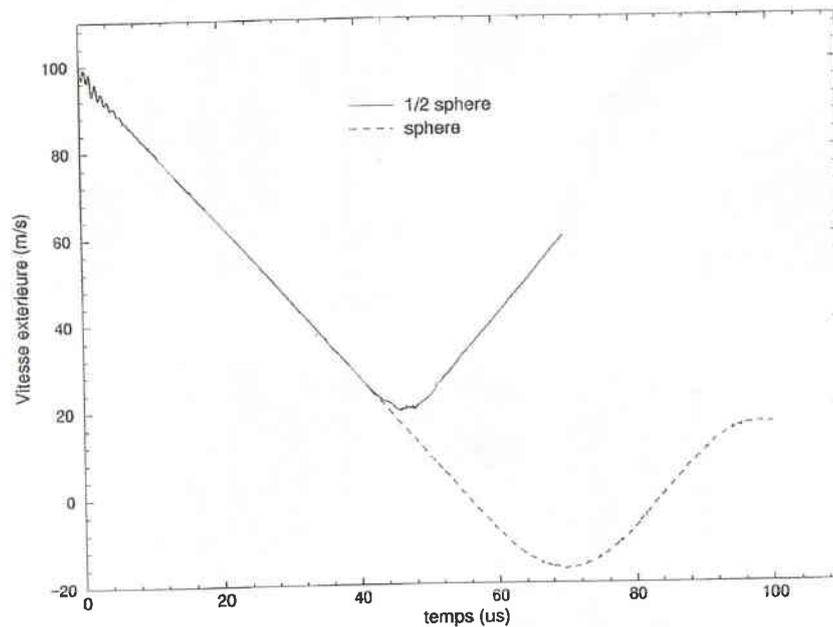


Figure III.19 - Simulation numérique d'un essai en géométrie sphérique et hémisphérique. Tantale avec condition de vitesse de lancement radiale.

II.2.3 - Chronométrie des essais

Les simulations proposées ici ont également pour objectif d'apporter des indications quant à la chronométrie des différentes phases de l'expérience menant de l'amorçage de l'explosif à la mise en vitesse de la sphère (Figure III.20).

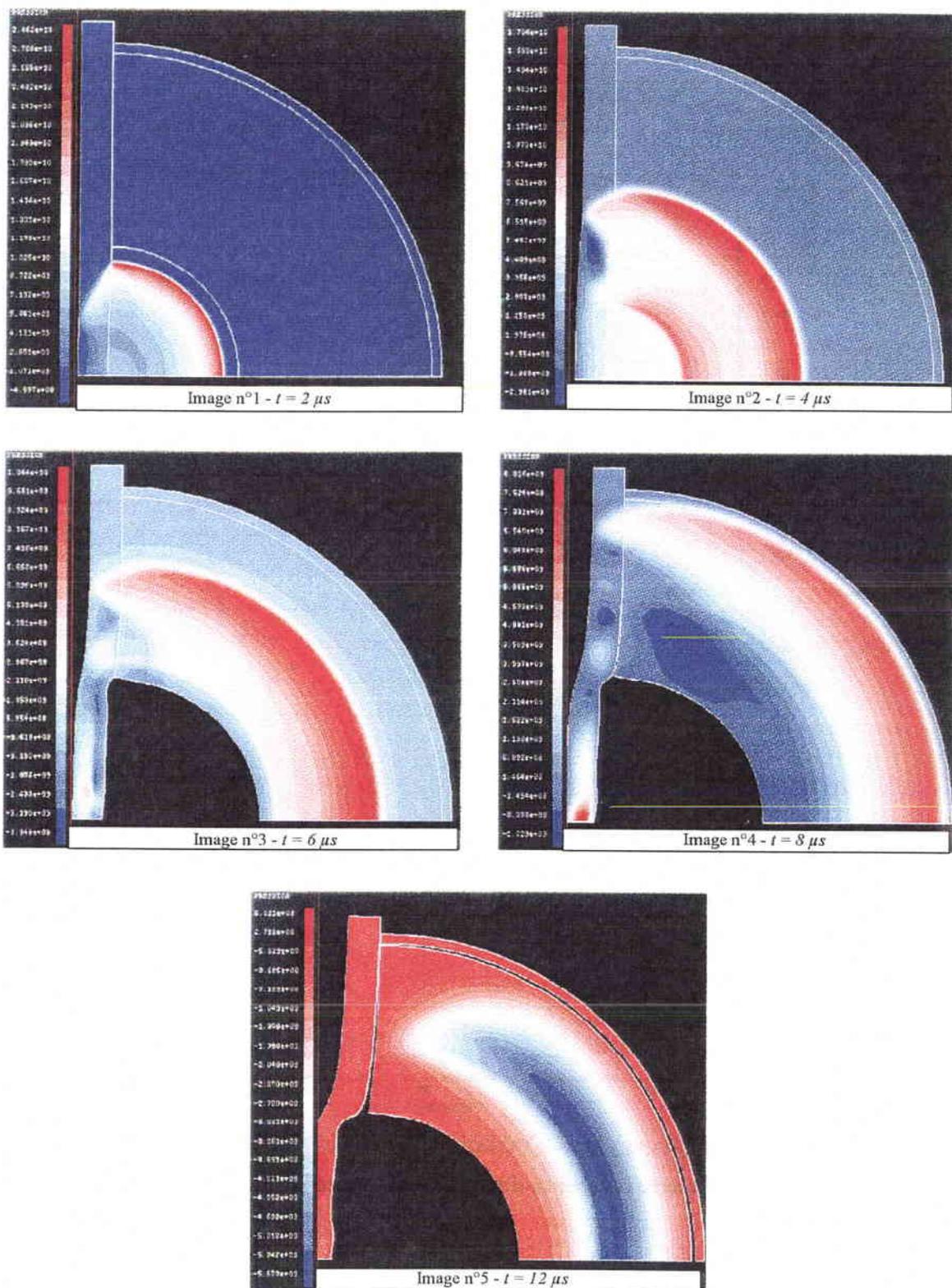


Figure III.20 - Propagation de l'onde de choc dans les différents constituants du montage au cours du temps.

La figure III.20 présente la propagation de l'onde de détonation au sein de l'explosif (image n° 1) suivi de celle de l'onde de choc dans le transmetteur (images n°s 2, 3 et 4) et la cible (image n°4), et enfin le décollement de cette dernière (images n° 5). Ces données permettent de régler au mieux les moyens de mesures mis en oeuvre au cours des essais.

La figure III.16 nous apporte plus de renseignements sur le temps d'arrivée du choc au pôle. On constate ainsi que le bord extérieur du transmetteur et la cible se mettent en mouvement $6.8 \mu s$ après l'amorçage, et gardent la même vitesse au début de l'expérience. Ils restent en contact jusqu'à ce que la sphère décolle, environ $2.1 \mu s$ plus tard, soit $8.9 \mu s$ après l'amorçage (Fig. III.16). La durée de la phase de mise en pression de la face interne de la cible étant égale à $1.4 \mu s$ (Fig. III.21), le pic de pression atteint la cible au bout de $8.2 \mu s$. Entre l'arrivée de ce pic de pression et le décollement de la sphère, il se passe $0.7 \mu s$, soit le temps nécessaire à l'onde de choc pour parcourir un aller et retour dans l'épaisseur de la sphère ($D_{cuivre} \approx 4400 m.s^{-1}$ pour $u = 370 m.s^{-1}$). La vitesse devient ensuite homogène environ $14 \mu s$ après l'amorçage, ce qui correspond à environ sept allers et retours de l'onde de choc dans la cible.

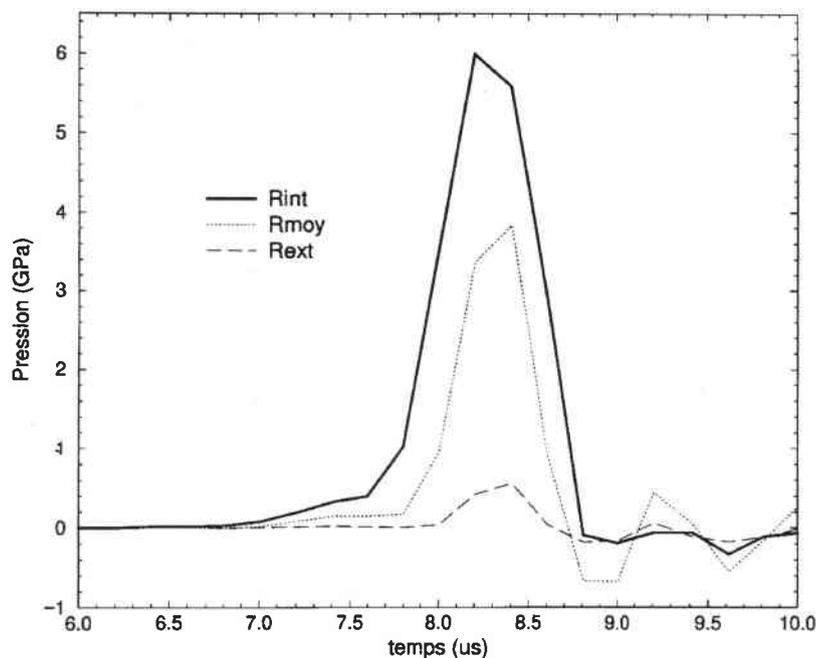


Figure III.21 - Pression de choc dans la sphère

Cette chronologie des événements varie en fonction de la configuration retenue pour les expériences (le choix du diamètre d'explosif et de l'épaisseur de la sphère).

L'évaluation de cette chronologie permet d'optimiser les déclenchements des diagnostics que nous allons présenter dans la troisième partie de ce chapitre.

III - DIAGNOSTICS ASSOCIES ET MONTAGES EXPERIMENTAUX

L'analyse mécanique de l'essai d'expansion de sphère nous a montré précédemment (cf. §I.2) qu'il est possible d'atteindre les valeurs des contraintes et déformations appliquées, à partir de l'évolution du déplacement, de la vitesse et de l'accélération radiale de la sphère. L'acquisition d'une de ces trois grandeurs nous donne la valeur des deux autres, par intégrations et/ou dérivations successives.

La mesure directe de l'accélération n'étant pas disponible, le choix doit s'effectuer entre la mesure du rayon ou de la vitesse au cours du temps. La détermination de l'évolution du rayon paraît la solution la moins complexe. En effet, l'utilisation d'une caméra ultra-rapide à balayage de fente ou à images intégrales permettrait d'atteindre avec une très bonne précision cette grandeur, en ne nécessitant qu'une mise en oeuvre relativement simple. Cependant, la double dérivation de la courbe $r(t)$ ainsi obtenue induit des erreurs inadmissibles sur la détermination de l'accélération, et donc de la contrainte au cours du temps. Le choix de la mesure directe de la vitesse s'impose alors naturellement. Pour mesurer cette grandeur, nous avons à notre disposition l'**Interférométrie Doppler Laser (I.D.L.)**, mise au point et utilisé dans de nombreux laboratoires du CEA. Nous utilisons également pour ces expériences une **Caméra Ultra-Rapide à images intégrales**, à usage qualitatif, afin de visualiser le (bon) déroulement de la phase d'expansion et d'observer l'apparition des premiers endommagements.

Nous présentons dans cette partie ces diagnostics expérimentaux ainsi que le dispositif d'amorçage et le plan d'ensemble de l'édifice.

III.1 - Diagnostics

III.1.1 - L'interférométrie Doppler Laser

Le principe de la mesure de vitesse par I.D.L. consiste à utiliser l'effet Doppler que subit un faisceau laser monochromatique incident de longueur d'onde λ_0 lors de sa réflexion sur un miroir métallique en mouvement. La variation de longueur d'onde est directement proportionnelle à la vitesse instantanée du mobile.

La mesure des variations de longueur d'onde extrêmement faibles nécessite un appareillage de résolution très importante. Les interféromètres de type Michelson ou Fabry-Pérot possèdent la résolution requise. Le CEA a choisi de développer et de mettre au point la technique de l'I.D.L, utilisant l'interféromètre de Fabry-Pérot, notamment pour sa plus grande commodité d'emploi et un réglage plus aisé [III.9].

Le Fabry-Pérot est un interféromètre multi-ondes, c'est à dire qu'une multitude d'ondes cohérentes vont venir interférer à l'infini (Fig. III.22).

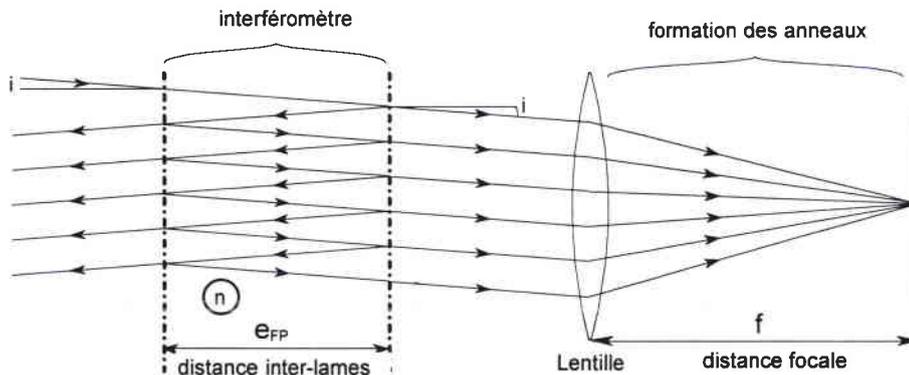


Figure III.22 - Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot.

Une lentille placée à la sortie du Fabry-Pérot permet de former la figure d'interférence sur son plan focal. Cette dernière se présente sous la forme d'une succession d'anneaux brillants fins concentriques relatifs aux pics d'intensité lumineuse. Le maximum d'intensité de chaque anneau correspond aux rayons d'incidence i_n , telle que $4\pi e \cos(i_n) = 2n\pi\lambda$, où e est la distance inter-lames du Fabry-Pérot et n l'indice de réfraction du milieu (Fig. III.22). Le diamètre d'anneau associé est $2f \tan(i_n)$, où f est la distance focale de la lentille utilisée pour former la figure d'interférence. Une simple mesure de ce diamètre permet alors de déterminer i_n avec une bonne précision, valeur qui, pour une distance inter-lames e donnée, ne dépend plus que de la longueur d'onde λ . Toute variation de longueur d'onde par effet Doppler va donc se traduire par une variation du diamètre des anneaux d'interférence. Inversement, le suivi temporel de la variation du diamètre des anneaux permet de remonter aux variations de longueur d'onde induites par effet Doppler, et donc à la vitesse de surface libre de l'objet en mouvement. Ceci constitue le principe de base de l'I.D.L.

Grâce à la technique I.D.L. nous pouvons mesurer en continu la vitesse d'expansion radiale de notre sphère, sans aucune perturbation du mouvement, avec une précision et une résolution temporelle sans équivalent (erreur < 5% sur la vitesse).

Remarque

L'annexe I.1 présente plus en détails le principe de mesure de vitesse par Interférométrie Doppler Laser. Le lecteur intéressé y trouvera notamment le descriptif général et les performances d'une chaîne I.D.L. ainsi que la formule principale permettant de déterminer la vitesse en fonction du diamètre des anneaux et de la distance inter-lames du Fabry-Pérot.

III.1.2 - La Cinématographie Ultra-Rapide

En complément de l'I.D.L., le suivi spatial et temporel du processus d'expansion de la sphère s'effectuera à l'aide d'un diagnostic de Cinématographie Ultra-Rapide. L'utilisation de cette technique permet d'observer la trajectoire de la sphère au cours de la phase d'expansion, l'évolution de son rayon au cours du temps, et surtout de détecter le temps d'apparition des premiers endommagements locaux. Une caméra mécano-optique à images intégrales assurera les prises de vues du phénomène à observer.

La durée totale du phénomène à observer n'excédant pas quelques dizaines de microsecondes, la cadence des prises de vues en cinématographie doit dépasser le million d'images par seconde. Aucune caméra de type classique par défilement du film devant l'objectif n'est capable d'atteindre ces performances. La solution consiste à enregistrer les images sur une pellicule fixe, à l'aide d'un miroir tournant monté sur une turbine à vitesse de rotation ultra-rapide. Ceci constitue le principe des caméras ultra-rapides à images intégrales (Fig. III.23).

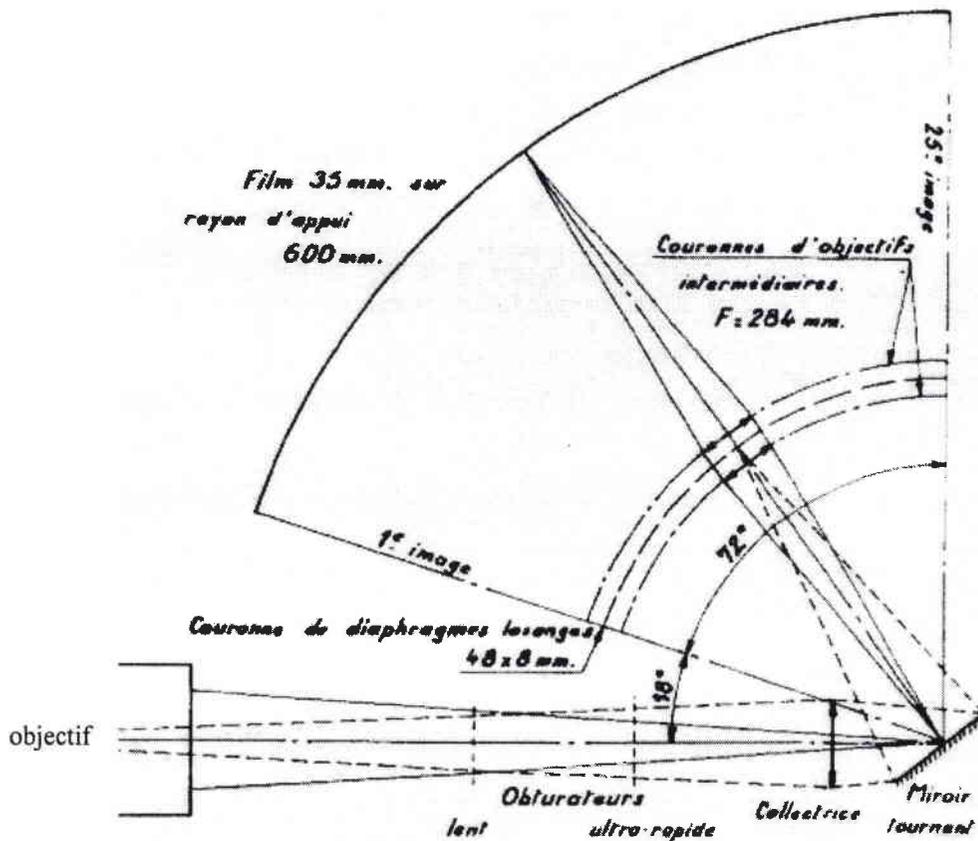


Figure III.23 - Schéma de principe d'une caméra ultra-rapide à miroir tournant.

Dans ce type de caméra, l'image de l'objet à observer est réfléchi par un miroir tournant sur une couronne d'objectifs placés autour du miroir, pour différentes positions angulaires de celui-ci, pour être ensuite reformée sur une pellicule photographique fixe. La rotation du miroir, en projetant le faisceau réfléchi dans chaque objectif un à un, assure la séparation des images dans le temps et dans l'espace. La cadence des prises de vues est fixée par la séparation angulaires des objectifs et par la vitesse de rotation de la turbine entraînant le miroir, tandis que le temps de pose est défini par le temps durant lequel le faisceau entre dans chaque objectif. La caméra mise à notre disposition est de type CI5. Ses caractéristiques et performances sont présentées en annexe I.1

Les durées d'enregistrement requises nécessitent l'utilisation de sources d'éclairément très puissantes, pouvant être de surcroît déclenchées de manière synchrone avec le phénomène. Ces sources résultent essentiellement de phénomènes lumineux générés par l'ionisation de gaz, par onde de choc (flashes explosifs) ou par décharge électrique (flashes électroniques).

Au cours des expériences effectuées dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé ces deux types de flashes. Compte tenu de la durée des phénomènes d'expansion à observer, qui sont en général de l'ordre d'une centaine de microsecondes, les flashes pyrotechniques, bien que d'emploi beaucoup plus contraignant, ont donné les meilleurs résultats en terme d'homogénéité d'émission lumineuse.

III.2 - Edifices expérimentaux

III.2.1 - Dispositif d'amorçage

La génération d'une onde sphérique divergente nécessite un amorçage ponctuel au milieu de la base de l'hémisphère d'explosif. L'amorçage choisi est de type « apollo ». Le dispositif comprend un détonateur et un relais constitué d'un explosif confiné dans une gaine en cuivre (Fig. III.24).

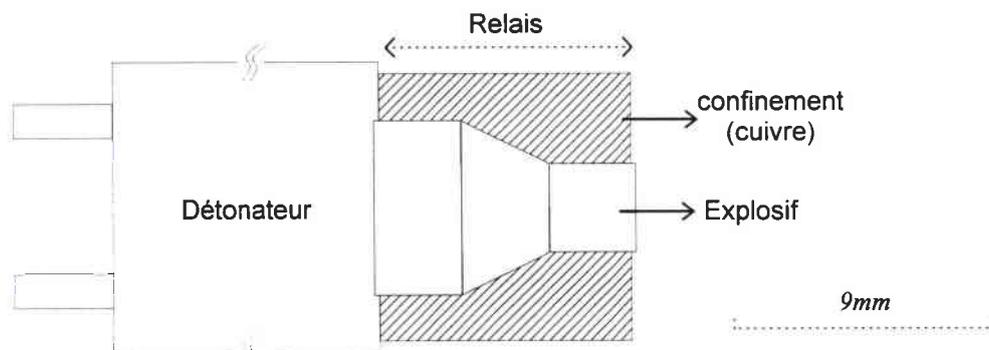


Figure III.24 - Dispositif d'amorçage.

III.2.2 - Plan d'ensemble

La figure III.25 représente le plan d'ensemble de l'expérience.

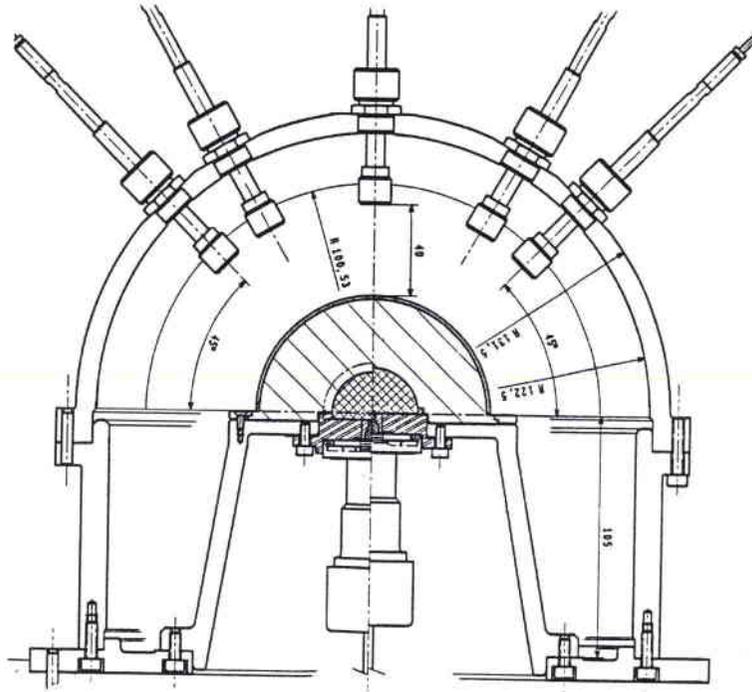


Figure III.25 - Essai d'expansion de sphère : plan d'ensemble.

Deux dispositifs d'amorçage sont prévus suivant la géométrie de l'explosif dont nous disposons (cf. figure III.11 avec $a = 0$ ou $a = 3$ mm).

Enfin, les mesures de vitesse d'expansion radiale de la sphère par I.D.L. sont effectuées pour différents points, situés de part et d'autre du pôle à 30° ou 45° . L'interprétation de ces mesures doit permettre de déterminer entre autre le temps d'arrivée des perturbations dues aux effets de bords.

IV - ESSAIS DE FAISABILITE

Afin de qualifier cette nouvelle expérience, deux essais de faisabilité sur du cuivre Cu2 (pur à 99,99 %) ont été effectués.

IV.1 - Configurations des essais et dispositifs expérimentaux

Les deux configurations géométriques adoptées (tableau III.5) tiennent compte de la disponibilité d'hémisphères d'explosif de 40 mm de diamètre.

N° tir	Explosif ($a = 0$) ϕ (mm)	Transmetteur $\phi_{int} - \phi_{ext}$ (mm)	Epaisseur cible (mm)
101	40	40 - 100	1.5
102	40	40 - 100	3

Tableau III.5 - Essais de faisabilité - Configurations géométriques.

Les trois mesures I.D.L. réalisées (pôle, $+30^\circ$ et -45°) nécessitent l'emploi de deux lasers, quatre caméras électroniques et quatre interféromètres de Fabry - Pérot. Au pôle, nous utilisons deux caméras. L'une d'entre elles enregistre l'interférogramme sur une courte durée ($\sim 20 \mu s$) afin de mieux visualiser le passage du choc, tandis que l'autre est réglée sur un balayage long afin d'enregistrer le signal de vitesse sur toute la durée de l'essai ($\sim 120 \mu s$).

Les figures III.26 et III.27 présentent respectivement le schéma du dispositif expérimental et une photographie d'un des montages testés.

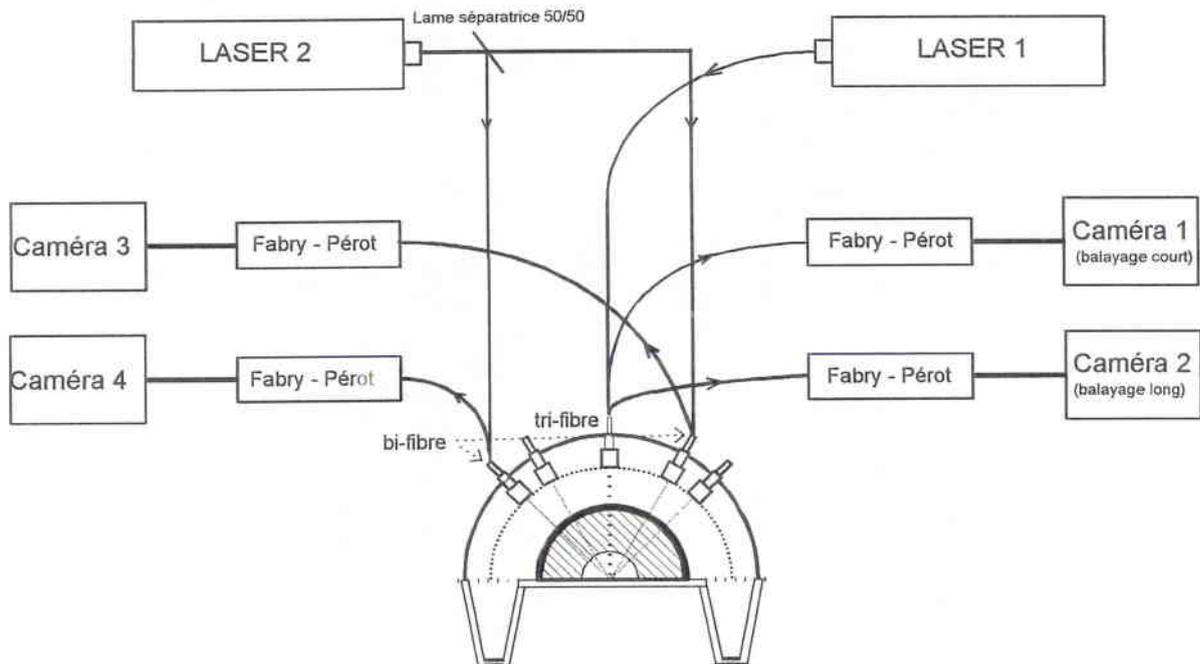


Figure III.26 - Essai d'expansion de sphères - Schéma du dispositif expérimental

Les lasers sont de type Argon ionisés monomodes, émettant un faisceau de longueur d'onde 514.5 nm avec une puissance variant de 3.5 à 7 W . Le faisceau est transmis au différents éléments de la chaîne I.D.L. par l'intermédiaire de fibres optiques de $600 \mu m$ de diamètre de coeur. Les caméras électroniques à balayage (Thomson de type 506) utilisent un tube convertisseur formant l'image de la photocathode sur un écran fluorescent contre lequel est placé un film photographique. Les temps de balayage peuvent varier de 0 à $999 \mu s$.

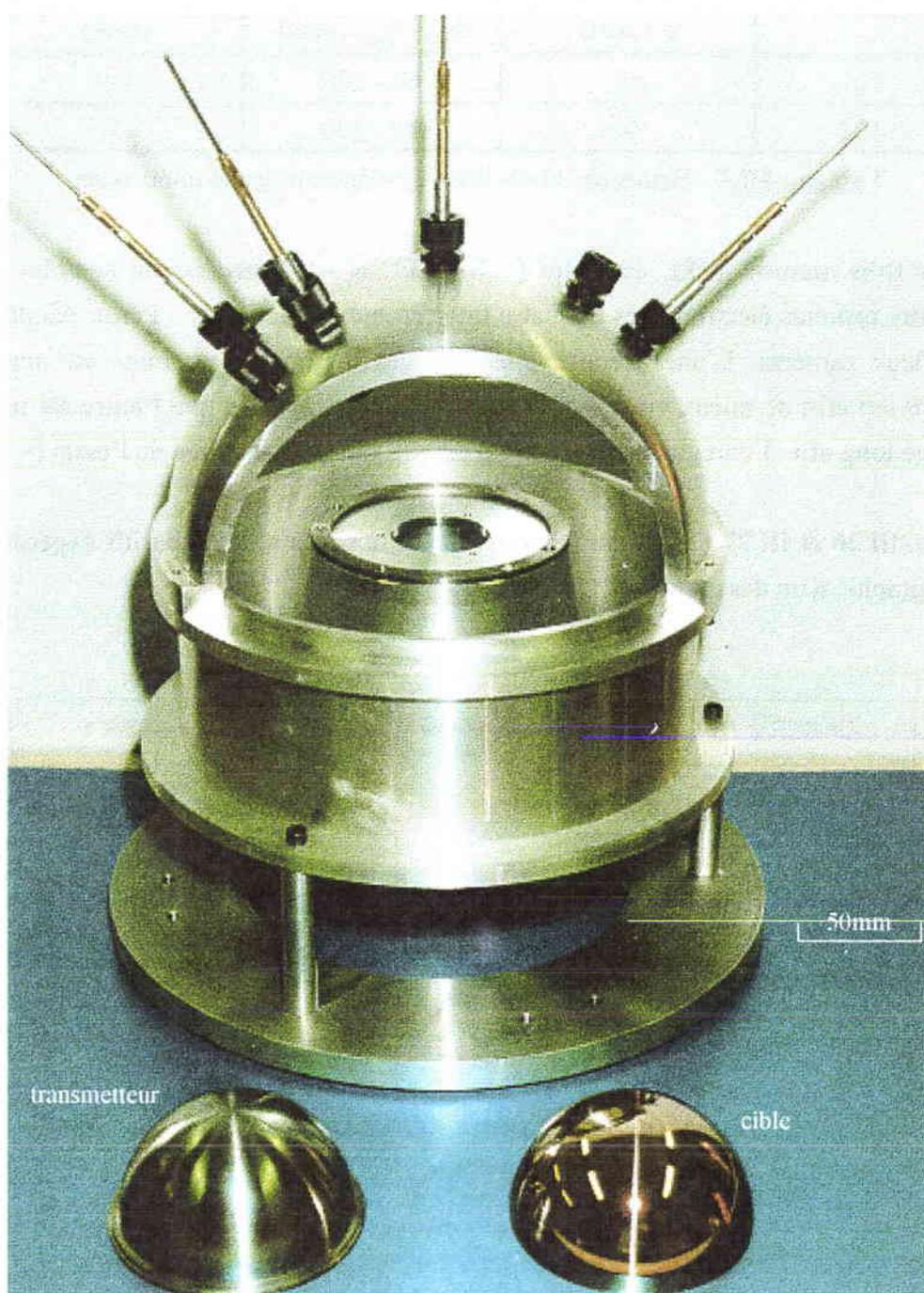


Figure III.27 - Photographie d'un montage expérimental.

La figure III.28 montre le dispositif sur la dalle de tir avant essai, comprenant l'édifice expérimental avec ses visées I.D.L., ainsi que les deux flashs pyrotechniques placés de part et d'autre du montage.

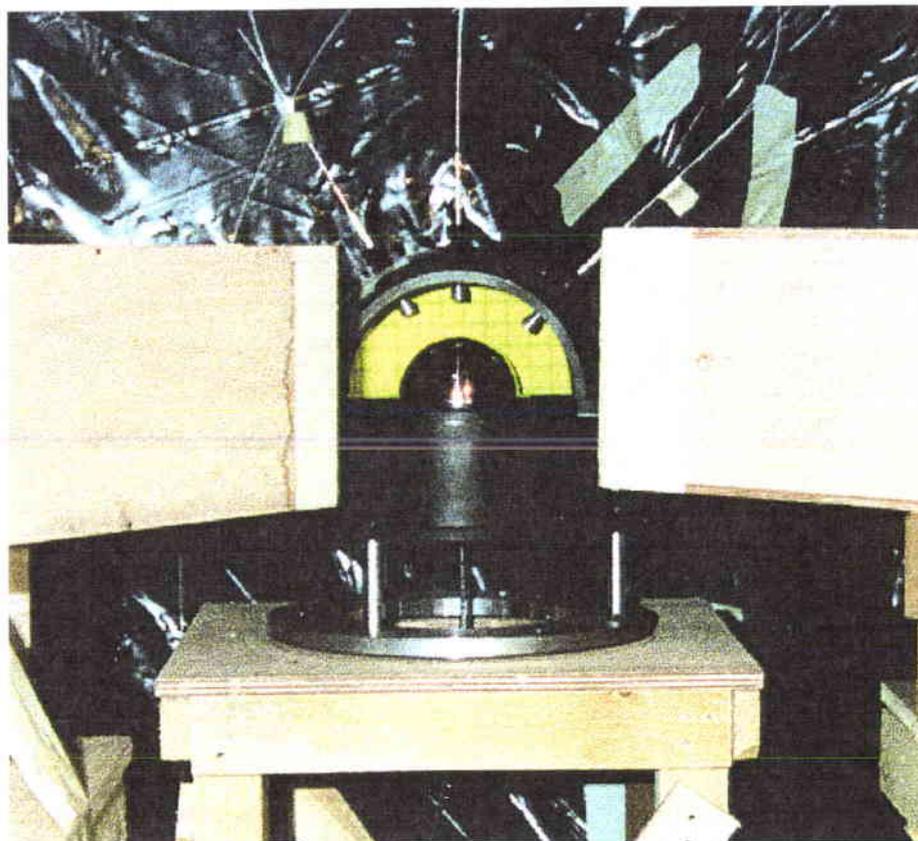


Figure III.28 - Edifice expérimental placé sur la dalle de tir.

IV.2 - Résultats

IV.2.1 Mesure des vitesses d'expansion - Analyse phénoménologique

Les figures III.29 et III.30 présentent les interférogrammes obtenus pour chaque essai. Les interférogrammes à balayage court ($20 \mu s$) mettent en évidence la brusque variation de la vitesse de surface de la sphère à l'arrivée de l'onde de choc. Ce saut de vitesse est suivi d'un certain nombre d'oscillations correspondant aux allers et retours de l'onde de choc dans l'épaisseur de la sphère. La vitesse de l'onde mesurée à partir des temps de propagation dans l'épaisseur de la coquille est d'environ 4000 m/s ($C_0 \text{ (cuivre)} = 3970 \text{ m.s}^{-1}$). Le traitement de ces interférogrammes (traitement "manuel" par projecteur de profil Werth ou automatique sur trace digitalisée, à l'aide du logiciel Kuklops [III.10], [III.11]) fournit les courbes de vitesses d'expansion radiale. L'erreur commise sur la vitesse dépend principalement de la précision de mesure sur le diamètre des anneaux des clichés I.D.L. (cf. Annexe I.1). En règle générale, cette précision est de l'ordre de $40 \mu m$, ce qui conduit à une incertitude sur la mesure de la vitesse inférieure à 5%.

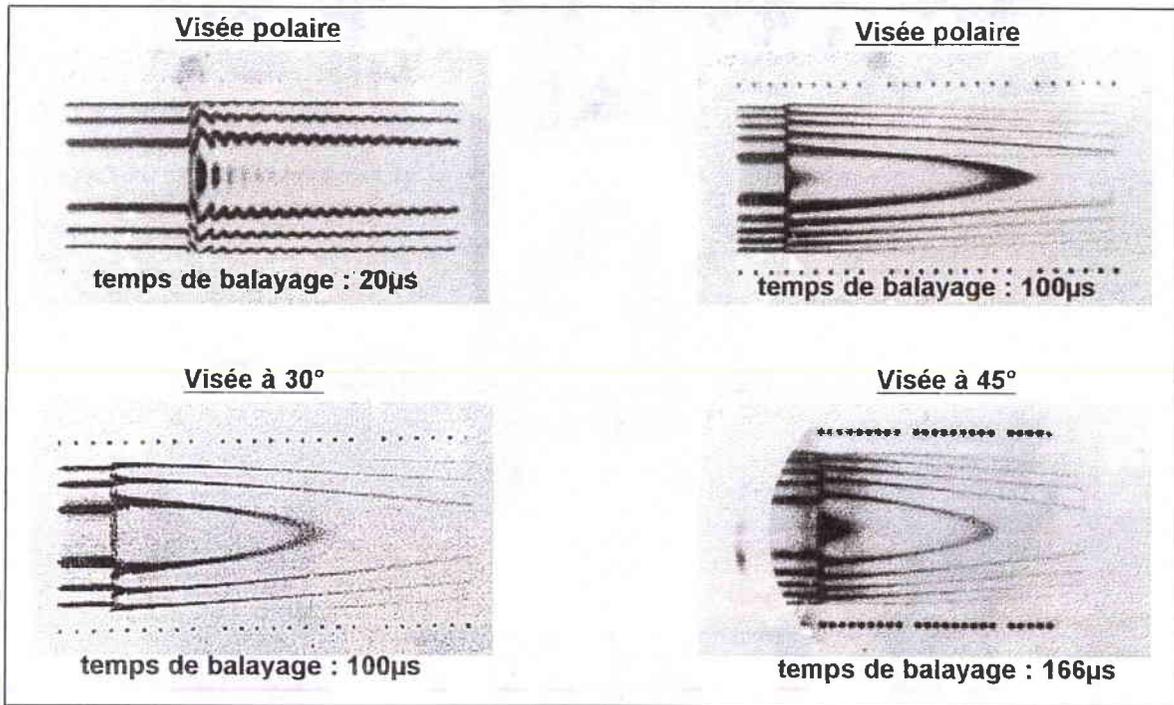


Figure III.29 - Interférogrammes : tir n°101

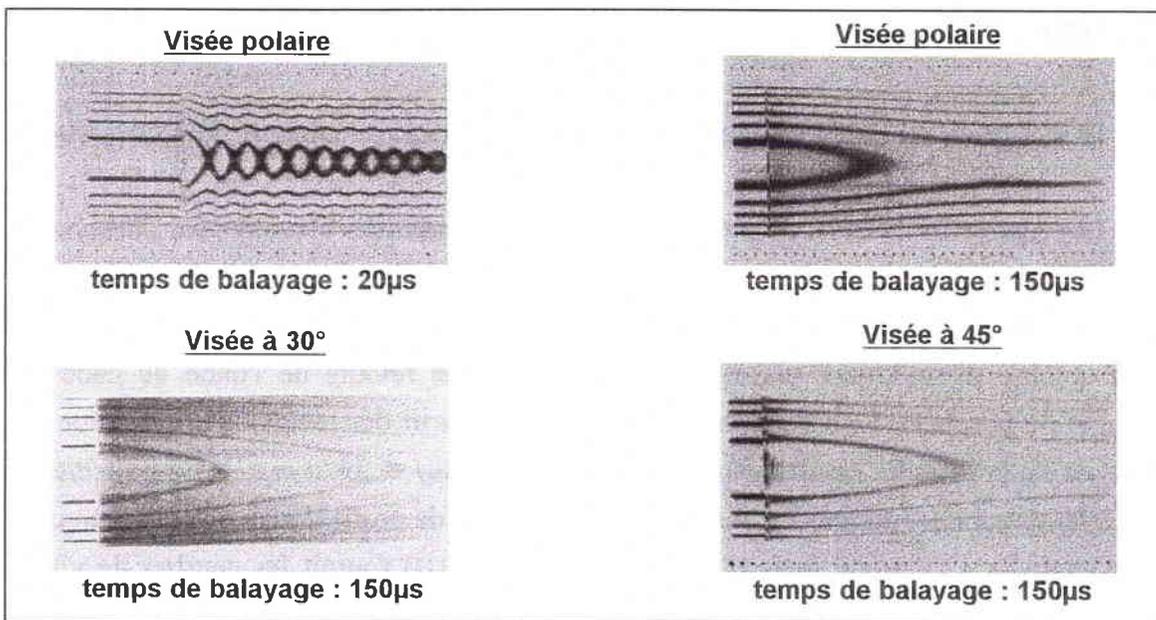


Figure III.30 - Interférogrammes : tir n°102

La figure III.31 montre les résultats obtenus à l'aide des caméras réglées pour des temps de balayage court.

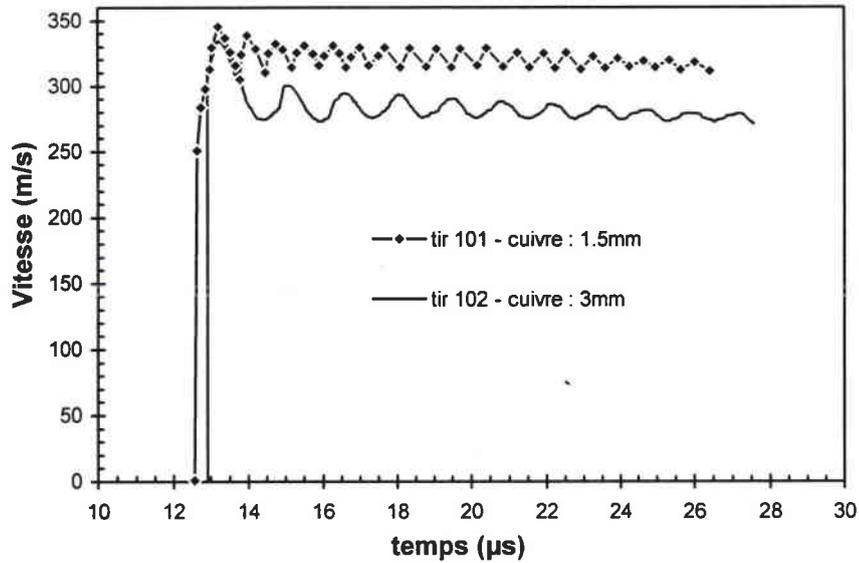


Figure III.31 - Tirs n^{os} 101 et 102 : vitesse d'expansion radiale, balayage court.

Nous observons sur cette figure le début du phénomène d'expansion, avec la mise en mouvement de la sphère environ $13.2\mu s$ après l'amorçage, puis la phase d'homogénéisation de la vitesse de surface libre correspondant aux allers et retours de l'onde de choc dans l'épaisseur de la sphère. La durée d'un aller-retour varie bien entendu en fonction de l'épaisseur de la sphère. La valeur de la vitesse de lancement nous permet d'estimer la pression de choc subie par la cible (cf. Ch.I §IV.2.1) :

$$P = \rho_0 D u = \frac{\rho_0 D u_s}{2},$$

avec $D = C_0 + S u = 3940 + 1.489 u,$
 $u_s = 2u = 340 \text{ m/s}$ et $\rho_0 = 8930 \text{ kg/m}^3$

$$\Rightarrow P = 6.36 \text{ GPa}.$$

Cette pression est identique pour les deux tirs. La variation de vitesse entre les deux essais observé sur la figure III.31 est donc imputable à l'épaisseur de la sphère. En effet, plus elle est importante, plus l'énergie nécessaire à la déformation doit être élevée. A énergie initiale égale (pression de choc identique), la sphère d'épaisseur 3 mm va, compte tenu de sa section, opposer plus de résistance au mouvement que la sphère d'épaisseur 1.5 mm , et aura par conséquent une vitesse d'expansion moins élevée.

La phase d'homogénéisation de la vitesse s'achève au bout d'une dizaine de microsecondes après le début du mouvement. Nous exploiterons donc ces mesures à partir de cet instant, grâce aux enregistrements des caméras à balayage long, proposés dans la figure III.32.

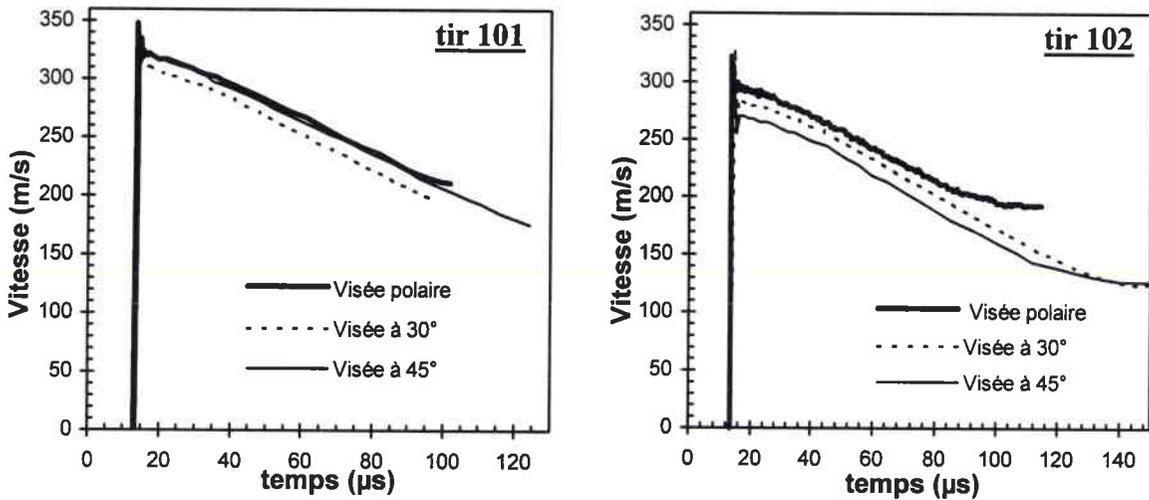


Figure III.32 - Tirs 101 et 102 : vitesse d'expansion radiale, balayage long.

Plusieurs constatations peuvent être faites au travers de cette figure. Nous remarquons tout d'abord qu'après la mise en mouvement initiale de la sphère, le signal mesuré ne subit aucune perturbation notable jusqu'à la fin de l'enregistrement. Ceci prouve que la cible subit effectivement une phase d'expansion libre, condition essentielle au bon déroulement de l'essai et à son exploitation. Le matériau transmetteur joue donc parfaitement son rôle d'atténuateur de la pression de choc ainsi que de confinement des produits de détonation qui pourraient venir perturber le processus d'expansion. Pour ce qui est des effets bidimensionnels, ils semblent apparaître en fin d'essai sur le tir 102. Nous voyons en effet la courbe de vitesse du point à 45° venir croiser le signal de vitesse du point à 30°. Il est toutefois difficile d'assurer qu'il s'agit bien d'une perturbation due aux effets de bord et non d'un endommagement du matériau.

Si nous comparons maintenant les vitesses d'expansion au pôle obtenues lors des deux essais (Fig. III.33), nous constatons une inflexion de la vitesse entre 90 et 100 μs , bien visible pour l'expérience 102.

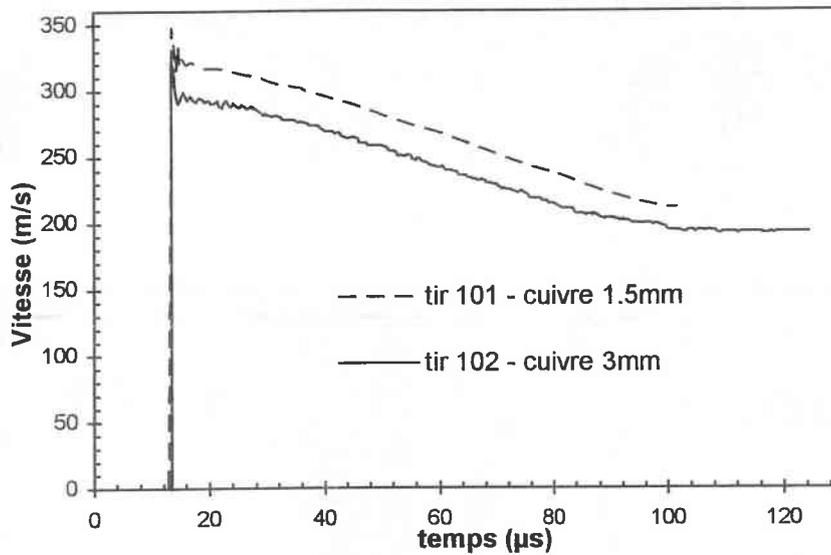


Figure III.33 - Vitesses d'expansion radiale au pôle.

Cette inflexion de la vitesse annonce l'apparition d'un endommagement au niveau du pôle, puis d'une rupture lorsque la vitesse devient constante. Dans ce dernier cas, des fragments se détachent de la cible et acquièrent un mouvement analogue à celui d'un corps rigide. Nous pouvons vérifier l'exactitude de ces hypothèses en analysant le film issu de la caméra ultra-rapide (Fig. III.34).

Pour l'ensemble des expériences, le temps $t = 0$ correspond à l'instant de mise à feu du détonateur. Ainsi, à $t = 17.88\mu s$, la sphère en cuivre s'est déjà mise en mouvement, la mise en vitesse s'effectuant aux alentours de $13.2\mu s$. Ensuite, nous assistons à l'expansion et à la déformation homogène de la cible au cours du temps (images n^{os}14, 22 et 34). A partir de $t = 113.73\mu s$ (images n^{os}41 et 47), nous distinguons l'apparition de fissures situées sur des plans méridiens. Nous pouvons également apercevoir un endommagement au pôle qui semble évoluer vers une rupture (image n^o47). Ces observations confirment donc les hypothèses émises plus haut quant à l'allure des courbes de vitesses.

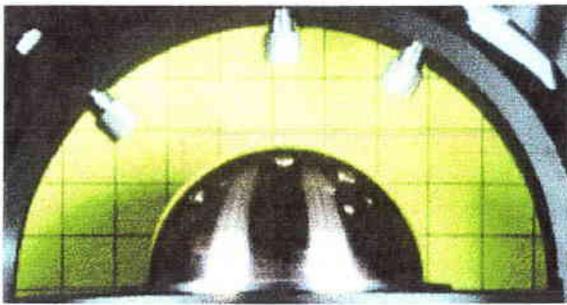


image n°2 - $t = 17.88\mu s$

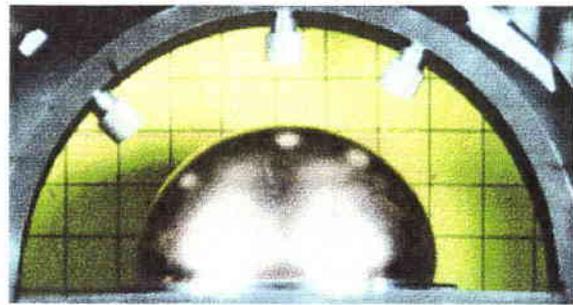


image n°14 - $t = 47.37\mu s$

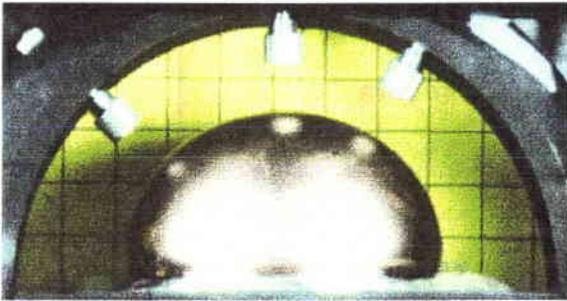


image n°22 - $t = 67.03\mu s$

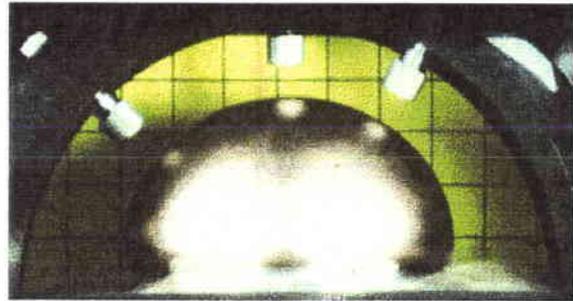


image n°34 - $t = 96.52\mu s$

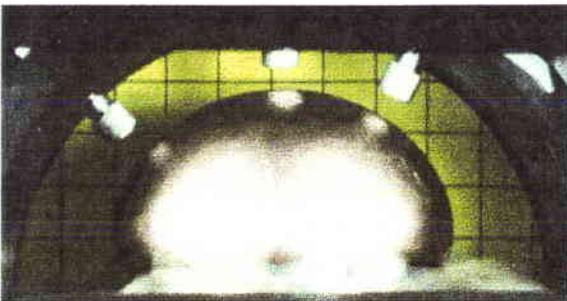


image n°41 - $t = 113.73\mu s$

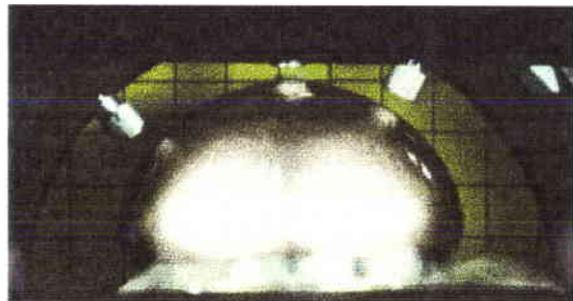


image n°47 - $t = 128.47\mu s$

Figure III.34 - Observation du phénomène d'expansion sphérique - tir 102.

IV.2.2 - Traitement des données $V(t)$

L'analyse et le traitement des signaux de vitesses obtenus nous permettent, via les équations proposées au §I.2, de déterminer les contraintes, déformations et vitesses de déformation au sein du matériau cible.

L'analyse mécanique et la résolution des équations du mouvement présentées au §I.2 restent valables à trois conditions :

- aucun effort extérieur ne s'applique à la cible après sa mise en mouvement initiale,
- au point de mesure considéré, le déplacement est radial,
- la déformation de la cible demeure homogène au cours du temps.

Lors de nos deux tirs de qualification sur cuivre, nous avons vu que les deux premières conditions étaient vérifiées. En ce qui concerne la troisième, l'endommagement par fissuration apparaissant systématiquement au cours des essais, il s'agit de définir pour chaque tir une fenêtre utile de mesure des paramètres rhéologiques pour laquelle cet endommagement n'intervient pas. La borne inférieure de cette fenêtre doit se situer après la phase d'homogénéisation de la vitesse d'expansion de la sphère (Fig. III.35).

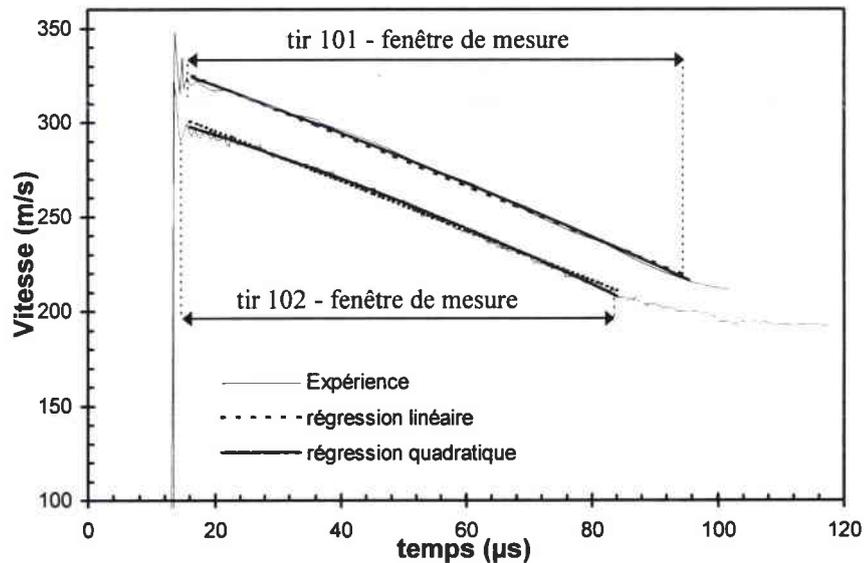


Figure III.35 - Courbes de vitesses expérimentales et lissées - Visée polaire

La détermination des contraintes et déformations au sein du matériau nécessite le calcul de l'accélération et du déplacement de la cible par dérivation et intégration du signal de vitesse expérimental. Rappelons les expressions de ces différents paramètres (cf. §I.2):

$$\begin{cases} \sigma_{\dot{e}_q} = \sigma_{\theta} = \sigma_{\varphi} = -\rho \frac{r\ddot{r}}{2} \\ \varepsilon_{\dot{e}_q}^{pl} = 2\varepsilon_{\theta} = 2\varepsilon_{\varphi} = 2\ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \\ \dot{\varepsilon}_{\dot{e}_q}^{pl} = 2\dot{\varepsilon}_{\theta} = 2\dot{\varepsilon}_{\varphi} = 2\frac{\dot{r}}{r} \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

où r est le rayon de la sphère.

L'intégration numérique du signal expérimental et donc la détermination du déplacement en fonction du temps ne pose pas de problème particulier. Nous faisons une intégration point par point avec un pas de temps de l'ordre de 190 ns pour les clichés I.D.L.

traités avec le logiciel Kuklops. L'évolution du rayon de la sphère en fonction du temps est calculée avec une précision de l'ordre de 1%.

En revanche, la dérivation point par point du signal de vitesse, compte tenu du pas d'échantillonnage très court, conduit à des courbes d'accélération, et donc de contrainte extrêmement bruitées. Pour pallier à ce problème, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Nous pouvons tout d'abord approximer les courbes de vitesse par un polynôme de premier ou second degré déterminé par la méthode des moindres carrés (Fig. III.35). L'accélération est ensuite déterminée par dérivation de la formule analytique. La troisième méthode consiste à dériver le signal expérimental non pas point par point, mais sur un intervalle de temps un peu plus élevé, typiquement de l'ordre de $2\mu s$ c'est à dire en calculant l'accélération tous les dix points de mesure environ. On filtre ainsi les fréquences les plus élevées. Il suffit ensuite de lisser la courbe de contrainte obtenue par un polynôme du second degré. L'avantage de ce procédé est de ne pas donner d'allure « pré-défini » à la courbe d'accélération que l'on veut déterminer. En effet, l'application des deux premières techniques impose une courbe d'accélération constante ou linéaire, ce qui n'a pas de justification physique évidente. Nous verrons un peu plus loin les écarts relevés sur l'évaluation de la contrainte par l'utilisation de ces trois traitements. Intéressons-nous tout d'abord aux niveaux de déformation et vitesse de déformation atteints au cours de ces essais.

IV.2.2.1 - Déformation et vitesse de déformation

La figure III.36 montre les déformations plastiques homogènes obtenues lors des deux premières expériences de qualification sur cuivre.

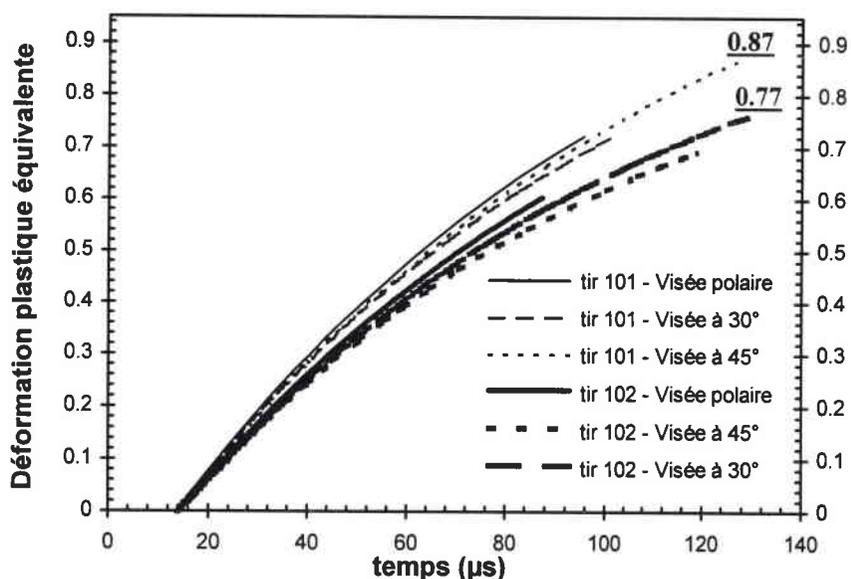


Figure III.36 - Déformation plastique homogène au sein du matériau cible.

Comme nous pouvons le voir sur cette figure, les déformations plastiques équivalentes s'élèvent à plus de 0.87 avant endommagement pour l'essai 101 et à 0.77 pour l'essai 102. Nous pouvons donc considérer que l'objectif « grandes déformations » est atteint en ce qui concerne les valeurs de déformation plastique obtenues.

Les vitesses de déformation associées sont présentées dans la figure III.37.

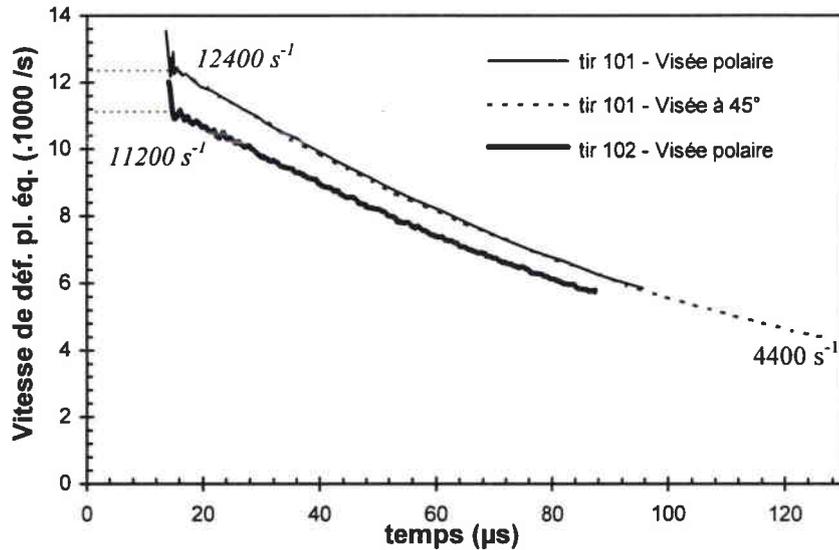


Figure III.37 - Vitesses de déformation plastique équivalente - tir 101 et 102.

Les vitesses de déformation plastique équivalentes varient au cours du temps. Nous atteignons ici des vitesses de déformation initiales maximales en début de phase homogène de 12400 s^{-1} pour le tir 101 et 11200 s^{-1} pour le tir 102, qui correspondent respectivement à une épaisseur de cible de 1.5 mm et 3 mm.

IV.2.2.2 - Courbes contrainte -déformation

La figure III.38 présente la courbe contrainte-déformation pour le tir 102, déterminée de trois façons différentes. La variation maximale de la contrainte d'écoulement s'élève à $\pm 30\%$ en début et fin de mesure, entre les méthodes de dépouillement utilisées. Cependant, cette variation descend à $\pm 15\%$ pour les valeurs de contrainte comprise entre des déformations plastiques de 0.15 et 0.55. La contrainte d'écoulement est estimée à cette incertitude de calcul près. La courbe contrainte-déformation du tir 101 étant quasiment identique à celle du tir 102, nous ne l'avons pas tracée ici.

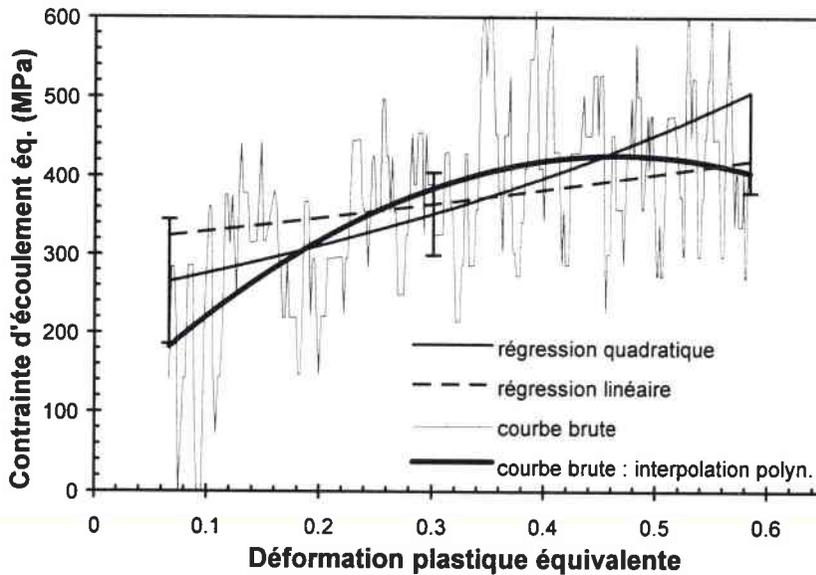


Figure III.38 - Courbe contrainte -déformation - tir 102.

L'allure générale de la courbe montre un fort écrouissage du cuivre sur quasiment toute la durée de l'essai. On distingue simplement un hypothétique adoucissement aux grandes déformations. Ce phénomène peut être lié à la diminution de la vitesse de déformation, à l'augmentation de température au sein de l'échantillon, ou plus simplement au début de la phase d'endommagement du cuivre.

Afin de s'assurer que le niveau de contrainte obtenu soit correct, nous pouvons comparer ces valeurs avec d'autres résultats issus d'essais d'expansion d'anneaux et d'expériences de compression quasi statique et dynamiques (barres de Hopkinson) [III.4], [III.12]. La figure ci dessous présente l'évolution de la contrainte d'écoulement du cuivre en fonction de la vitesse de déformation :

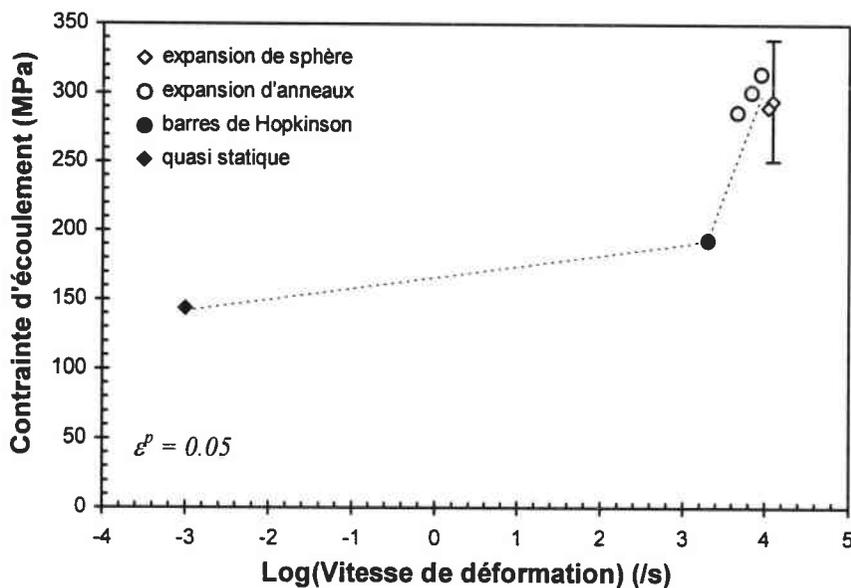


Figure III.39 - Contrainte d'écoulement du cuivre en fonction de la vitesse de déformation.

Nos résultats expérimentaux se situent, compte tenu des incertitudes de mesures, au niveau des valeurs de contrainte issues des essais d'expansion d'anneaux. Cela prouve la validité des hypothèses retenues pour la détermination de la contrainte d'écoulement à partir de l'essai d'expansion de sphère.

CONCLUSION

L'essai d'expansion de sphère est dédié à l'évaluation du comportement dynamique des matériaux au grandes déformations et grandes vitesses de déformation.

Après en avoir énoncé les principes, l'expérience a été dimensionnée en géométrie hémisphérique. Les problèmes inhérents à cette géométrie, tels les effets de bords, ont pu être minimisés à l'aide de simulations numériques bidimensionnelles. Enfin, nous avons effectué deux premiers essais de qualification sur cuivre qui ont permis de valider deux hypothèses essentielles à l'exploitation des mesures : l'expansion libre de la sphère et son mouvement radial au cours du temps. A partir de là, les équations définies au §1.2 peuvent être appliquées, le matériau d'étude étant alors sollicité en traction dynamique équi-biaxiale.

Les résultats obtenus sur ces premiers essais confirment la capacité de cette nouvelle expérience à atteindre des niveaux de déformations homogènes très élevés, et ce pour des vitesses de déformation de l'ordre de 10^4 s^{-1} . De ce point de vue, l'objectif initial est atteint pour le cuivre. En ce qui concerne le calcul des contraintes, les incertitudes de mesures dues à la détermination de l'accélération par dérivation du signal de vitesse sont relativement importantes, notamment en début et fin d'essai (idem pour les essais d'expansion d'anneaux). Ces valeurs donnent toutefois des renseignements précieux sur le comportement mécanique du matériau d'étude dans notre domaine de sollicitation et fournissent des moyens de comparaisons directes avec des données issues d'autres types d'expérience telles que les barres d'Hopkinson en traction ou compression.

Finalement, cette expérience cumule de nombreux avantages :

- domaine de déformation et de vitesse de déformation très étendu,
- sollicitation relativement simple (traction équi-biaxiale),
- détermination des paramètres rhéologiques au cours du temps σ , ε , $\dot{\varepsilon}$, T ,
- possibilité de "double emploi" : expérience de caractérisation d'un matériau ou de validation de lois de comportement, dans le domaine des grandes déformations et grandes vitesses de déformation.

Il reste maintenant à appliquer cet essai à l'acier Mars 190 et au tantale.

Le chapitre suivant propose une validation des modèles identifiés au chapitre II, en particulier grâce aux résultats d'expériences d'expansion de sphère réalisés sur ces deux matériaux.

Chapitre IV

APPLICATION AUX MATERIAUX D'ETUDE

La caractérisation mécanique complète de l'acier Mars 190 et du tantale nous a permis d'évaluer l'influence du chargement, de la température et de la vitesse de déformation sur le comportement macroscopique de ces deux matériaux. Grâce aux données issues de ces expériences, nous avons identifié les coefficients associés aux modélisations choisies et plus particulièrement ceux du modèle de Preston-Tonks-Wallace (cf. Ch. II). L'objectif de ce chapitre consiste à apprécier la robustesse et les capacités prédictives de ces modèles sous des conditions de chargement autrement plus sévères, notamment dans le domaine des grandes déformations aux grandes vitesses de déformation.

Pour cela nous disposons de trois moyens expérimentaux : les essais d'expansion d'anneaux et de sphère, puis le test de Taylor. L'expansion d'anneaux soumet le matériau à un chargement uniaxial sous une forte sollicitation dynamique. L'expansion de sphère, basée sur des principes identiques, génère des grandes déformations à partir d'un chargement biaxial, tout en conservant des vitesses de déformation élevées. Enfin, le test de Taylor crée un chargement complexe au sein de l'échantillon, qui se déforme localement de façon très importante et à très grande vitesse.

La validation des modèles s'effectue par comparaison expériences/calculs. Dans le cas des essais d'expansion, nous simulons les expériences à l'aide d'un code de calcul numérique, et nous comparons les vitesses mesurées expérimentalement au cours du temps à celles calculées à l'aide des modèles de Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook. La démarche est identique pour les tests de Taylor, mis à part les confrontations expériences/calculs, menées sur le profil final mesuré de chaque échantillon.

Pour chacun des deux matériaux, nous présentons dans une première partie les résultats des essais avant de procéder à la validation numérique des modèles et à l'interprétation des résultats.

I - APPLICATION A L'ACIER MARS 190

La détermination des coefficients des lois de comportement restituant le comportement macroscopique de l'acier Mars 190 a été réalisée à partir des essais de compression uniaxiale dans le domaine de sollicitation suivant (Ch. II §III.2) :

- $293\text{ K} \leq T \leq 673\text{ K}$,
- $10^{-4}\text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 2.10^3\text{ s}^{-1}$,
- $\epsilon^p \leq 0.25$.

Il faut à présent valider ces lois hors de ce domaine d'identification à partir des expériences citées précédemment.

I.1 - Résultats des essais de validation

I.1.1 - Essais d'expansion d'anneaux

Les résultats des essais d'expansion d'anneaux sur l'acier Mars 190 ont déjà été présentés dans le chapitre II (§ I.2.3.4). La figure IV.1 reprend les courbes de vitesse qui nous serviront dans le cadre de la validation numérique.

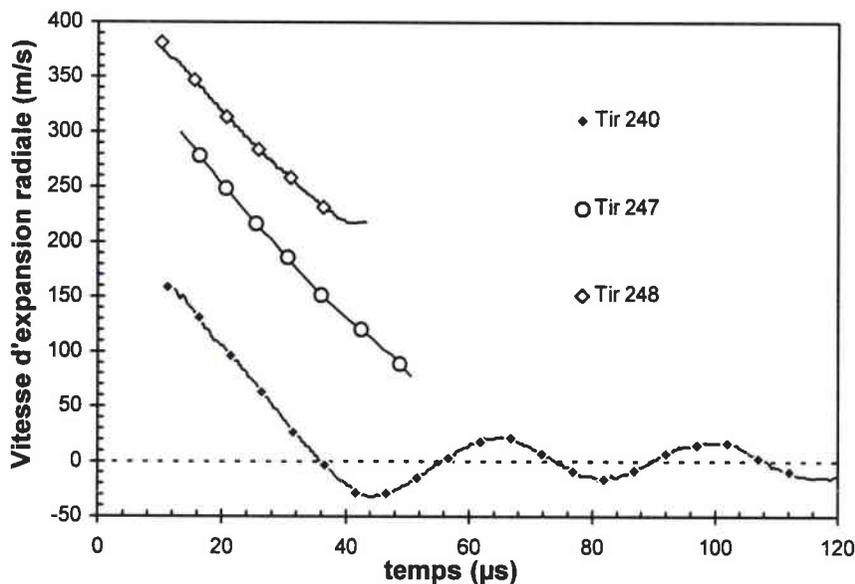


Figure IV.1 - Essais d'expansion d'anneaux sur acier Mars 190.

Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps.

Au cours de ces essais, le matériau est sollicité à une vitesse de déformation maximale de $1.47 \cdot 10^4\text{ s}^{-1}$ pour une déformation plastique homogène maximale de 0.22 (tir 248). A ce niveau de déformation, l'élévation de température consécutive au caractère adiabatique de l'essai est d'environ 80 K, et ne doit pas être négligée lors de la restitution numérique de ces expériences.

I.1.2 - Essais d'expansion de sphère

I.1.2.1 - Mise en oeuvre des pièces

La mise en oeuvre de demi sphères en acier Mars 190 s'avère délicate. La haute limite d'élasticité associée à la faible malléabilité d'un tel acier rend en effet difficile la réalisation des pièces par formage. Finalement, le choix de la mise en oeuvre s'est porté sur l'usinage dans la masse d'une plaque d'épaisseur 70 mm , ce qui garantit a priori la meilleure homogénéité de la pièce. L'inconvénient de ce procédé tient au fait que la plaque d'usinage ne possède peut être pas exactement la même composition chimique et donc les mêmes propriétés mécaniques que la plaque initiale d'épaisseur 25 mm dont nous nous sommes servis pour caractériser le matériau. Le tableau IV.1 nous donne la composition chimique et quelques caractéristiques mécaniques de la tôle à usiner.

Composition chimique										
C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	Al	Cu	B
0.241	0.98	0.25	0.0002	0.011	1.61	0.63	0.46	0.06	0.16	0.0021
Caractéristiques mécaniques										
HBW		R _p (MPa)			R _m (MPa)			A (%)		
287		858			954			13.6		

Tableau IV.1 - Composition chimique et caractéristiques mécaniques de la plaque d'acier de 70 mm d'épaisseur à usiner (fournie par le fabricant).

A titre de comparaison, les propriétés mécaniques de l'acier caractérisé au chapitre II et déterminées à partir d'un essai de traction à 10^{-4} s^{-1} sont :

- Dureté : 366 HB ,
- $R_{p0.2} = 956\text{ MPa}$,
- $R_m = 1084\text{ MPa}$.

Nous remarquons les caractéristiques mécaniques plus élevées de l'acier prélevé dans la plaque de 25 mm d'épaisseur. La variation est respectivement de $+11.4\%$ et $+14.7\%$ pour la limite conventionnelle d'élasticité et la résistance à la traction. Il faudra tenir compte de ces remarques lors de l'interprétation des résultats des essais d'expansion de sphère.

I.1.2.2 - Résultats

Trois expériences d'expansion de sphère ont été réalisées sur l'acier Mars 190. Pour chaque essai, nous mesurons la vitesse d'expansion radiale par I.D.L. en trois points : au pôle, à 30° et à 45° par rapport au pôle (cf. Ch.III §III.3.2, Fig. III.27). Nous visualisons également la phase d'expansion à l'aide d'une caméra ultra rapide. Le tableau IV.2 indique les configurations testées, les pressions de choc estimées, ainsi que les vitesses de lancement, vitesses de déformation plastique maximales et déformations plastiques maximales obtenues au cours de ces essais.

N° tir	Diamètre explosif (mm)	Epaisseur d'anneau (mm)	V_{max} (m.s ⁻¹)	Pression de choc estimée (GPa)	$\dot{\epsilon}_{max}$ ($\times 10^3$ s ⁻¹)	ϵ_{max}	Rupture
103	36	3	280	5.31	9.8	0.21	Non
104	44	3	<u>350</u>	6.63	12.6	0.30	Non
105	40	3	310	5.84	11.4	0.27	Non

Tableau IV.2 - Configurations des essais d'expansion de sphère sur Acier Mars 190.

Pour ces premiers essais d'expansion de sphère, nous avons choisi de fixer l'épaisseur des hémisphères (cibles) à 3 mm, et de faire varier les vitesses de lancement en jouant sur le diamètre de l'explosif. La pression de choc estimée reste inférieure à 7 GPa pour les trois essais : nous considérons donc son influence comme négligeable (cf. Ch. II §I.1.3.2).

Les films enregistrés par la caméra présentent tous le même type de phénomène. Prenons le cas du tir 105. La figure IV.2 nous montre quelques images issues de cette expérience. L'image n°6 correspond au temps $t = 20.8 \mu s$ après la mise à feu du détonateur. A ce moment là, l'onde de choc générée par l'explosif a atteint la cible depuis $6.7 \mu s$. Sur cette image, nous distinguons très clairement une amorce de rupture sur un plan situé entre 20 et 25° par rapport à la base de la cible (équateur). En fait, cette fissuration débute environ $16.6 \mu s$ après la mise à feu, soit $2.7 \mu s$ après la mise en mouvement. A cet instant, la déformation plastique au pôle est estimée à 0.028. A $t = 37.3 \mu s$ (image n°14), la rupture est quasiment acquise, la partie supérieure de la cible se désolidarisant de sa partie inférieure. La calotte supérieure va ensuite continuer son mouvement et se déformer plastiquement jusqu'à la fin de l'essai (images n°s 30 et 50). Sur la dernière image, nous pouvons voir d'une part le relèvement des bords de la cible après la rupture initiale, et d'autre part le transmetteur en acier situé sous la cible. Ce transmetteur s'est visiblement fissuré, mais ne laisse toujours pas passer de fumée parasite pouvant venir perturber le mouvement de la cible. Le confinement des produits de détonation semble donc a priori respecté à cet instant de l'essai.

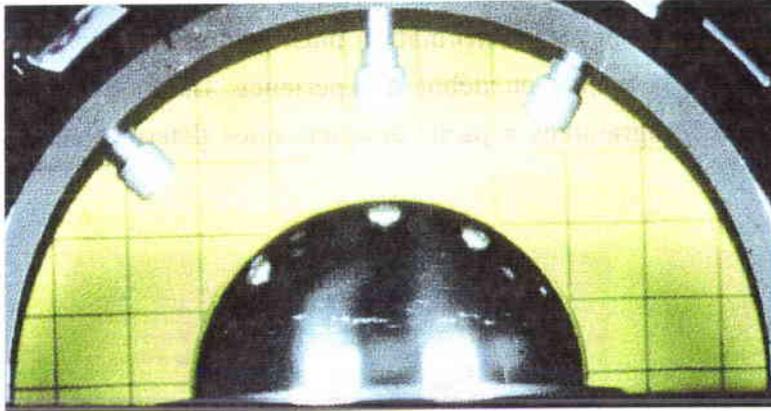


Image n°6 - $t = 20.8 \mu s$

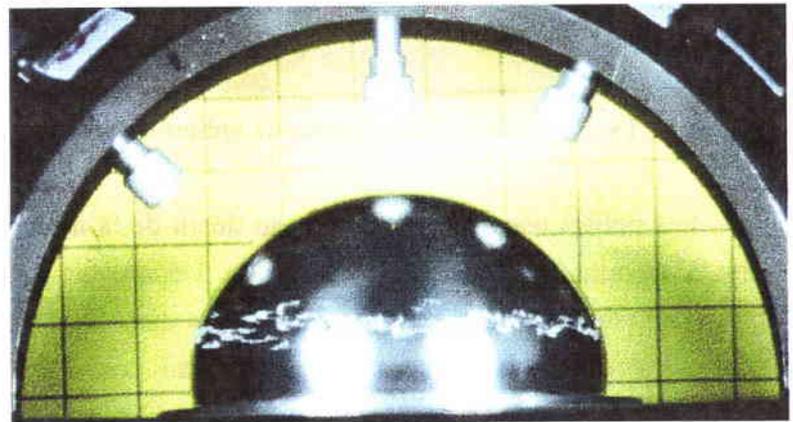


Image n°14 - $t = 37.3 \mu s$

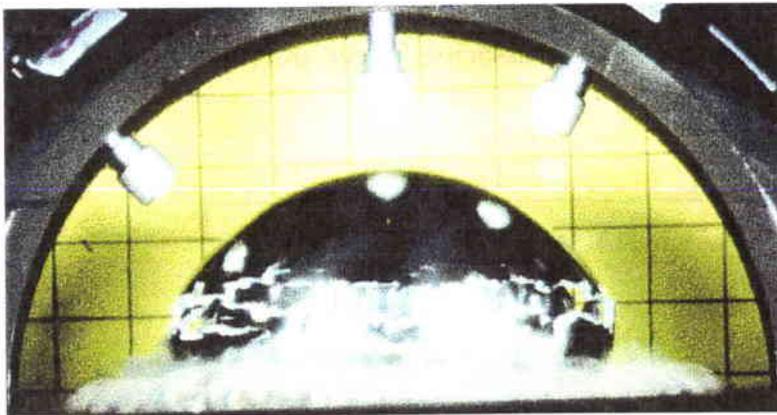


Image n°30 - $t = 70.4 \mu s$

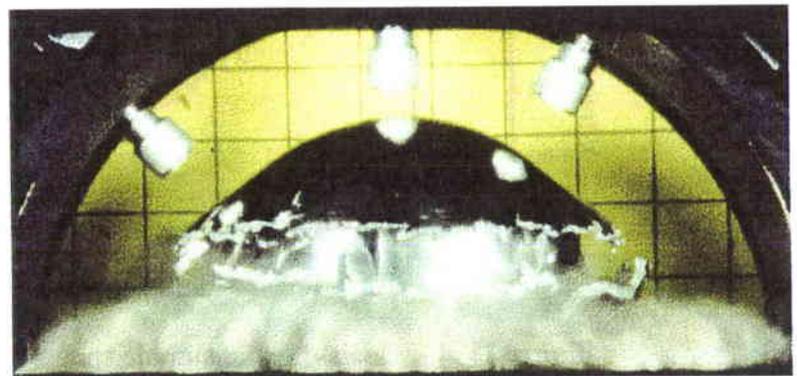


Image n°50 - $t = 111.8 \mu s$

Figure IV.2 - Essai d'expansion de sphère sur acier Mars 190 - Tir 105.

Nous allons maintenant nous intéresser aux mesures de vitesse d'expansion par I.D.L., afin de s'assurer entre autres que le mouvement et la déformation plastique au pôle ne sont pas perturbés par la rupture inopinée de la sphère en début d'expérience. La figure IV.3 propose deux exemples typiques d'interférogrammes à partir desquels nous déterminons la vitesse.

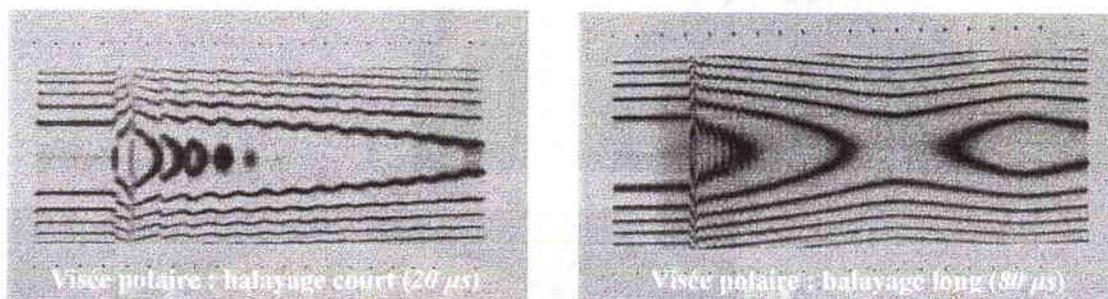


Figure IV.3 - Essais d'expansions de sphère : exemples d'interférogrammes (tir 103)

Les petites oscillations visibles au début de la mise en mouvement correspondent aux allers et retours de l'onde de choc dans l'épaisseur de la sphère. Nous observons sur l'interférogramme à balayage long deux zones distinctes. Une première zone correspondant à la décroissance de la vitesse d'expansion au cours du temps : la sphère se déforme plastiquement et dissipe l'énergie cinétique initiée par l'onde de choc. Une deuxième zone où la vitesse augmente et qui correspond à une restitution d'énergie élastique après que la sphère eu cessée de se déformer. Les courbes de vitesse associées à ces interférogrammes sont présentées ci-dessous pour les tirs 103 et 105 :

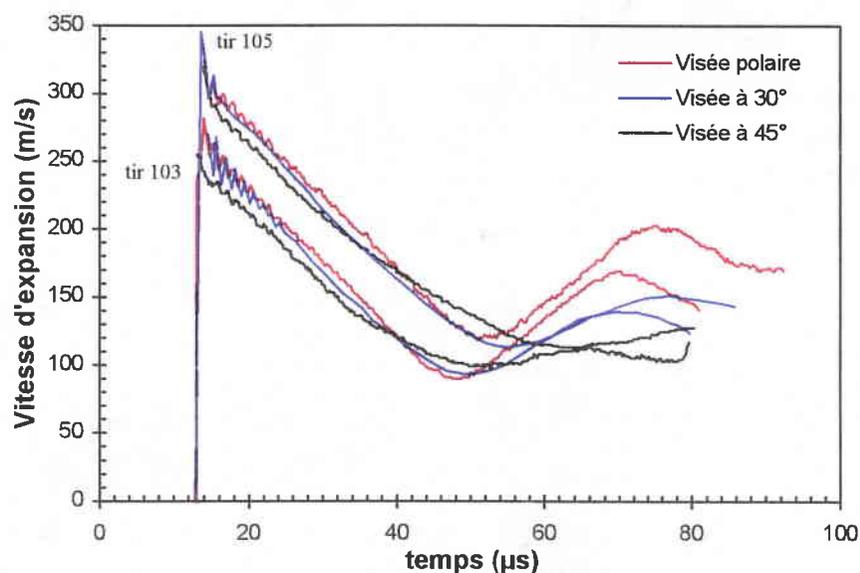


Figure IV.4 - Essais d'expansion de sphère sur acier Mars 190.
Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps (tirs 103 et 105).

Aux vitesses de lancement près, les signaux enregistrés au cours du temps pour les deux expériences présentent les mêmes caractéristiques. En début d'essai, les vitesses à 30° et 45° sont légèrement inférieures à la vitesse au pôle, indiquant un faible défaut de sphéricité de l'onde de choc initiale. Ensuite, la vitesse décroît quasi linéairement en fonction du temps de façon identique quel que soit le point de visée. A partir d'un instant donné, le relèvement des bords externes de la cible induit des effets bidimensionnels qui viennent perturber en premier lieu le mouvement du point le plus proche de l'équateur, c'est à dire la visée à 45° , puis le point à 30° et enfin le pôle. L'arrivée progressive de ces effets de bords est nettement visible sur la figure IV.4.

En tout état de cause, la rupture inopinée de la sphère ne semble perturber en aucune manière le comportement du matériau au pôle. Seul le temps d'arrivée des effets de bords dus à la géométrie hémisphérique de notre échantillon a pu être légèrement avancé. Ce phénomène de rupture imprévu n'a donc pas de conséquence sur l'analyse et la validité de nos mesures, mais demande tout de même quelques éclaircissements.

Nous avons procédé pour cela à des analyses micrographiques sur un échantillon vierge. La figure IV.5 nous montre une micrographie de la zone susceptible d'être endommagée lors d'un essai.

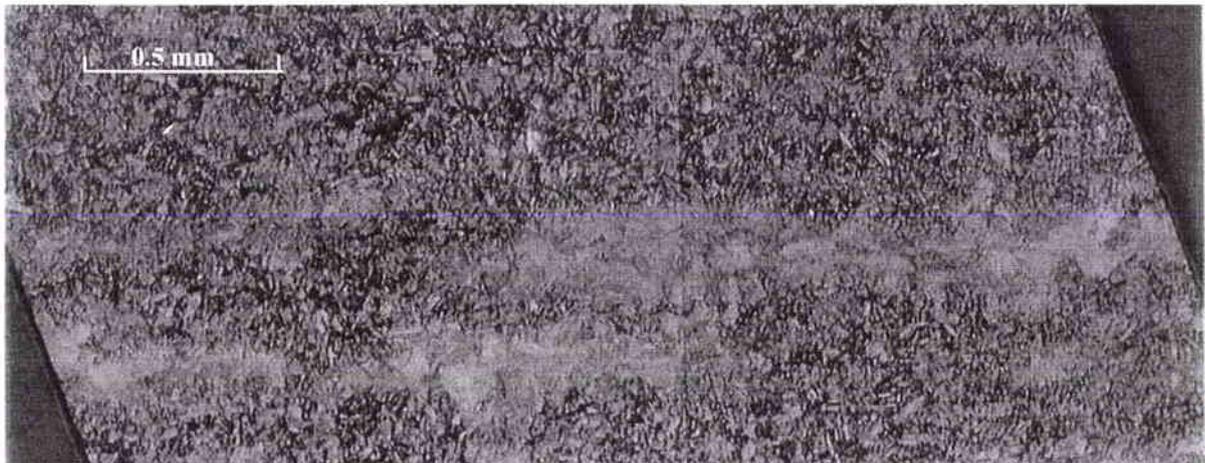


Figure IV.5 - Acier Mars 190 : micrographie d'une pièce hémisphérique.

Cette micrographie répond à nos interrogations. En effet, nous pouvons y voir une bande ségrégée d'aspect blanchâtre indiquant un appauvrissement en carbone dans cette zone. Cette bande traverse toute l'épaisseur de la pièce et provoque sa rupture quasi instantanée dès qu'une sollicitation de traction est appliquée. On peut penser que ce défaut s'étend sur toute la longueur de la plaque initiale et se positionne en son centre au vu de la zone de rupture de toutes les sphères (Fig. IV.6).

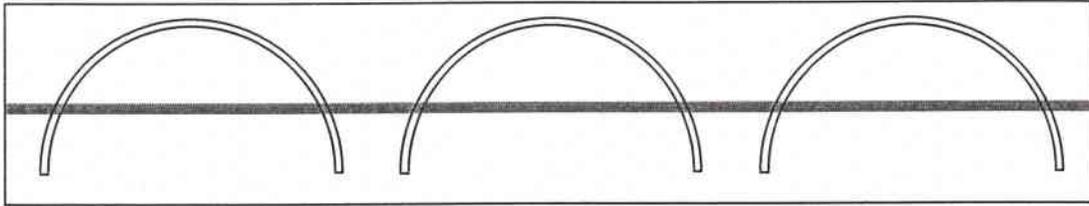


Figure IV.6 - Représentation schématique du plan d'usinage des hémisphères dans une plaque de 70 mm d'épaisseur contenant une bande ségrégée en son milieu.

La position centrale de la bande ségrégée laisse à penser qu'elle trouve son origine lors des différents traitements thermiques subis par la plaque au cours de son élaboration (fusion, trempe, revenu...). Une des hypothèses avancées concerne le refroidissement d'après revenu. En effet cette opération s'effectuant à l'air libre pour cet acier, et compte tenu de l'épaisseur élevée de la plaque, on peut penser que sa partie centrale se refroidira plus lentement que les parties périphériques : les atomes de carbone continuent alors à précipiter en carbure de fer, laissant apparaître une bande ségrégée appauvrie en carbone.

I.1.2.3 - Traitements et analyses

Les raisonnements qui suivent font abstraction de la rupture initiale des sphères survenue lors des trois expériences, puisqu'elle ne perturbe pas le signal de vitesse au pôle.

Au cours des trois essais effectués, nous avons observé la décroissance de la vitesse d'expansion au cours du temps jusqu'à l'arrivée du « rebond élastique ». Pour les configurations testées, l'acier Mars 190 se déforme donc plastiquement sans présenter d'endommagement par striction.

Les vitesses de déformation et déformations plastiques maximales mesurées au cours de ces trois essais sont respectivement de $13000 s^{-1}$ et 0.31 . La figure IV.7 nous montre l'évolution de ces deux grandeurs en fonction du temps pour chaque tir.

Le niveau de déformation atteint s'avère relativement faible par rapport à celui recherché. Une optimisation du dimensionnement des montages spécifique à l'étude de l'acier Mars 190 apparaît donc nécessaire, en augmentant notamment la masse d'explosif et en diminuant l'épaisseur des cibles. Compte tenu des résultats acquis à l'aide des essais d'expansions d'anneaux, une déformation plastique homogène avant rupture située entre 0.4 et 0.5 pourrait être obtenue sur l'acier à l'aide de cette optimisation.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre II (§I.2.4) une déformation plastique de 0.3 est considérée comme une « grande déformation » pour l'acier Mars 190.

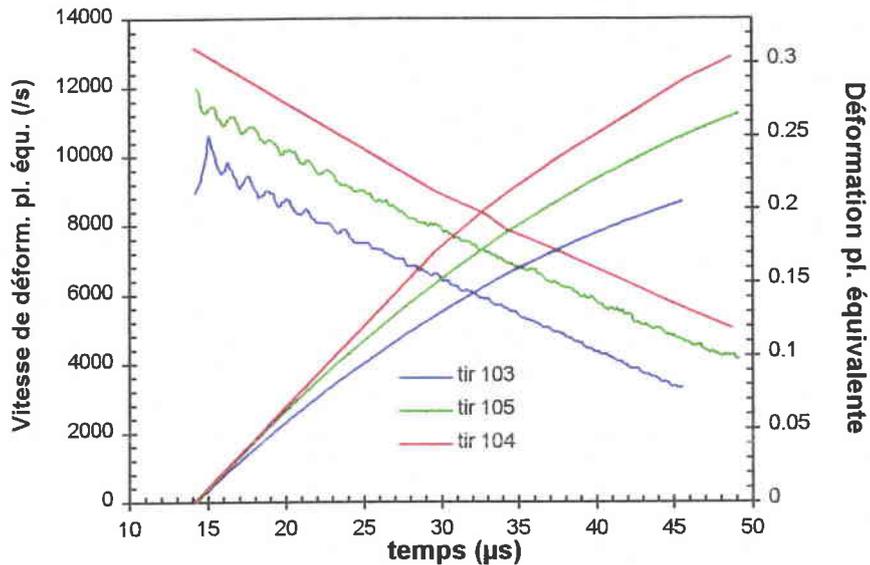


Figure IV.7 - Expansion de sphère sur acier Mars 190.

Vitesse de déformation et déformation plastique en fonction du temps.

La figure IV.8 compare les courbes contrainte-déformation associées aux essais d'expansion de sphère avec le résultat en compression dynamique.

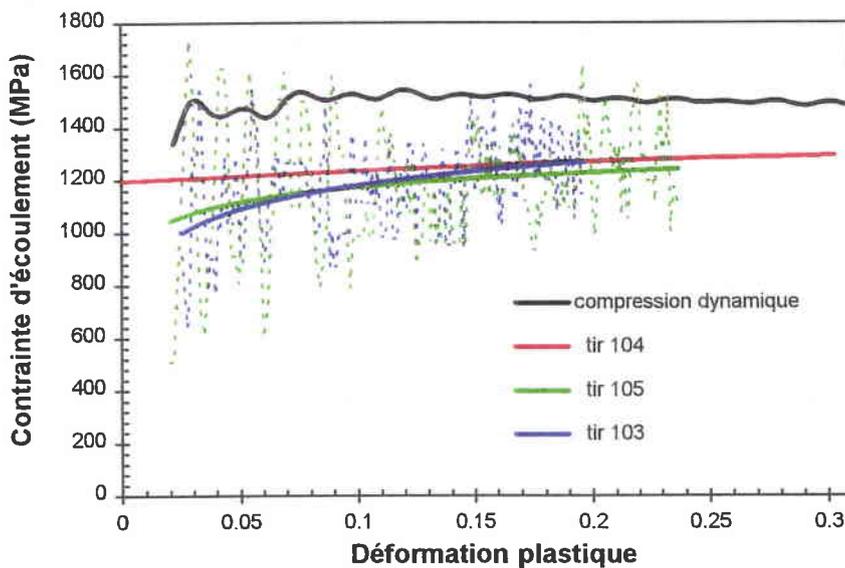


Figure IV.8 - Comparaisons des courbes dynamiques contrainte-déformation en compression et traction équi-biaxiale (courbes adiabatiques).

Pour le tir 104, compte tenu du faible nombre de points enregistré, nous avons procédé à une interpolation linéaire sur la courbe de vitesse afin d'en déduire l'accélération, et donc la contrainte. Ce traitement des données explique l'allure singulière de cette courbe vis à vis des deux autres.

L'étude de ces tracés indique d'une part que la réponse de l'acier Mars 190 sollicité à 13000 s^{-1} ou 10000 s^{-1} reste identique, ce qui confirme les résultats obtenus sur les expansion d'anneaux. D'autre part, la contrainte en compression dynamique est nettement supérieure à celle mesurée en traction équi-biaxiale. A $\varepsilon^p = 0.15$, nous avons $\sigma_{comp.} = 1518\text{ MPa}$, à comparer à $\sigma_{biax.} \cong 1220\text{ MPa}$. L'écart entre les deux types de sollicitation est de 24%. En tenant compte des différences entre les caractéristiques mécaniques de la plaque d'acier dont les sphères sont issues et la plaque initiale dans laquelle ont été usinées toutes les éprouvettes des essais de caractérisation, cet écart se réduit à une valeur de 11%. Cette valeur laisse à penser, compte tenu des incertitudes de mesures, que nous retrouvons globalement les résultats de compression à partir de la traction équi-biaxiale.

En conclusion et en première analyse, le comportement de l'acier Mars 190 en traction dynamique équi-biaxiale ne manifeste pas a priori de particularités par rapport à la compression ou la traction uniaxiale. Nous verrons grâce aux simulations numériques à venir la capacité des modèles identifiés en compression à restituer ce type de sollicitation.

I.1.3 - Essais de Taylor

Pour ces essais, nous disposons d'éprouvettes de section cylindrique de 8 mm de diamètre et de longueur 16 et 20 mm . Les moyens expérimentaux mis à notre disposition nous limitent à des vitesses d'impact inférieures à 300 m/s . Le tableau IV.3 présente les vitesses d'impact ainsi que la variation de longueur et de rayon obtenus sur les échantillons.

Vitesse (m/s)	L_0 (mm)	L_1/L_0	R_1/R_0
280.37	16	0.861	1.442
238.10	20	0.894	1.354
270.27	20	0.868	1.460

Tableau IV.3 - Essais de Taylor sur acier Mars 190 : résultats expérimentaux.

La figure IV.9 nous montre les photographies des deux échantillons de longueur 16 mm récupérés après essais et comparés à une éprouvette vierge. La validation numérique des modèles s'effectue à partir des mesures de profil des échantillons récupérés, présentées dans la figure IV.10.

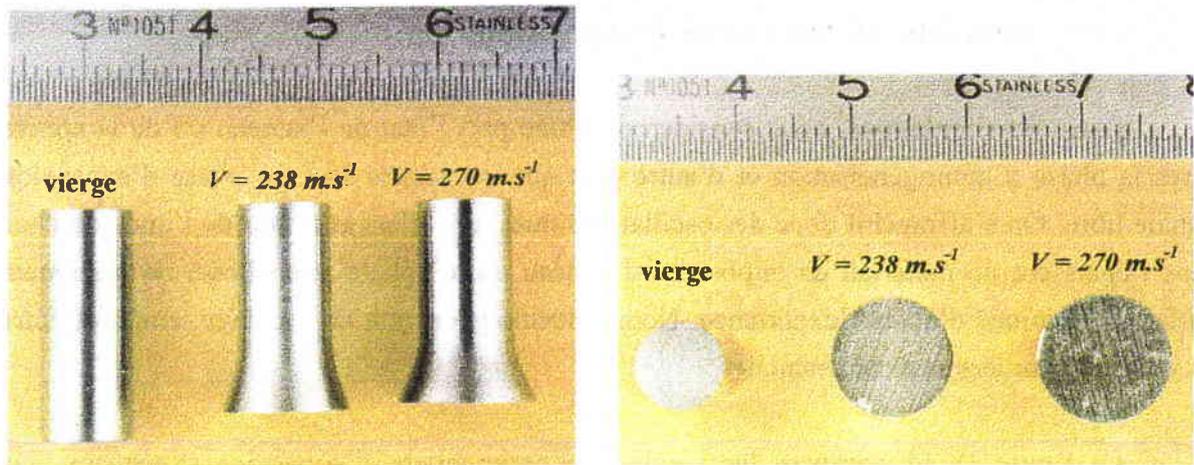


Figure IV.9 - Essais de Taylor sur acier Mars 190 : échantillons avant et après essais.

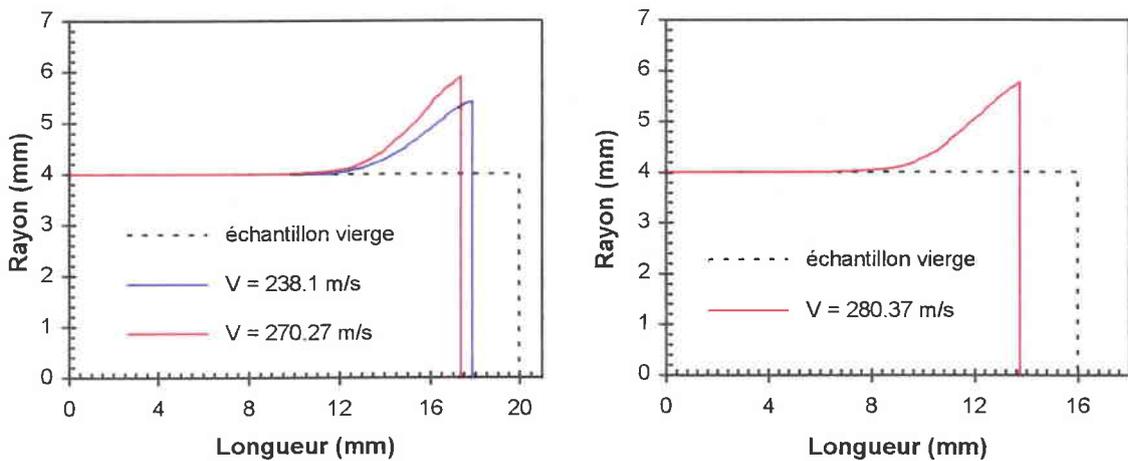


Figure IV.10 - Essais de Taylor sur acier Mars 190 : profils après essais.

I.2 - Confrontations expériences/calculs

Nous simulons toutes les expériences à l'aide du logiciel de calcul dynamique de structures PLEXUS. C'est un logiciel qui permet le calcul, par la méthode des éléments finis, de structures composées de fluides et de solides. Les structures sont soumises à des sollicitations dynamiques rapides pouvant aller jusqu'à la ruine. Les calculs se font en 1D, 2D ou 3D suivant les besoins. La souplesse de structure d'accueil du logiciel permet à l'utilisateur de programmer sa propre loi de comportement et de l'insérer dans le cours normal de PLEXUS. C'est ce que nous avons fait pour les lois de Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook.

Les calculs tiennent compte de l'élévation de température induite par la sollicitation dynamique, en considérant que 90 % de l'énergie de déformation plastique est convertie en chaleur (Cf. Ch.I §I.3.2).

I.2.1 - Simulations des essais d'expansion

Dans ces simulations, nous considérons d'une part l'état de l'anneau ou de la sphère après la phase d'homogénéisation et d'autre part que ces objets sont en phase d'expansion radiale libre. On s'affranchit donc des oscillations dues aux allers et retours de l'onde de choc dans l'épaisseur du matériau en imposant à l'anneau ou la sphère une vitesse de lancement initiale déterminée d'après l'expérience. Nous effectuons ensuite un recalage temporel entre les courbes simulées et expérimentales.

La figure IV.11 compare les résultats expérimentaux d'expansion d'anneaux aux simulations numériques effectuées à l'aide des trois lois de comportement étudiées.

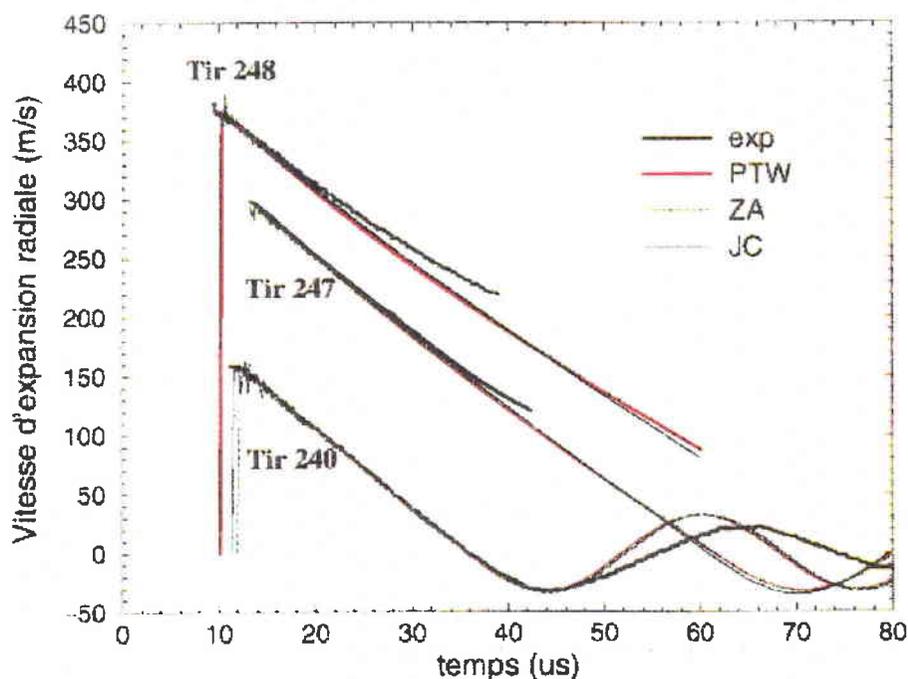


Figure IV.11 - Comparaisons expériences/calculs sur essais d'expansion d'anneaux.

Nous voyons que les trois modèles retranscrivent correctement les signaux de vitesse expérimentaux, avec toutefois un léger décalage, bien visible sur les tirs 247 et 248, où les courbes de vitesse mesurées se situent légèrement au dessus des courbes modélisées. Cette position entre les courbes simulées et expérimentales indique que l'acier Mars 190 oppose moins de résistance au mouvement de l'anneau et donc que sa contrainte d'écoulement est légèrement plus faible que la contrainte donnée par les modèles. Il faut se souvenir qu'au cours de ces expériences, le matériau est soumis à une sollicitation de traction uniaxiale, alors que les modèles sont identifiés à partir des essais de compression. Nous retrouvons donc ici la différence de niveau de contrainte entre la traction et la compression détectée lors des essais de caractérisation.

Enfin, nous remarquons que ces essais ne donnent pas lieu à des écarts significatifs sur les signaux de vitesse entre les trois lois de comportement. Prenons par exemple le cas du tir 248. Cette expérience soumet le matériau à une vitesse de sollicitation maximale de 14700 s^{-1} , pour une déformation plastique de 0.22 en fin d'essai, ce qui entraîne une élévation de température de 83 K . L'expérience nous permet d'obtenir l'évolution de la vitesse de déformation, la déformation plastique et la température (estimation) en fonction du temps. A partir des triplets $(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$, nous pouvons tracer les courbes contrainte-déformation calculées par les modèles (Fig. IV.12).

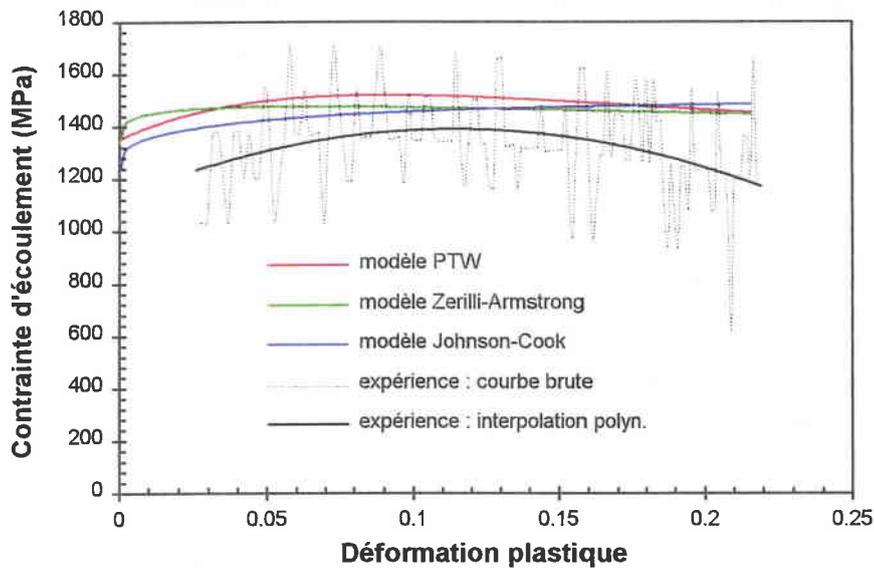


Figure IV.12 - Expansion d'anneaux sur acier Mars 190 - Tir 248.
Courbes contrainte-déformation expérimentales et calculées.

Dans ce domaine de sollicitation, on se rend bien compte du peu d'écart existant entre les résultats fournis par les trois lois de comportement. Le niveau de déformation n'est en effet pas assez élevé pour faire ressortir la spécificité du modèle PTW. De plus, les trois formalismes ont été identifiés à l'aide de résultats expérimentaux proches du domaine évalué ici (en déformation), ce qui réduit les risques de divergence. Nous remarquons également sur la figure IV.12 la légère surestimation de la contrainte fournie par les lois vis à vis de l'expérience, ce qui rejoint les propos tenus précédemment quant à la différence de comportement traction-compression.

Les essais d'expansion de sphère nous ont permis d'atteindre des valeurs de déformations plastiques un peu plus élevées, de l'ordre de 0.3. La figure IV.13 compare les résultats expérimentaux aux simulations pour les tirs 103 et 105.

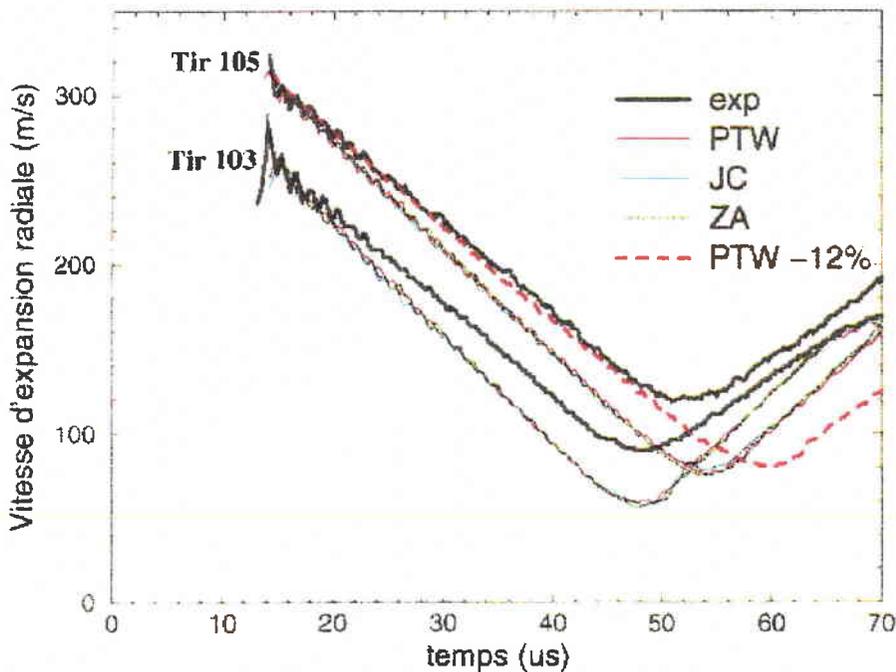


Figure IV.13 - Essais d'expansion de sphère sur acier Mars 190
Courbes expérimentales et simulées.

Nous constatons en premier lieu que la courbe de vitesse expérimentale se trouve nettement au dessus des courbes simulées pour les deux essais. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.1.2.1, les caractéristiques mécaniques de la plaque dans laquelle ont été usinées les hémisphères sont moins élevées en terme de limite d'élasticité et de résistance à la traction que la plaque de prélèvement des échantillons de caractérisation (-12 % sur la limite d'élasticité). Les simulations de la figure IV.13 confirment cette réalité. En supposant que la variation de la limite d'élasticité se répercute sur l'ensemble des courbes contrainte-déformation sans modifier la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température, nous pouvons modifier en conséquence certains coefficients des modèles. Par exemple, pour le modèle PTW, une diminution de 12 % de la contrainte d'écoulement sur l'ensemble des courbes conduit à une diminution rigoureusement identique des coefficients s_0 , s_∞ , γ_0 , γ_∞ et θ . La courbe désignée « PTW -12% » sur la figure IV.13 correspond donc à la simulation de l'expérience 105 en prenant en compte cette correction. Le calcul retranscrit alors les valeurs expérimentales. Nous aurions pu faire de même avec le modèle ZA en modifiant les constantes C_0 , C_1 et C_5 , ou avec la loi JC en corrigeant les valeurs de A et B . Les résultats auraient été identiques.

En second lieu, les simulations de la figure IV.13 ne montrent une fois de plus aucun écart significatif entre la restitution donnée par les trois modèles. Nous en concluons que les résultats acquis lors des essais de caractérisation restent représentatifs du comportement de l'acier Mars 190 jusqu'aux grandes déformations. En effet, lorsque les lois de comportement

sont optimisées à partir de résultats expérimentaux présentant une saturation de la contrainte, l'extrapolation hors du domaine d'identification n'en sera que plus favorable. Ceci reste valable même pour les modèles ne prévoyant pas de saturation de la contrainte dans leurs équations constitutives (ZA et JC). Afin de s'assurer du bien-fondé de ces affirmations, nous avons tracé dans la figure suivante les courbes contrainte-déformation prévues par les trois modèles en compression ou traction uniaxiale, à une vitesse de $1.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ et ce jusqu'à $\epsilon^p = 1$.

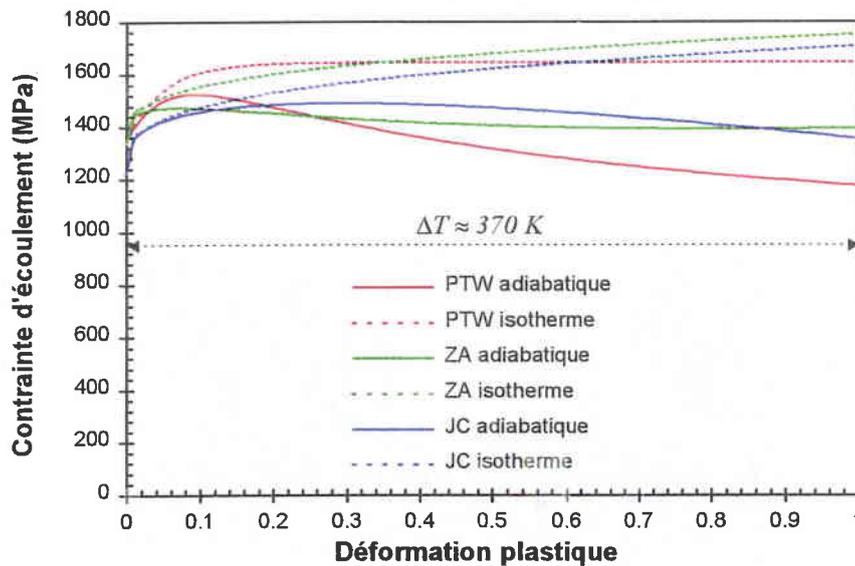


Figure IV.14 - Courbes contrainte-déformation de l'acier Mars 190 calculées à l'aide des modèles PTW, ZA et JC, à $\dot{\epsilon} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ et $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

En analysant les courbes adiabatiques, il apparaît que les trois modélisations restituent une contrainte d'écoulement avec un écart qui reste inférieure à 10% dans tout le domaine de déformation. Nous savons de plus que l'acier Mars 190 n'atteindra jamais de tels niveaux de déformations, tout du moins de façon homogène, sans subir un quelconque endommagement (striction, cisaillement adiabatique...).

Finalement, sous sollicitations uniaxiales ou équi-biaxiales, nous avons montré que les trois lois de comportement en charge de modéliser le comportement mécanique de l'acier Mars 190 aux grandes vitesses de déformations et grandes déformations homogènes (~ 0.3 - 0.4 pour ce matériau) peuvent s'appliquer avec des résultats corrects jusqu'à des vitesses de $1.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Nous allons maintenant vérifier leurs prédictions dans le cas d'une sollicitation plus complexe et générant des contraintes, déformations et vitesses de déformation inhomogènes au sein de l'échantillon : l'essai de Taylor.

I.2.2 - Simulations des essais de Taylor

L'essai de Taylor consiste à envoyer un échantillon cylindrique sur une cible rigide. Pour simuler cette expérience, nous imposons à un objet représentatif de l'échantillon une vitesse initiale, tout en bloquant artificiellement le déplacement d'une de ses extrémités dans la direction de la vitesse imposée. Ces calculs sont donc effectués avec une condition de glissement parfait sur la face d'impact. Les déformations imposées au matériau peuvent atteindre des valeurs supérieures à l'unité et se localisent principalement au centre de la face d'impact de l'échantillon. Les isovalues de déformations plastiques correspondant à un des essais de validation ($V = 270.3 \text{ m.s}^{-1}$) modélisé avec le modèle PTW sont présentées sur la figure IV.15.

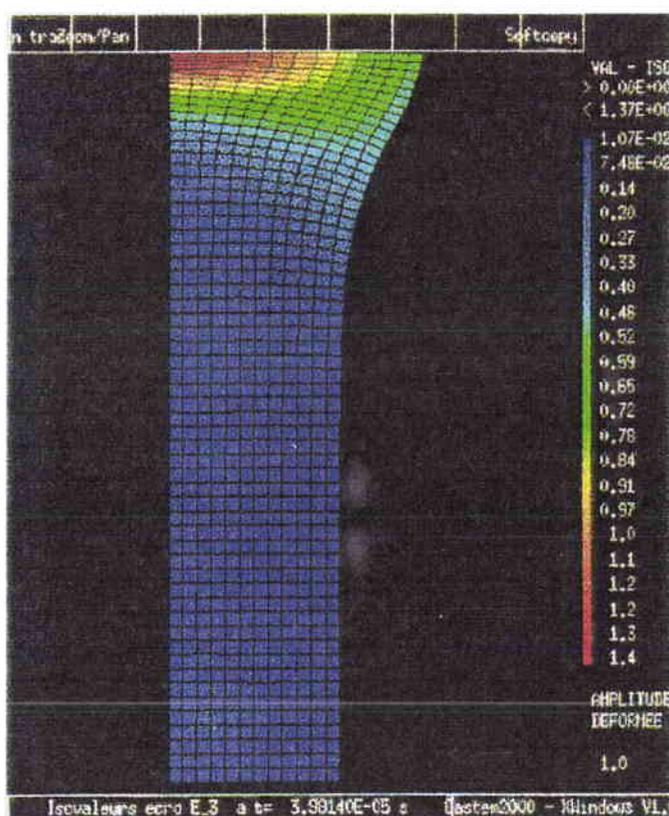


Figure IV.15 - Essais de Taylor sur acier Mars 190 - Echantillon $\phi 8H20mm$, $V = 270.3 \text{ m.s}^{-1}$.
Isovalues de déformations plastiques - Modèle PTW.

Les déformations plastiques au centre de la face impactée atteignent dans ce cas précis des valeurs de 1.4, pour des vitesses de déformation de l'ordre de 10^4 s^{-1} .

Les comparaisons expériences/calculs sont effectuées sur le profil final du projectile (Fig. IV.16 et IV.17).

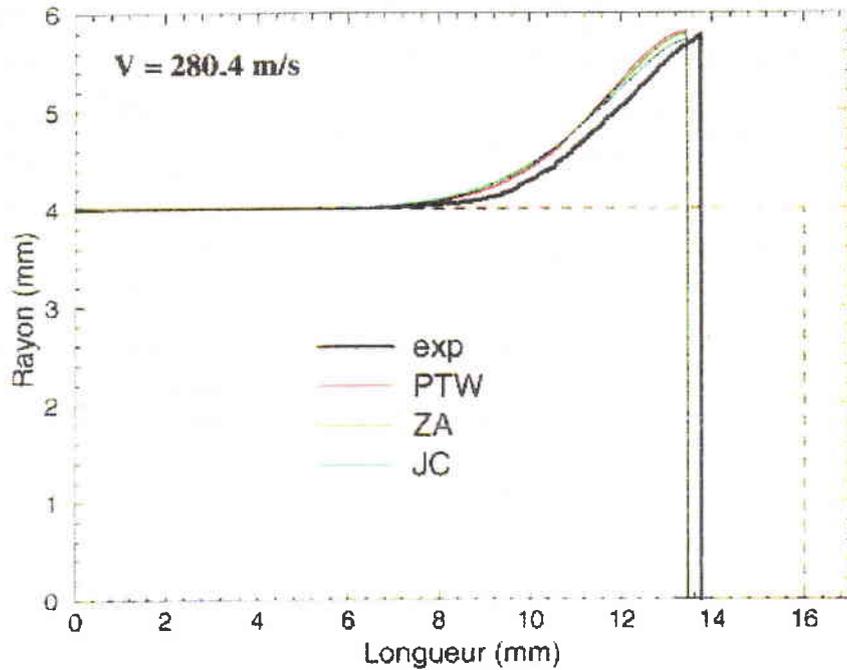


Figure IV.16 - Essais de Taylor sur Acier Mars 190 - $\phi 8H16\text{ mm}$, $V = 280.4\text{ m.s}^{-1}$.
Comparaisons expériences/calculs.

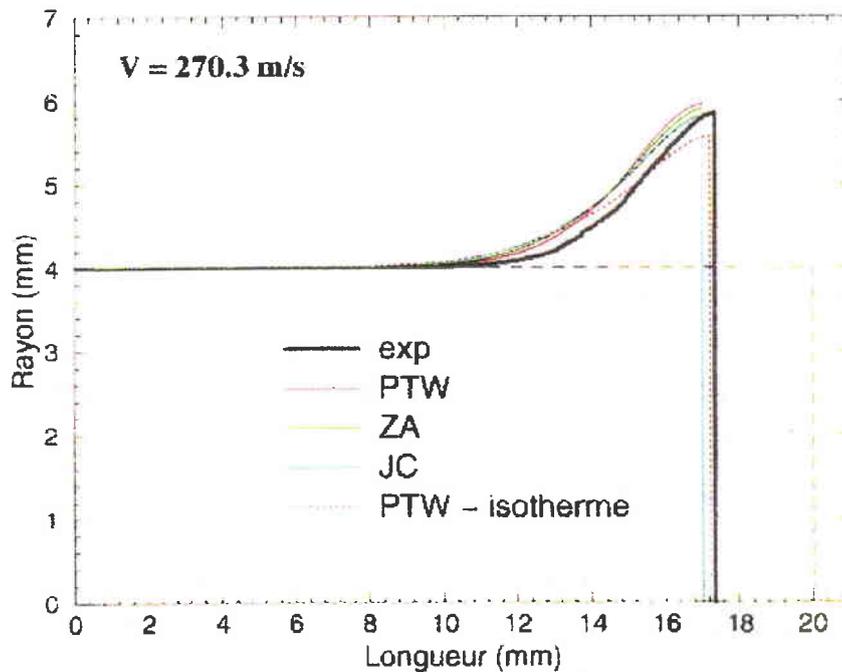


Figure IV.17 - Essais de Taylor sur Acier Mars 190 - $\phi 8H20\text{ mm}$, $V = 270.3\text{ m.s}^{-1}$.
Comparaisons expériences/calculs.

Les trois lois de comportement donnent ici encore de très bons résultats. Elles sous estiment cependant très légèrement la longueur finale des échantillons, tout en respectant

correctement la valeur du rayon en fin d'essai. Si l'on effectue un calcul isotherme, c'est à dire en négligeant l'élévation de température induite par la sollicitation dynamique, (cas « PTW - isotherme » sur la figure IV.16), la simulation se rapproche de la longueur finale mesurée, mais en diminuant fortement le déplacement des bords extérieurs de la face d'impact de l'échantillon. Ceci montre bien l'importance que revêt la température dans un formalisme sensé restituer le comportement aux grandes déformations.

Le tableau IV.4 présente l'erreur commise par les modèles sur la longueur et le rayon final des projectiles.

Vitesse	Expérience	JC		ZA		PTW	
		L_1/L_0	%	L_1/L_0	%	L_1/L_0	%
238.1	0.894	0.879	-1.7	0.880	-1.6	0.881	-1.5
270.27	0.868	0.851	-2	0.851	-2	0.851	-2
280.37	0.861	0.842	-2.3	0.841	-2.4	0.840	-2.4
		R_1/R_0	%	R_1/R_0	%	R_1/R_0	%
238.1	1.354	1.363	0	1.382	2	1.385	2.3
270.27	1.460	1.453	0	1.474	1	1.488	2
280.37	1.442	1.430	-1	1.446	0	1.452	1

Tableau IV.4 - Essais de Taylor sur acier Mars 190. Erreurs commises par les modèles.

L'erreur commise est partout inférieure à 2.5 %, ce qui confirme la très bonne corrélation des modèles avec l'expérience.

Les déformées calculées par nos trois formalismes ne comportent pas de différences significatives. Notons simplement que le modèle PTW détermine un rayon final légèrement supérieur aux deux autres formalismes ainsi qu'à l'expérience. En effet, aux grandes déformations la loi PTW donnera toujours une contrainte d'écoulement inférieure aux deux autres modèles (Fig. IV.13). Rappelons tout de même ici que l'influence d'un coefficient de frottement de l'échantillon sur la cible n'est pas prise en compte dans les calculs, alors que ce dernier peut influencer la déformée expérimentale en diminuant la déformation finale au niveau de la face d'impact.

Les simulations des essais de Taylor confirment la capacité des lois de comportement scalaires associées à un critère isotrope et identifiées à partir d'essais uniaxiaux, à restituer le comportement mécanique de l'acier Mars 190 sous sollicitations complexes et non homogènes.

1.3 - Conclusion

Grâce à la simulation numérique, nous avons pu évaluer l'aptitude des lois de Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook à restituer le comportement de l'acier Mars 190 sous diverses conditions de chargement et surtout hors du domaine d'identification de leurs coefficients.

Les calculs effectués montrent tout d'abord que ces trois modèles, malgré des principes de bases et des équations constitutives très différentes, proposent des résultats quasiment identiques dans tous les cas de figures. La variété des sollicitations et des niveaux de déformations imposés au matériau par les essais de validation ne met pas en cause les qualités discriminantes de ces expériences vis à vis des lois de comportement. Il faut surtout y voir la robustesse des modèles et de leurs coefficients identifiés à partir d'essais représentatifs du comportement global du matériau, notamment aux grandes déformations et grandes vitesses de déformation. En effet, la saturation de la contrainte ayant pu être obtenue lors de l'ensemble des essais de caractérisation, la spécificité des lois prévoyant une telle saturation sera moins mise en valeur par rapport à d'autres modèles ne la prenant pas en compte. Ceci montre l'importance et la nécessité de posséder des moyens expérimentaux capables d'atteindre la saturation tout en ayant accès aux contraintes, déformations et vitesses de déformation pour pouvoir identifier différentes lois de comportement. Dans le cas de l'acier Mars 190, des essais de compression sur machines quasi statique et sur barres de Hopkinson suffisent à accéder à cet état particulier. Ce n'est pas forcément le cas pour d'autres matériaux (nous l'avons vu sur le tantale).

Enfin, ces simulations numériques révèlent une excellente corrélation expériences/calculs dans toutes les configurations testées. Ceci démontre d'une part la qualité des lois de comportement utilisées (et de l'identification de leurs coefficients) et d'autre part le respect par l'acier Mars 190 d'un critère d'écoulement isotrope de type Von Mises ou Tresca, qui est implanté dans la plupart des codes de calcul.

En conclusion, nous pouvons dire que les lois de comportement identifiées dans cette étude sont validées dans un domaine de vitesses de déformation se situant entre 10^{-4} et $1.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, pour des déformations et des températures comprises respectivement entre 0 et 1, 300 et 800 K. Les essais d'expansion de sphère menés sur un matériau ayant des caractéristiques mécaniques sensiblement différentes ont montré de plus qu'il suffisait de reporter l'écart mesuré sur la limite d'élasticité ou la résistance à la traction sur certains coefficients des modèles pour retrouver les résultats expérimentaux. A partir de la limite élastique d'un échantillon d'acier Mars 190 prélevé dans une plaque donnée, il est donc possible d'évaluer en première approximation et à l'aide des lois identifiées dans cette étude, le comportement élastoplastique dynamique homogène de pièces issues de cette plaque et

sollicitée à grandes déformations et grandes vitesses de déformation sous chargement multiaxial.

II - APPLICATION AU TANTALE

Le chapitre II (§III.3) a permis de modéliser le comportement mécanique du tantale à partir des essais de compression quasi statiques et dynamiques en température, soit dans le domaine :

- $293\text{ K} \leq T \leq 873\text{ K}$,
- $10^{-4}\text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 2.10^3\text{ s}^{-1}$,
- $\epsilon^p \leq 0.25$.

Nous allons maintenant évaluer ces lois hors de ce domaine, notamment en ce qui concerne les déformations et vitesses de déformation.

II.1 - Résultats des essais de validation

II.1.1 - Essais d'expansion d'anneaux

Nous évaluerons les trois lois de comportement en restituant numériquement les essais 249, 251 et 252, dont les signaux de vitesses mesurés sont tracés ci dessous.

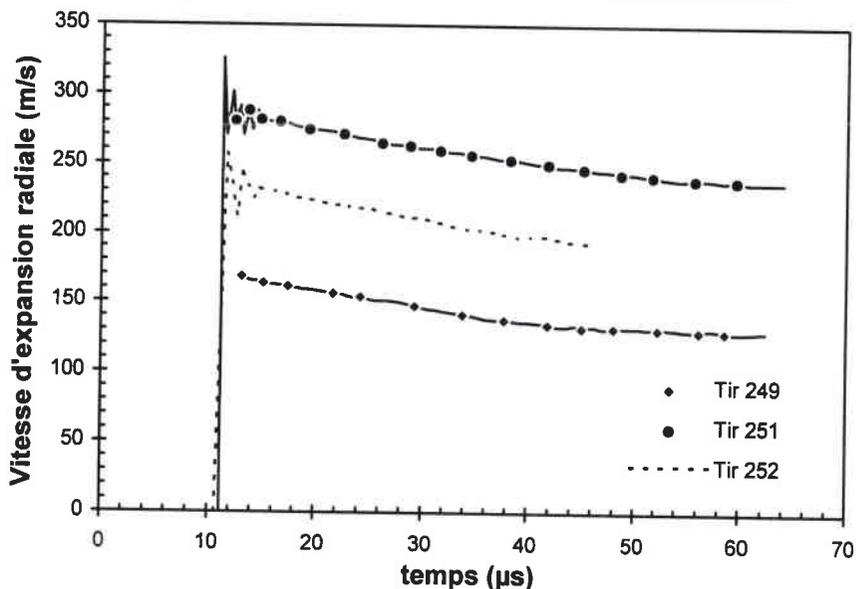


Figure IV.18 - Essais d'expansion d'anneaux sur tantale.

Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps.

Le tantale est sollicité ici à une vitesse de déformation maximale de 11300 s^{-1} pour une déformation plastique maximale de 0.33 .

II.1.2 - Essais d'expansion de sphère

II.1.2.1 - Mise en oeuvre des pièces

Les hémisphères ont été fabriquées à partir d'un lingot de 70 mm de diamètre selon une procédure permettant d'élaborer des pièces de révolution ayant une microstructure homogène. La mise en oeuvre s'établit comme suit :

- corroyage à trois dimensions du lingot,
- tronçonnage du lingot en ébauches destinées à former chacune une pièce finie,
- matriçage en outillage fermé à température ambiante,
- traitement thermique de recristallisation (970°C sous vide pendant une heure).

Les pièces obtenues à l'aide de ce procédé présentent une structure homogène à grains fins de taille moyenne d'environ $35 \mu\text{m}$. Après élaboration et traitement thermique, la dureté mesurée sur une pièce non testée est de $94 \text{ HV}10$.

Les échantillons ayant servi à la caractérisation mécanique du tantale (traction, compression, torsion et expansion d'anneaux) sont issus quant à eux d'un lingot de dimensions identiques, ayant subi le même corroyage à trois dimensions ainsi que le même traitement thermique final. Or nous avons vu que la dureté de ces éprouvettes (taille de grains $\sim 60 \mu\text{m}$) était de $74 \text{ HV}10$ (Ch.II §II.2). Il existe donc une variation de dureté entre les sphères et les échantillons de « caractérisation » qui correspond selon Studt [IV.1] à une variation de limite d'élasticité d'approximativement 60 MPa entre les deux matériaux. La seule différence entre les deux modes d'élaboration provient du matriçage dans le cas des sphères. Ce formage des pièces entraîne une forte déformation du matériau, qui contient alors un grand nombre de dislocations. Le traitement thermique qui suit ne suffit pas à relaxer totalement les contraintes internes induites par le pré-écrouissage. Au final, nous retrouvons des hémisphères ayant certainement une densité de dislocations beaucoup plus élevée que les échantillons prélevés directement dans le lingot traité thermiquement.

En résumé, il faut s'attendre à ce que les modèles de comportement « calés » sur les essais de caractérisation sous estiment la contrainte d'écoulement des hémisphères.

II.1.2.2 - Résultats

Le tableau IV.5 détaille les deux configurations géométriques testées, ainsi que les valeurs de vitesses de lancement, pressions de choc, vitesses de déformation et déformations plastiques maximales obtenues.

N° tir	Diamètre explosif (mm)	Epaisseur d'anneau (mm)	V_{max} (m.s ⁻¹)	Pression de choc estimée (GPa)	$\dot{\epsilon}_{max}$ ($\times 10^3$ s ⁻¹)	ϵ_{max}	Rupture
106	40	2	270	7.85	10.4	0.62	Oui
107	44	2	<u>310</u>	9.06	11.8	0.67	Oui

Tableau IV.5 - Configurations des essais d'expansion de sphère sur tantale.

La pression de choc est inférieure à 10 GPa pour les deux expériences. Son influence sur le comportement viscoplastique du tantale sera donc négligée (cf. Ch.II §II.1.2.4).

La figure IV.12 présente quelques images enregistrées par la caméra ultra rapide au cours de l'essai 106.

L'image n°1 correspond au temps $t = 9.43 \mu s$ après la mise à feu du détonateur. A cet instant, l'onde de choc n'a pas encore atteint la sphère. Cette image fait donc office de référence. A $t = 50.09 \mu s$ (image n°19), la sphère se trouve dans sa phase d'expansion homogène. Sur l'image n°31, soit à $t = 77.19 \mu s$, des premières fissures semblent apparaître, notamment du côté de la visée à 45°. Ces fissures sont très nettes sur l'image n°49, qui correspond au temps $t = 117.85 \mu s$, soit en toute fin d'essai. Nous retrouvons avec le tantale les mêmes types de phénomènes rencontrés lors des essais sur le cuivre, c'est à dire une déformation homogène de la sphère au cours du temps jusqu'à l'arrivée de fissurations naissant à l'équateur et convergentes vers le pôle.

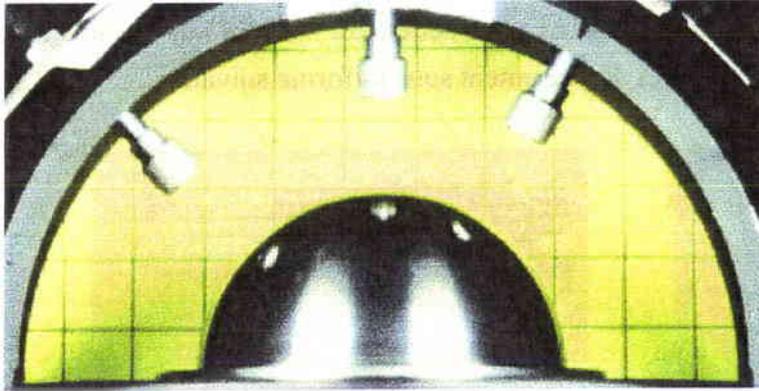


Image n°1 - $t = 9.43 \mu s$

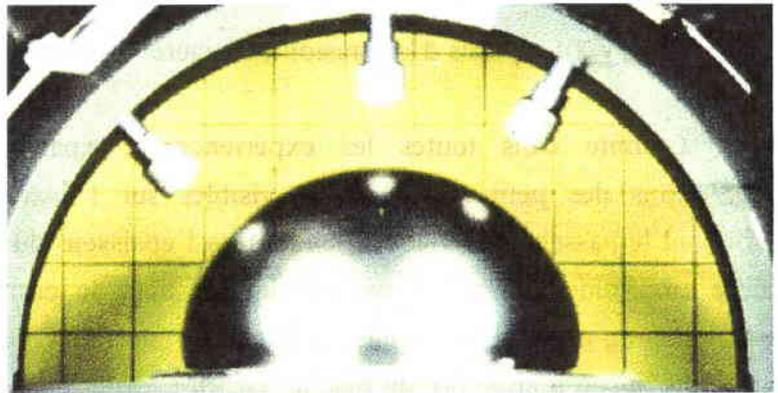


Image n°19 - $t = 50.09 \mu s$

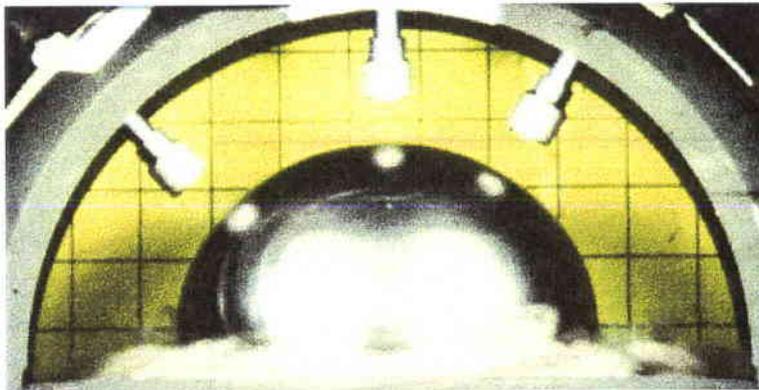


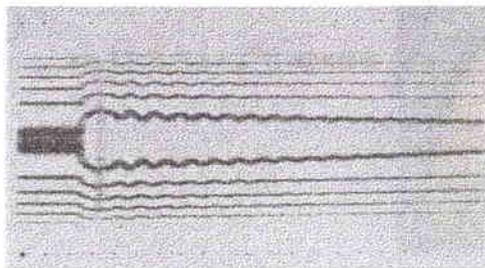
Image n°31 - $t = 77.19 \mu s$



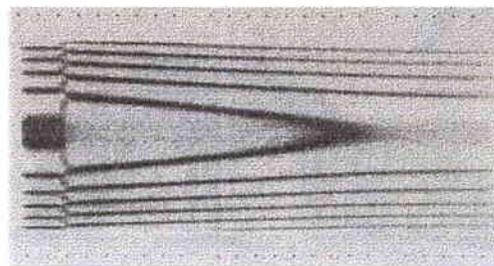
Image n°49 - $t = 117.85 \mu s$

Figure IV.12 - Essai d'expansion de sphère sur tantale - Tir 106.

Nous mesurons la vitesse d'expansion par I.D.L. en trois points situés au pôle, à 30° et 45° par rapport à ce dernier. Ces trois visées I.D.L. sont nettement visibles sur les images précédentes. Les interférogrammes enregistrés se présentent sous la forme suivante :



Visée polaire : balayage court (20µs)



Visée polaire : balayage long (100µs)

Figure IV.20 - Essais d'expansion de sphère : exemples d'interférogrammes (tir 106).

Comme dans toutes les expériences d'expansion (anneaux et sphères), nous remarquons des petites oscillations visibles sur l'interférogramme à balayage court et indiquant le passage de l'onde de choc dans l'épaisseur du matériau. Ces oscillations sont de faible amplitude et s'estompent rapidement dans le cas du tantale. L'interférogramme à balayage long présente une allure « classique » montrant la décroissance de la vitesse au cours du temps, jusqu'à atteindre un plateau en fin d'expérience, laissant à penser que le matériau s'est rompu. Les courbes de vitesses mesurées à partir de ces enregistrements sont tracées sur le graphique ci-dessous :

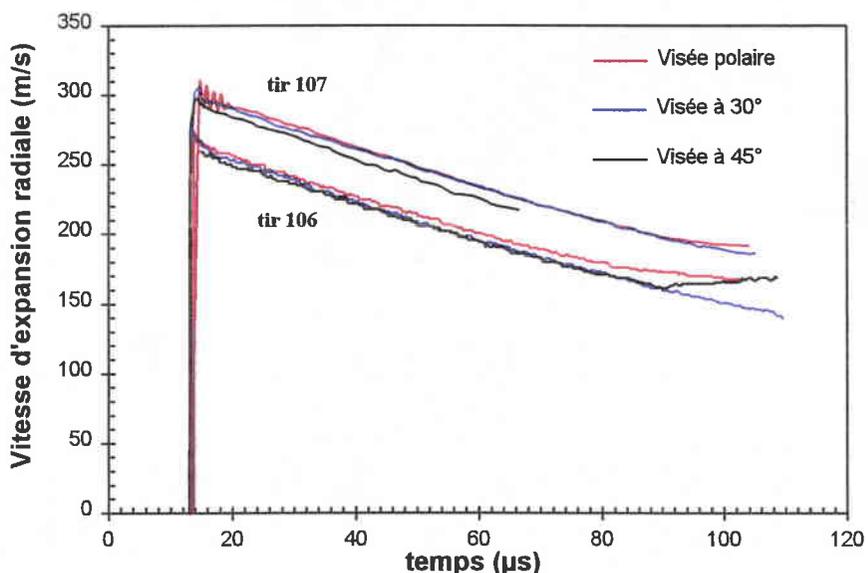


Figure IV.21 - Essais d'expansion de sphère sur tantale.

Vitesse d'expansion radiale en fonction du temps (tirs 106 et 107).

Pour chaque tir, les vitesses aux trois points de mesure sont très proches les unes des autres. Cependant, le front de l'onde de choc n'étant pas parfaitement sphérique, nous avons toujours la courbe au pôle située au dessus de la courbe du point à 30° qui elle même se trouve à un niveau légèrement supérieur à la courbe du point à 45°. Après la mise en mouvement initiale, la vitesse diminue lentement au cours du temps jusqu'à l'arrivée des premiers endommagements par striction. Au niveau de la visée polaire, ces derniers apparaissent plus vite sur le tir 106 (~ 80 μs) que sur le tir 107 (~ 90 μs). Il faut y voir la stabilisation de la déformation avec les effets d'inertie. Dans les deux cas, la rupture ou l'endommagement de la sphère se produit avant l'arrivée des perturbations dues aux effets de bords.

II.1.2.3 - Traitements et analyses

La figure IV.22 présente l'évolution de la vitesse de déformation et de la déformation plastique en fonction du temps pour les deux essais.

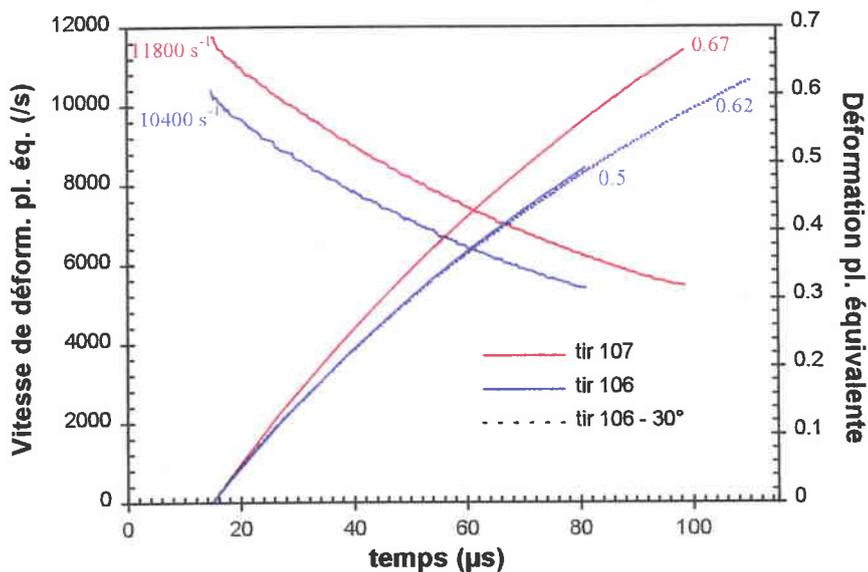


Figure IV.22 - Expansion de sphère sur tantale.

Vitesse de déformation et déformation plastique en fonction du temps.

Le tantale est sollicité à des vitesses de déformation maximales supérieures à 10^4 s^{-1} et se déforme plastiquement à hauteur respectivement de 0.62 et 0.67 pour les tirs 106 et 107.

Compte tenu des incertitudes sur la détermination de la contrainte, les deux essais donnent des courbes contrainte-déformation quasi identiques. Nous avons tracé sur la figure IV.23 le résultat obtenu sur le tir 107, et ce en utilisant les trois méthodes définies dans le chapitre III (§IV.2.2).

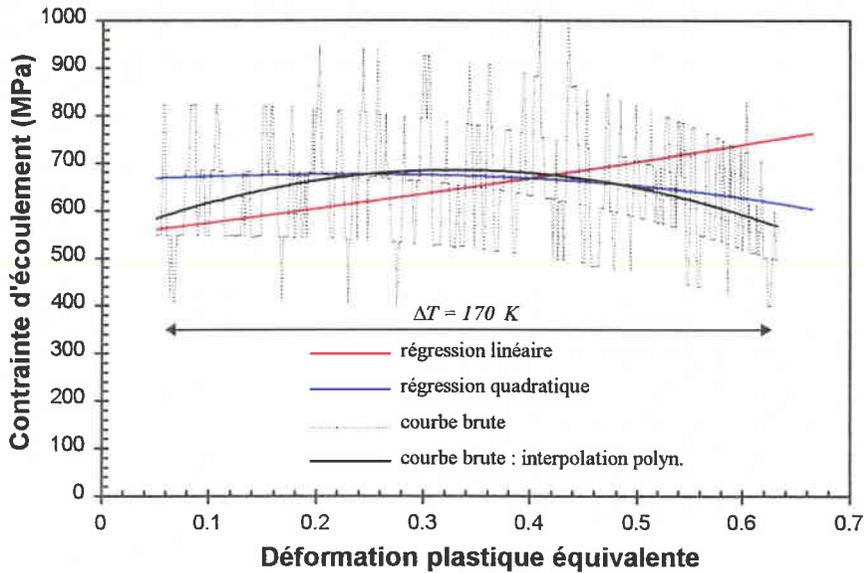


Figure IV.23 - Essai d'expansion de sphère sur tantale.
Tir 107 : courbe contrainte-déformation (adiabatique).

Nous remarquons tout d'abord que la méthode qui consiste à « lisser » le signal de vitesse par un polynôme du premier degré n'est pas appropriée pour le tantale. En effet cette méthode mène à une accélération constante, ce qui n'est visiblement pas le cas expérimentalement. Par contre, l'approximation de la courbe de vitesse par un polynôme du second degré conduit à une courbe de contrainte très proche de la courbe obtenue en dérivant le signal de vitesse point par point, notamment pour les déformations plastiques comprises entre 0.2 et 0.6.

L'allure générale de la courbe montre une consolidation jusqu'à $\epsilon^p \approx 0.3$, puis un fort adoucissement sous les effets conjugués de la diminution de la vitesse de déformation et de l'augmentation de la température au sein du matériau. Cette dernière est estimée à 170 K en fin d'expérience. Nous pouvons maintenant comparer ces valeurs de contrainte avec celles obtenues en compression dynamique (Fig. IV.24).

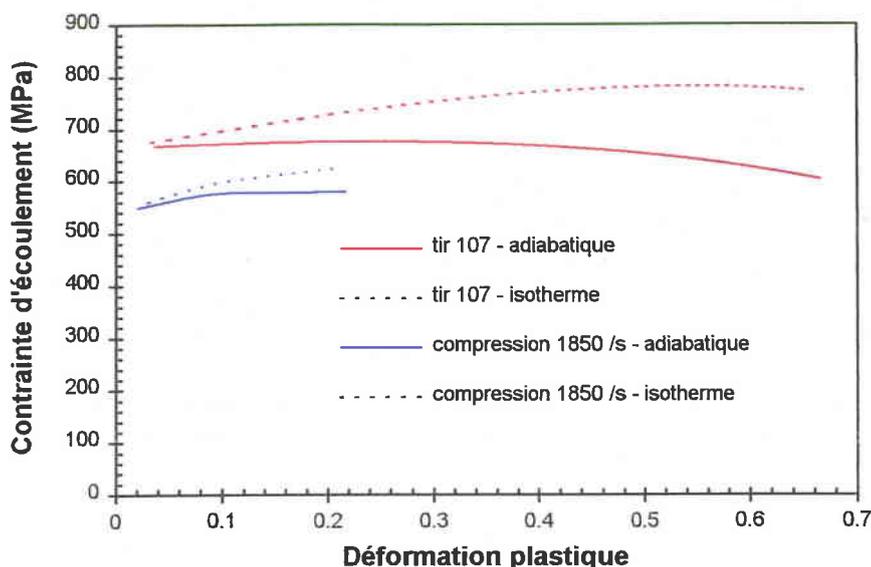


Figure IV.24 - Comparaison des courbes dynamiques contrainte-déformation en compression et traction équi-biaxiale.

Les valeurs de contrainte en compression dynamique sont largement inférieures à celles déterminées en traction équi-biaxiale. Les effets de la vitesse de déformation d'une part (facteur 6 entre les deux types d'essais) et d'une dureté plus élevée du tantale constitutif de la sphère d'autre part expliquent ce phénomène.

Nous pouvons cependant quantifier à une déformation donnée l'élévation de contrainte due à la dureté plus élevée en s'affranchissant de l'influence de la vitesse de déformation. Prenons les valeurs de contrainte à $\varepsilon^p = 0.05$. Nous avons en compression dynamique $\sigma = 562 \text{ MPa}$ ($\dot{\varepsilon} = 1850 \text{ s}^{-1}$) et en traction équi-biaxiale $\sigma = 669 \text{ MPa}$ ($\dot{\varepsilon} = 11000 \text{ s}^{-1}$). L'influence de la vitesse de déformation se chiffre par une diminution de contrainte de 4% entre deux essais à 11000 et 1850 s^{-1} si le coefficient m de sensibilité à la vitesse est supposé constant et égal à 0.05 (cf. Ch.II §II.2.2.3). En appliquant ce raisonnement, nous obtenons une contrainte en traction équi-biaxiale de 642 MPa pour une vitesse de 1850 s^{-1} , soit une augmentation 80 MPa par rapport au même essai en compression. En supposant que le type de sollicitation n'influence pas le comportement du tantale à $\varepsilon^p = 0.05$ (hypothèse forte), nous retrouvons approximativement, compte tenu des incertitudes de mesure, la variation déterminé sur la limite d'élasticité et imputable à la différence de dureté entre les deux matériaux.

Enfin, en comparant la courbe adiabatique et isotherme du tir 107 (Fig. IV.24), nous remarquons l'influence très forte de la température sur le comportement du tantale aux grandes déformations. Cette courbe isotherme nous permet de confirmer le phénomène de saturation de la contrainte aux grandes déformations. Pour le tantale et à 10^4 s^{-1} , la saturation est effective à $\varepsilon^p = 0.5$.

En conclusion, les essais d'expansion de sphère mettent en évidence une fois encore la saturation de la contrainte aux grandes déformations. A partir d'un seuil de déformation plastique, la contrainte d'écoulement du tantale sature, et seule l'augmentation de température va influencer sur le comportement du matériau. Les simulations numériques de ces expériences nous permettront d'amplifier les carences des modèles ne prenant pas en compte la saturation de la contrainte.

II.1.3 - Essais de Taylor

Les éprouvettes sont de section cylindrique, de 8 mm de diamètre et de 20 mm de longueur. Les échantillons sont projetés sur une cible rigide à deux vitesses d'impact différentes. Le tableau IV.6 fournit les variations de longueur et de rayon de chaque échantillon après essai.

Vitesse (m/s)	L_0 (mm)	L_1/L_0	R_1/R_0
138.9	20	0.840	1.570
159.5	20	0.792	1.778

Tableau IV.6 - Essais de Taylor sur tantale : résultats expérimentaux.

Les figures IV.25 et IV.26 montrent respectivement des photographies des échantillons prises après essais et le profil final mesuré sur ces mêmes échantillons.

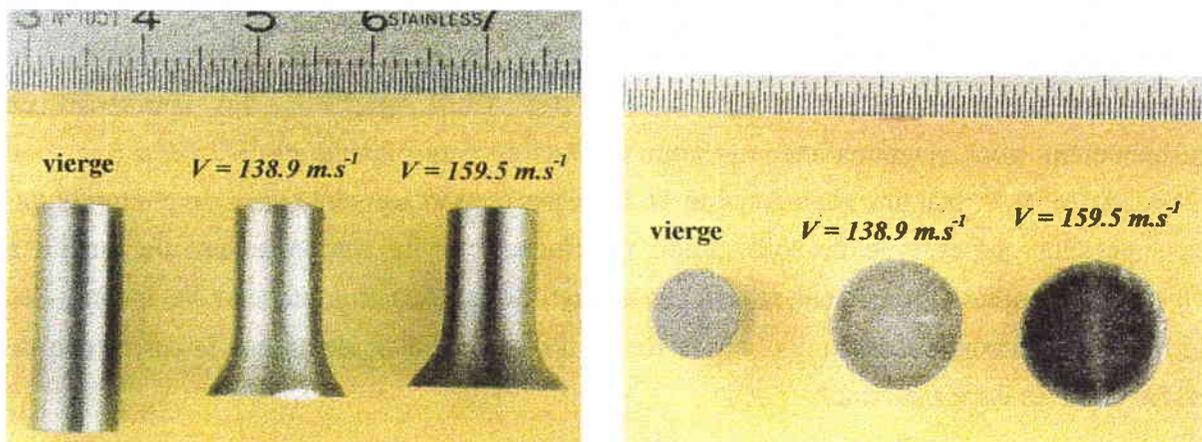


Figure IV.25 - Essais de Taylor sur tantale : échantillons avant et après essais.

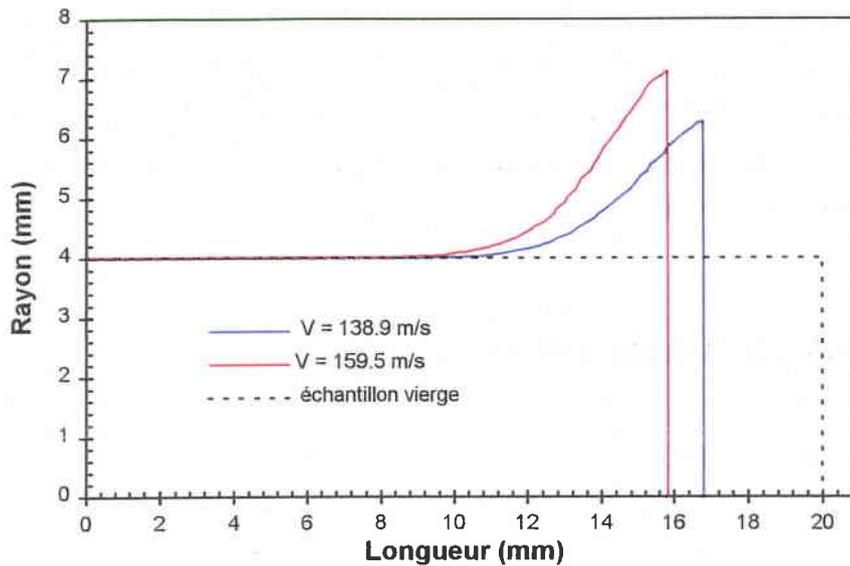


Figure IV.26 - Essais de Taylor sur tantale : profils après essais.

Une découpe et une analyse micrographique des échantillons après essais ont permis de détecter la présence de macles dans toute la zone intermédiaire située entre la partie déformée et non déformée de l'échantillon (Fig. IV.27).

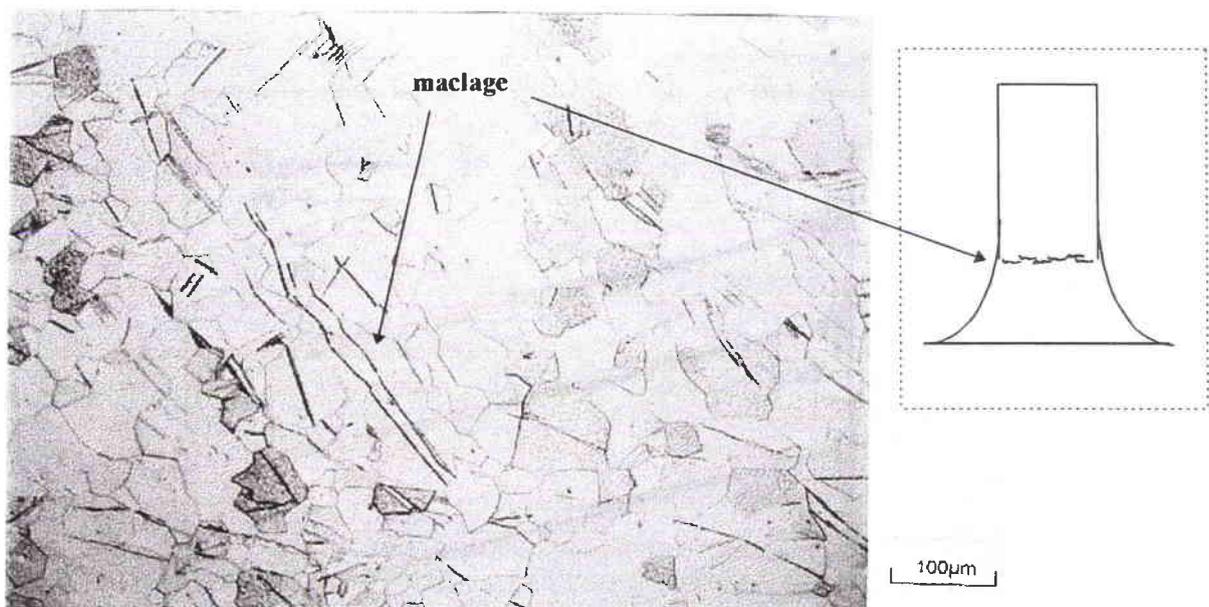


Figure IV.27 - Micrographie d'un échantillon de tantale récupéré après essai.

Dans la littérature nous retrouvons ce même type de phénomène, également sur des essais de Taylor, situé dans une zone identique, mais pour d'autres matériaux tels que le fer ou le titane [IV.2], [IV.3]. Sur le tantale, nous avons vu dans le chapitre II (§II.1.2.4) que le maillage est susceptible d'apparaître en compression sous choc pour des niveaux de pressions supérieurs à 20 GPa et pour une contrainte seuil située entre 760 et 946 MPa [IV.4]. Ce niveau

de pression n'est pas atteint au cours de nos essais, mais la contrainte seuil certainement au vu des vitesses de déformations attendues ($\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$). A défaut de trouver une origine à ce mécanisme de déformation, nous pouvons cependant en évaluer ses conséquences en supposant qu'il contribue à augmenter localement la résistance du matériau en « diminuant » sa taille de grain (cf. Ch.II §II.1.2.4).

II.2 - Confrontations expériences/calculs

De manière identique à l'acier Mars 190, nous simulons les expériences à l'aide du code de calcul aux éléments finis PLEXUS, en tenant compte de l'élévation de température au sein des échantillons. Nous utilisons les lois de Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook avec les coefficients déterminés dans le chapitre II (§III.3).

II.2.1 - Simulations des essais d'expansion

La figure IV.28 compare les résultats des simulations d'essais d'expansion d'anneaux aux vitesses mesurées expérimentalement.

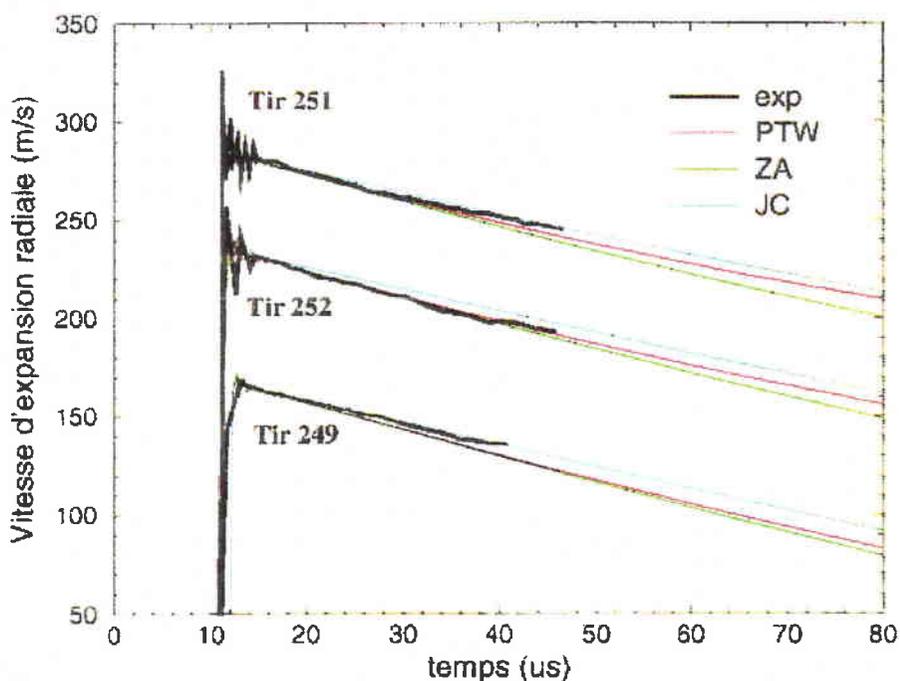


Figure IV.28 - Comparaisons expériences/calculs sur essais d'expansion d'anneaux.

Cette figure montre une nette différence dans la restitution numérique de l'expérience par les différents modèles. Les vitesses données par les lois ZA et PTW sont quasiment

confondues et restituent correctement les courbes expérimentales jusqu'à la fin des essais, contrairement au modèle JC qui sous-estime la contrainte d'écoulement (surestimation du niveau de vitesse). Si on continue le calcul après la rupture de l'anneau, les modèles divergent rapidement avec l'élévation de la déformation plastique. A partir des triplets expérimentaux (ϵ , $\dot{\epsilon}$, T), nous pouvons calculer les courbes contrainte-déformation données par les modèles et les comparer aux courbes expérimentales. C'est le cas sur la figure IV.29 pour le tir 251. Pour cet essai, compte tenu du faible nombre de points enregistrés (interférogramme de qualité moyenne), la contrainte expérimentale est déterminée après lissage du signal de vitesse par un polynôme du second degré.

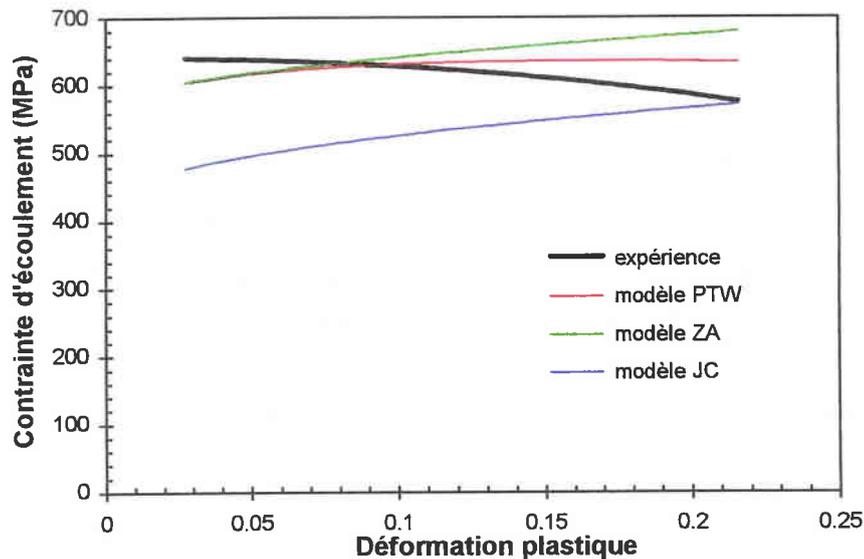


Figure IV.29 - Expansion d'anneaux sur tantale - Tir 251.
Courbes contrainte-déformation expérimentales et calculées.

La vitesse de sollicitation en début d'essai atteint 11000 s^{-1} et diminue ensuite jusqu'à 8350 s^{-1} , tandis que la température de l'échantillon s'élève de 67 K . Le modèle JC prévoit une limite d'élasticité très inférieure à la réalité, contrairement aux lois PTW et ZA. Nous avons déjà remarqué ce résultat précédemment (cf. Ch.II §III.3.2.2). Les modèles PTW et ZA estiment une limite d'élasticité identique, puis les courbes s'éloignent progressivement l'une de l'autre au fur et à mesure que croît la déformation. La contrainte d'écoulement donnée par le modèle ZA augmente alors qu'elle sature pour le modèle PTW. C'est alors ce dernier qui se rapproche le plus de la contrainte déterminée expérimentalement. Nous allons maintenant voir ce qu'il en est sur les essais d'expansion de sphère, qui devraient accentuer les divergences apparues entre ces lois de comportement.

La figure IV.30 présente les vitesses d'expansion radiale mesurées et calculées pour les tirs 106 et 107.

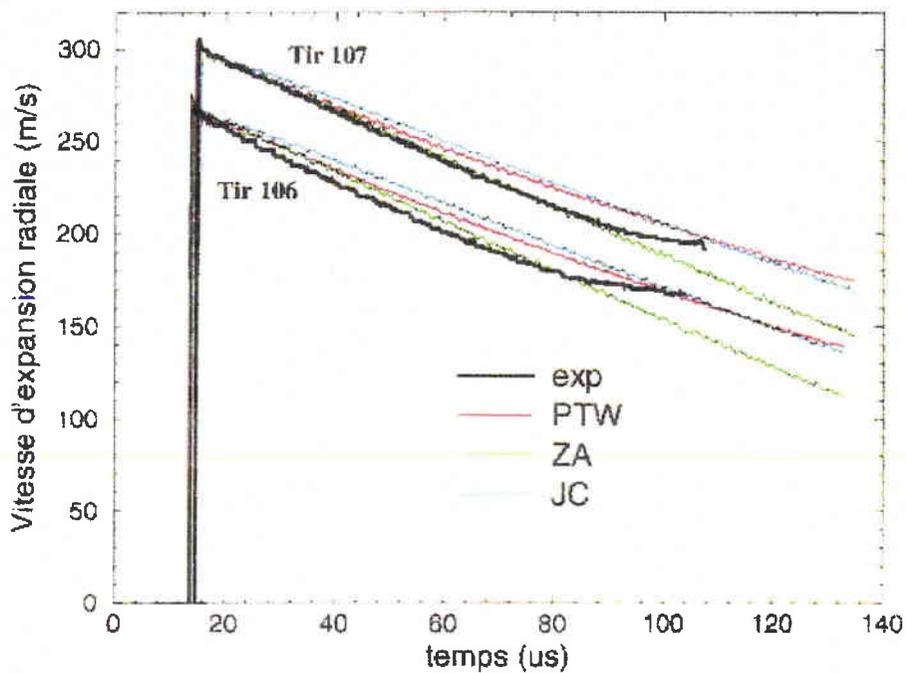


Figure IV.30 - Essais d'expansion de sphère sur tantale.
Courbes de vitesses expérimentales et simulées.

Dans les deux cas, les trois lois de comportement surestiment la vitesse expérimentale, confirmant ainsi la plus grande dureté du tantale constitutif des hémisphères. La courbe contrainte-déformation correspondant à l'essai 107 est tracée sur la figure suivante, ainsi que les valeurs données par les modèles.

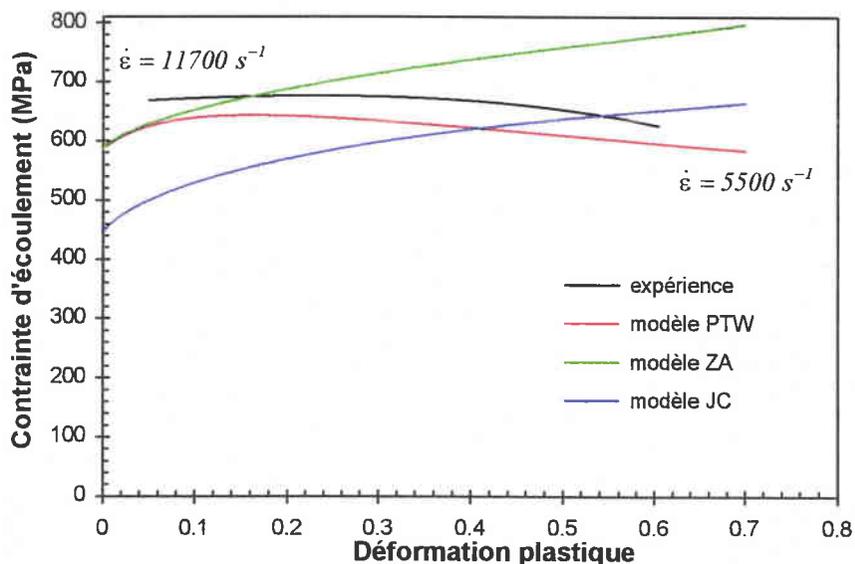


Figure IV.31 - Expansion de sphère sur tantale - Tir 107.
Courbes contrainte-déformation expérimentale et calculées.

Comme prévu, la contrainte d'écoulement déterminée par l'expérience est supérieure aux valeurs données par les trois modèles, tout du moins en début d'essai. Le modèle JC restitue encore une fois de façon médiocre la contrainte aux faibles déformations plastiques. Cette loi empirique montre ici ses limites et doit être écartée pour une utilisation hors de son domaine d'identification. La comparaison entre les modèles ZA et PTW est plus intéressante. Ces deux lois déterminent une limite d'élasticité identique aux grandes vitesses de déformation. Ensuite et très rapidement ($\epsilon^p = 0.1$), la fonction d'écrouissage du modèle ZA impose une augmentation croissante de la contrainte d'écoulement, que n'arrivent pas à compenser l'augmentation de température et (dans le cas de nos essais) la diminution de la vitesse de déformation. Par contre, la loi PTW prévoit une saturation rapide de la contrainte qui décroît alors sous l'action conjuguée de la température et de la vitesse de déformation. L'allure de la courbe expérimentale de la figure IV.31, malgré le léger décalage initial de la contrainte, valide l'approche du modèle PTW par rapport au modèle ZA dont le calcul s'écarte continûment de l'expérience. L'intérêt de l'expansion de sphère apparaît à cet instant. En effet, les grandes déformations qu'elle génère permet de discriminer les deux lois de comportement et de mettre en lumière leurs avantages ou carences respectifs. A ce niveau, la différence entre les deux lois est fondamentale puisque d'un côté, le matériau continue à s'écrouir (ZA), tandis que de l'autre, il s'adoucit (PTW).

Notre technique expérimentale permet de trancher entre ces deux types de modélisation et de confirmer qu'une formulation analytique sensée restituer le comportement mécanique des matériaux aux grandes déformations et grandes vitesses de déformations se doit de prendre en compte la saturation de la contrainte.

Nous venons d'analyser les capacités prédictives et la robustesse des modèles sous fortes sollicitations dynamiques générant des grandes déformations, mais également un état de contrainte « propre ». Qu'en est il sous chargement plus complexe ? Les essais de Taylor présentés au paragraphe suivant permettent de donner des éléments de réponse.

II.2.2 - Simulations des essais de Taylor

Mises à part les vitesses de lancement, nous utilisons des conditions de calcul identiques aux simulations effectuées sur acier Mars 190 (cf. §I.2.2).

Les isovaleurs de déformations plastiques associées à une vitesse d'impact de 159.5 m.s^{-1} pour un échantillon de 8 mm de diamètre et de 20 mm de longueur et modélisé à partir du modèle PTW sont présentées dans la figure suivante.

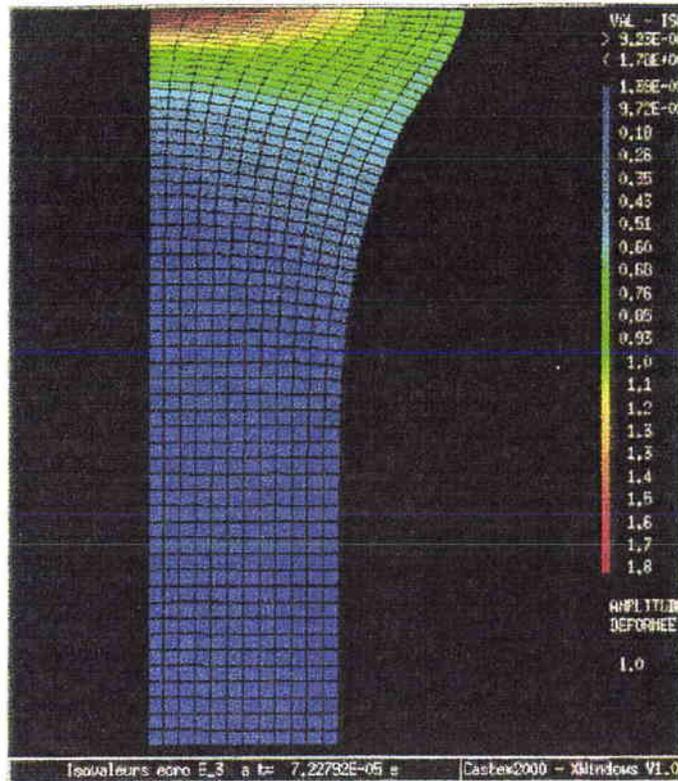


Figure IV.32 - Essais de Taylor sur tantale - Echantillon $\phi 8H20\text{ mm}$, $V = 159.5\text{ m.s}^{-1}$.
Isovaleurs de déformation plastique.

Au centre de la face d'impact, les déformation plastiques sont de l'ordre de 1.8 , et d'environ 0.6 sur son bord extérieur.

Nous comparons les déformées finales des échantillons avec le profil calculé par simulation à l'aide des trois lois de comportement (Fig. IV.33 et IV.34).

La corrélation expérience/calcul est ici relativement moyenne, en particulier sur l'essai à 159.5 m.s^{-1} . Parmi les trois formalismes, le modèle PTW donne tout de même les résultats les plus proches des profils expérimentaux. Dans l'ensemble, la simulation des essais par les trois modèles répartit la déformation plastique sur une zone plus étendue à l'intérieur de l'échantillon que ne le donne l'expérience. Il en résulte pour les trois lois une surestimation de la variation de longueur finale et a contrario une sous-estimation du rayon final au niveau de la face d'impact.

Nous pouvons interpréter ces résultats à partir de deux constatations faites précédemment. Nous avons vu d'une part que ces essais de Taylor génèrent des mécanismes de déformation par maclage pouvant contribuer à durcir le matériau au niveau de la zone de présence des macles, c'est à dire précisément là où les modèles surévaluent la déformation plastique. D'autre part, nous savons d'après le chapitre II que le tantale présente des comportements en compression, traction et torsion non représentatif par un critère

d'écoulement isotrope de type Tresca ou Von Mises. Or la plupart des codes de calcul numérique, et notamment PLEXUS, utilisent ce type de critère. Ces deux remarques permettent d'expliquer en partie les résultats obtenus.

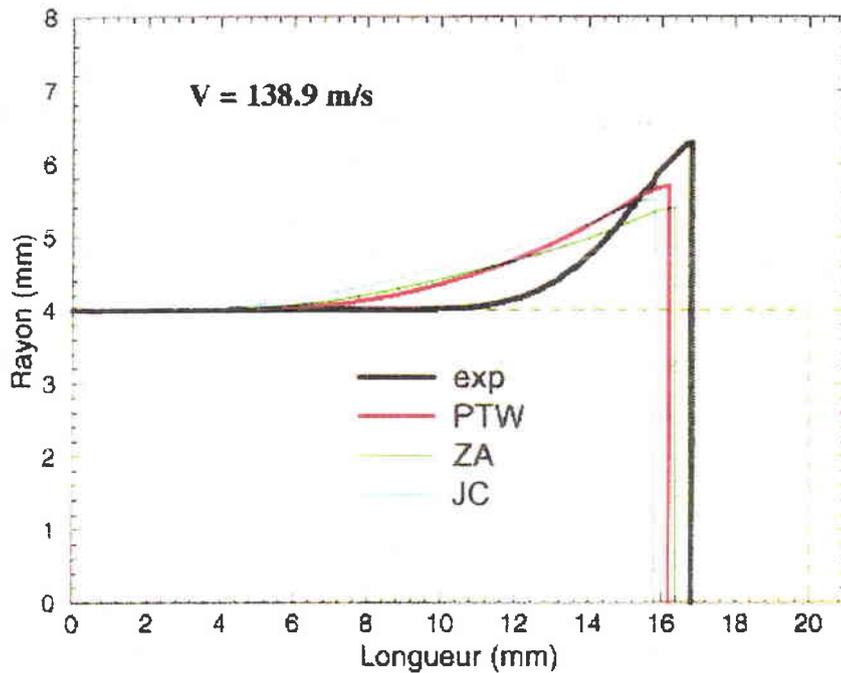


Figure IV.33 - Essais de Taylor sur tantale - $\phi 8H20$ mm, $V = 138.9$ m.s⁻¹.
Comparaisons expériences/calculs.

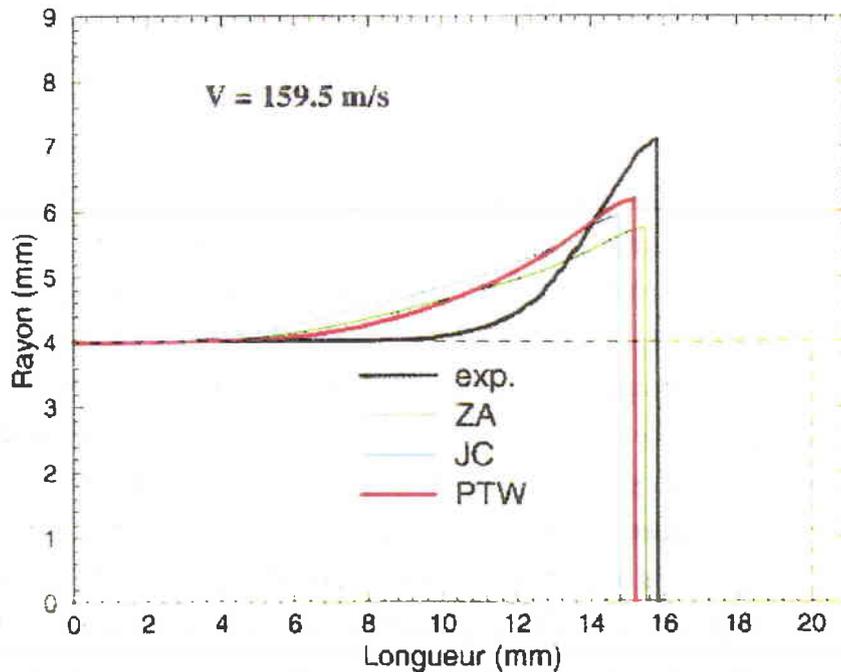


Figure IV.34 - Essais de Taylor sur tantale - $\phi 8H16$ mm, $V = 159.5$ m.s⁻¹.
Comparaisons expériences/calculs.

En marge de ces explications, nous mettons ici en évidence une des limites de la validation des lois de comportement par les essais de Taylor : la difficulté d'interprétation des données à partir de la seule mesure du profil final de l'échantillon. En effet, si cet essai permet de comparer les modèles entre eux et d'évaluer leur robustesse vis à vis de l'expérience, il nous donne aucun renseignement sur l'évolution des grandeurs rhéologiques au cours du temps. Lorsque les résultats ne sont pas en accord avec l'expérience, il est alors très difficile d'évaluer quels sont les paramètres défailants dans les différents modèles.

II.3 - Conclusion

L'évaluation des lois de comportement restituant le comportement mécanique du tantale aux grandes vitesses de déformation et grandes déformations a été effectuée en trois temps.

Dans un premier temps, la simulation des essais d'expansion d'anneaux nous a permis d'évaluer la réponse donnée par nos lois de comportement à des vitesses de déformation de l'ordre de $10^4 s^{-1}$. Nous avons pu ainsi écarter le modèle de Johnson-Cook, qui pour ces vitesses de sollicitation, prévoit une limite d'élasticité et une contrainte d'écoulement nettement inférieure à la réalité, contrairement aux formalismes de Preston-Tonks-Wallace et Zerilli-Armstrong. Cependant compte tenu des niveaux de déformations obtenues par ce type d'expérimentation ($\varepsilon^p \sim 0.3$), il n'a pas été possible de différencier nettement ces deux derniers modèles. La nécessité d'une expérience permettant d'atteindre les grandes déformations s'est donc clairement imposée.

Dans un deuxième temps, nous avons donc appliqué au tantale l'essai d'expansion de sphère mis au point dans le cadre plus général de ce travail. L'expérience a ainsi permis de solliciter le matériau à des vitesses de $10^4 s^{-1}$, pour des déformations plastiques homogènes de l'ordre de 0.7.

Les simulations numériques ont montré les capacités discriminantes de cette nouvelle technique vis à vis des lois de comportement. Nous avons vu néanmoins que le signal de vitesse n'est pas forcément la grandeur la plus adaptée pour valider ces différentes lois. En effet seule la contrainte, évaluée à partir du calcul de la dérivée première de la vitesse, c'est à dire l'accélération, fournit les informations permettant de faire un choix. En résumé, la vitesse donne une indication sur le niveau moyen de la contrainte tandis que l'accélération fournit l'allure de la courbe contrainte-déformation. Ainsi, dans le cas du tantale, il est possible d'observer des phénomènes caractéristiques du comportement de ce matériau, tels que l'écrouissage, l'adoucissement thermique et enfin la saturation de la contrainte. A travers

l'analyse de l'allure des courbes contrainte-déformation, nous avons montré que **le modèle PTW**, qui prend en compte les phénomènes précédents **est parfaitement adapté à la restitution du comportement du tantale sous sollicitations dynamiques et en grandes déformations**, contrairement au modèle ZA.

Enfin, l'interprétation correcte des essais nécessite un minimum de connaissance des caractéristiques mécaniques du matériau testé ainsi que de la provenance des coefficients des lois de comportement. En effet, en première analyse sur les courbes de vitesse, nous aurions pu penser que le modèle ZA restitue au mieux l'expérience. La mesure de dureté initiale sur les sphères et l'analyse de la courbe contrainte-déformation expérimentale a pu nous démontrer le contraire.

La dernière étape consiste à évaluer les modèles sous chargement complexe et non homogène à l'aide des essais de Taylor. Les analyses métallurgiques des échantillons après essais ont fait apparaître un nouveau mécanisme de déformation : le maclage. Il est difficile d'évaluer l'influence réelle de ce phénomène sur la déformée finale de l'échantillon. Cependant, les lois de comportement testées ne prenant pas en compte ce mécanisme restituent de façon relativement médiocre le profil après essai. Ces résultats peuvent être expliqués également par le comportement particulier du tantale qui, comme nous l'avons vu, ne respecte pas le critère de plasticité isotrope de type Von Mises, utilisé dans nos calculs.

CONCLUSION

Les corrélations expériences/calculs effectuées dans ce chapitre ont permis d'évaluer les modèles de comportement de Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook dans des conditions de chargement situées hors de leur domaine d'identification.

La validation numérique des modèles associés au comportement de l'acier Mars 190 a montré une très bonne corrélation entre l'expérience et le calcul, dans tout le domaine de sollicitation étudié, et notamment en grandes déformations, soit $\mathcal{E}^p \approx 0.3$ pour ce matériau. Ce résultat tient principalement à l'identification des coefficients associés aux modèles, qui ont été déterminés à partir d'essais de caractérisation montrant une saturation de la contrainte. Dans ce cas, la spécificité du modèle PTW par rapport aux modèles ZA et JC s'avère moins marquée. Ces trois lois donnent alors des résultats corrects et quasi identiques même hors de leur domaine d'identification. Cela démontre la nécessité d'identifier si possible les lois de comportement à l'aide d'essais mécaniques présentant une saturation de la contrainte. Les capacités prédictives des modèles n'en seront que renforcées. De plus, les comparaisons calculs/expériences sur les essais de Taylor confirment la représentativité du comportement mécanique de l'acier Mars 190 par une loi scalaire associée à un critère de plasticité isotrope.

Dans le cas du tantale, l'essai d'expansion de sphère a permis d'établir une discrimination très nette entre les lois de comportement. Le modèle PTW respecte l'allure générale de la courbe contrainte-déformation en restituant l'adoucissement du matériau aux grandes déformations, contrairement aux deux autres formalismes qui prévoient une consolidation continue avec la déformation. En résumé, l'application au tantale des essais de validation a permis de montrer que les modèles de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong, qui donnent des résultats satisfaisants dans leur domaine d'identification, sont mal adaptés à l'extrapolation aux grandes déformations. Seul un modèle de type PTW, prenant en compte une saturation de la contrainte, sera à même d'extrapoler avec une certaine confiance le comportement dans ce domaine de sollicitation.

Enfin, les validations sur essais de Taylor montrent la nécessité de développer pour ce matériau des lois de comportement prenant en compte différents mécanismes de déformation (maclage...) et associées à des critères d'écoulement anisotropes ou mieux, des lois tensorielles afin de restituer son comportement sous tout type de chargement.

Pour terminer et dans les deux cas, les problèmes rencontrés sur le matériau constitutif des hémisphères (caractéristiques mécaniques, présence de défauts...) révèlent l'importance de la mise en oeuvre et de l'approvisionnement du matériau dont on veut modéliser le comportement. Il est en effet très important de posséder un matériau dont les caractéristiques

mécaniques restent invariantes quel que soit sa provenance (épaisseur de la plaque de prélèvement, méthode d'usinage et de mise en forme des pièces...) si l'on veut restituer sa réponse à différents types de sollicitations à partir d'une loi de comportement associée à un jeu de coefficient.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif de ce travail consistait à étudier et à modéliser le comportement viscoplastique des matériaux métalliques aux grandes déformations, de l'ordre de l'unité (suivant les matériaux), aux grandes vitesses de déformation, de 10^4 à $10^5 s^{-1}$, pour des températures comprises entre 300 et 1000 K. Pour cela, nous avons défini une méthodologie permettant, pour un matériau donné et a priori inconnu, de proposer une loi de comportement adaptée, de l'identifier et de la valider dans un domaine thermomécanique très large.

Dans un premier temps, l'étude des mécanismes physiques de la viscoplasticité a montré la nécessité de prendre en compte certains mécanismes fondamentaux de la déformation plastique, agissant sur le mouvement, la multiplication ou l'annihilation des dislocations. Nous avons montré notamment que la restitution de la contrainte d'écoulement sous sollicitation dynamique nécessite d'évaluer, en plus de la contrainte thermiquement activée, la contrainte athermique dont les mécanismes associés n'agissent en général qu'aux faibles vitesses de déformation et/ou aux hautes températures. En outre, aux grandes déformations, le comportement des matériaux présente en général une particularité qui se manifeste par la saturation de la contrainte d'écoulement. Une liste non exhaustive des principaux modèles de comportement empiriques, semi-physiques et physiques a alors pu être dressée. L'examen de ces lois a permis d'en extraire une particulièrement bien adaptée à notre problème : le modèle de Preston-Tonks-Wallace (PTW). Ses équations constitutives s'appuient sur des bases physiques et considèrent les mécanismes athermiques, thermiquement activés et de frottement visqueux, comme les principaux responsables de la déformation plastique dans le domaine défini précédemment. De plus, ce modèle restitue le phénomène physique de saturation de la contrainte aux grandes déformations.

L'analyse critique de l'approche proposée par Preston et al. a conduit à la définition d'un programme expérimental rigoureux qui permet, pour un matériau donné, de déterminer tous les coefficients du modèle.

Enfin, cette première partie a montré l'absence d'un moyen expérimental permettant d'atteindre le domaine des grandes déformations homogènes aux grandes vitesses de déformation.

Dans un deuxième temps, nous avons appliqué cette méthodologie à deux matériaux soumis au cours de leur fonctionnement nominal à de fortes sollicitations dynamiques. Il

s'agit de l'acier à blindage Mars 190 et d'un matériau constitutif (entre autres) du revêtement métallique de charges formées : le tantale.

Les essais de caractérisation quasi statiques et dynamiques ont montré des différences de comportement très nettes entre ces deux matériaux.

L'acier Mars 190 présente une faible sensibilité aux effets de la vitesse de déformation. En effet, le passage d'une sollicitation quasi statique à $10^{-4} s^{-1}$ à une sollicitation dynamique à $10^4 s^{-1}$ (essais d'expansion d'anneaux) n'occasionne aucune variation du coefficient d'érouissage, tandis que la contrainte d'écoulement augmente d'environ 25 %. Cependant, l'importante élévation de température induite par cette sollicitation dynamique peut provoquer, pour un fort taux de déformation et en compression, l'endommagement du matériau par localisation de la déformation sous formes de bandes de cisaillement adiabatique. Pour ce matériau et en compression dynamique, la notion de grandes déformations homogènes se limite, au vu de nos résultats, à $\epsilon^p \approx 0.3$. De plus, si cet acier s'écrouit fortement au début du processus de déformation plastique, il tend rapidement vers un état stable où la contrainte d'écoulement sature. Cette saturation a pu être observée sur l'ensemble des essais au delà d'une déformation plastique de 0.1. Nous avons également mis en évidence, pour des températures supérieures à 773 K, l'apparition de mécanismes de diffusion qui font chuter la contrainte d'écoulement. Enfin, l'étude de l'influence du mode de sollicitation (traction, torsion, compression) a montré qu'à température et à vitesse de déformation données, l'acier Mars 190 respecte sensiblement un critère de plasticité isotrope de type Von Mises ou Tresca.

Le comportement mécanique du tantale est radicalement différent. En effet, sa limite d'élasticité et son taux d'érouissage s'avèrent très sensibles aux effets conjugués de la température et de la vitesse de déformation. Les mécanismes thermiquement activés sont prépondérants dans ce cas et semblent agir dans tout le domaine de vitesse de déformation étudié, qui s'étend de 10^{-4} à $10^4 s^{-1}$. Sous sollicitation quasi statique, nous n'avons pas observé de saturation de la contrainte. Elle est néanmoins approchée sous sollicitation dynamique, du fait de la diminution du coefficient d'érouissage avec la vitesse de déformation. Enfin, suivant le mode de sollicitation appliqué, ce matériau présente des taux de consolidation différents que retranscrit mal une loi de comportement scalaire associée à un critère de plasticité isotrope.

Notons également qu'aucune transition dans le comportement vers des mécanismes de frottement visqueux n'a été détectée jusqu'à $10^4 s^{-1}$, et ce pour les deux matériaux.

Nous avons ensuite déterminé à l'aide des essais de compression ($\epsilon^p \leq 0.25$) les coefficients de trois lois de comportement pour l'acier Mars 190 et le tantale : les modèles de Johnson-Cook, de Zerilli-Armstrong et bien entendu de Preston-Tonks-Wallace. Le premier modèle cité est un formalisme purement empirique, tandis que le second se classe dans la même catégorie que le modèle de Preston et al., c'est à dire parmi les lois semi-physiques. Deux différences majeures existent toutefois entre ces deux lois. D'une part la loi de Preston et al. propose une modélisation de la contrainte aux très grandes vitesses de déformation (mécanismes de frottement visqueux) et d'autre part sa fonction d'écrouissage prend en compte la saturation de la contrainte aux grandes déformations.

Le comportement particulier de l'acier Mars 190 conduit à de faibles différences entre la restitution des courbes expérimentales données par les trois modèles. L'estimateur utilisé pour l'optimisation des coefficients montre néanmoins que la loi de Preston et al., grâce à son estimation de la contrainte de saturation, restitue mieux les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne le tantale, sa plus forte sensibilité à la vitesse de déformation permet d'accentuer les différences entre les trois modèles. A ce niveau, le modèle de Johnson-Cook montre ses limites en sous-estimant fortement la limite d'élasticité sous sollicitations dynamiques. Quant aux deux autres formalismes, les différences sont également faibles, avec un avantage pour le modèle de Preston et al., qui retranscrit correctement la diminution du coefficient d'écrouissage avec la vitesse de déformation, contrairement au modèle de Zerilli-Armstrong pour lequel cette évolution n'est pas prise en compte. Enfin, nous vérifions que l'extrapolation de ces deux modèles aux grandes déformations conduit à des écarts très importants sur la contrainte d'écoulement. Seule une technique expérimentale capable d'atteindre les grandes déformations aux grandes vitesses de déformation tout en ayant accès aux grandeurs rhéologiques permettra de vérifier ce résultat et ainsi de discriminer les deux modèles.

Dans un troisième temps, nous avons donc conçu et développé un dispositif expérimental capable d'atteindre le domaine d'étude visé : l'essai d'expansion de sphère.

Le principe s'inspire du test d'expansion d'anneaux : il s'agit d'imposer une expansion radiale libre à une enveloppe sphérique mince au moyen d'une onde de choc générée par un explosif. La pression étant de faible amplitude, son influence sur le comportement du matériau sera négligée. Le dimensionnement en géométrie hémisphérique a été effectué à l'aide de simulations numériques bidimensionnelles. A partir d'une mesure de vitesse d'expansion radiale par Interférométrie Doppler Laser (I.D.L.), nous pouvons déterminer, via les équations

du mouvement, les contraintes, déformations et vitesses de déformation appliquées à l'enveloppe sphérique au cours du temps. Une caméra ultra rapide filme également l'ensemble du phénomène durant toute la phase d'expansion. Deux premiers essais de qualification sur du cuivre ont permis de valider le principe de l'essai et d'atteindre des vitesses de déformation de $10^4 s^{-1}$, pour des déformations plastiques homogènes de l'ordre de 0.9.

Dans un quatrième et dernier temps, nous avons testé les modèles hors de leur domaine d'identification. Cette validation est effectuée par confrontations expériences/calculs, à l'aide d'essais de validation dont l'essai d'expansion de sphère et l'essai de Taylor. Les résultats obtenus sont venus confirmer certaines conclusions développées au chapitre II.

En ce qui concerne l'acier Mars 190, les trois modèles restituent de façon identique les données expérimentales, avec une très bonne corrélation expériences/calculs dans tout le domaine de sollicitation étudié. Ce résultat tient d'une part au fait que l'acier Mars 190 est peu sensible à la vitesse de déformation et d'autre part à la détermination des coefficients associés aux modèles. Celle ci a en effet été réalisée à partir d'essais mettant en évidence la saturation de la contrainte. Ces deux points caractéristiques permettent de minimiser les spécificités des différentes lois de comportement, notamment pour la restitution de la saturation. De plus, les simulations sur essais de Taylor confirment que des lois scalaires associées au critère de plasticité de Von Mises sont bien adaptées à la modélisation du comportement mécanique de ce matériau.

Les modèles de comportement de Johnson-Cook, de Zerilli-Armstrong et de Preston-Tonks-Wallace (avec leur jeu de coefficients) optimisés et validés dans le cadre de ce travail, permettent de prévoir la réponse plastique de l'acier Mars 190 dans un domaine de vitesse de déformation situé entre 10^4 et $10^4 s^{-1}$, pour des déformations plastiques homogènes de 0 à 0.3 et des températures situées entre 293 et 673 K.

Dans le cas du tantale, seuls les essais d'expansion de sphère ont permis de discriminer très clairement les trois modèles, grâce à l'allure générale de la courbe contrainte-déformation déterminée à partir du signal de vitesse. Nous avons écarté d'emblée le formalisme empirique de Johnson-Cook qui retranscrit mal la forte sensibilité à la vitesse de déformation du tantale. Si la réponse donnée par les modèles de Zerilli-Armstrong et de Preston et al. reste assez similaire jusqu'à $\varepsilon^p \sim 0.2$, au delà de cette valeur et jusqu'à la fin de l'expérience soit pour $\varepsilon^p = 0.7$, ces deux lois divergent fondamentalement. Le modèle de Zerilli prévoit une consolidation continue du tantale avec l'augmentation de la déformation plastique. A contrario, le modèle de Preston-Tonks-Wallace fait saturer dans un premier temps la contrainte, qui diminue ensuite sous l'effet conjugué de l'élévation de température et de la

diminution de la vitesse de déformation. D'un côté nous avons un matériau qui se consolide et de l'autre un matériau qui s'adoucit. A travers l'allure générale de la courbe de contrainte expérimentale, **l'essai d'expansion de sphère sur tantale a permis de valider le formalisme de Preston et al. dans le domaine des grandes déformations aux grandes vitesses de déformation.**

Enfin les essais de Taylor ont permis de mettre en évidence un nouveau mécanisme de déformation : le maclage. Ce mécanisme, associé au comportement « anisotrope » du tantale au sens du critère de Von Mises, conduit à des corrélations expériences/calculs relativement moyennes sur ces essais. Cela confirme que ce type de critère n'est pas adapté à la restitution du comportement mécanique du tantale sous chargement multiaxial.

Pour terminer, les problèmes liés à la mise en oeuvre des pièces hémisphériques (usinage, mise en forme...) ont montré les difficultés d'obtenir un matériau strictement identique du point de vue de ses caractéristiques mécaniques à celui utilisé lors des essais de caractérisation. Ce problème de représentativité des matériaux de simulation par rapport aux matériaux de caractérisation apparaît crucial si l'on veut modéliser le comportement mécanique d'un matériau donné quel que soit sa géométrie ou son mode d'élaboration à partir d'une loi de comportement associée à un jeu de coefficient.

Au cours de ce travail, différents points abordés méritent d'être approfondis par la suite, tant au niveau de la modélisation du comportement qu'au niveau des techniques expérimentales.

Nous avons observé, en compression dynamique, l'endommagement de l'acier Mars 190 par bandes de cisaillement adiabatique. Ces bandes se présentent sous la forme de déformation localisée de cisaillement plastique intense. Le modèle de Preston-Tonks-Wallace, de par sa capacité à restituer le comportement aux grandes déformations (saturation et adoucissement thermique) peut permettre, via un couplage avec un modèle d'endommagement, de modéliser ce type de phénomène.

En ce qui concerne le tantale, son comportement est notablement influencé par le type de chargement qui lui est appliqué. L'association de lois scalaires de type Preston et al. avec un critère de plasticité anisotrope voire le développement de lois de comportement tensorielles semble une nécessité pour restituer correctement le comportement de ce matériau sous chargement multiaxial. De plus, nous avons observé l'apparition d'un mécanisme de déformation par maclage lors des test de Taylor sur ce matériau. Ce mécanisme est souvent associé dans la littérature à l'influence de la pression de choc. Sa prise en compte via un

paramètre représentatif de la pression de choc pourrait constituer une extension originale du modèle de Preston et al.

Du point de vue expérimental, nous avons vu les capacités discriminantes de l'essai d'expansion de sphère vis à vis des différents modèles de comportement. Les divergences entre les modèles sont mises en évidence sur la courbe d'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation. Or la détermination de cette grandeur est directement liée au calcul de l'accélération par dérivation du signal de vitesse mesuré. Une mesure directe de l'accélération de la sphère diminuerait considérablement les incertitudes sur la détermination de la contrainte. Dans ce cas, l'expérience ne serait plus simplement dédiée à la validation des modèles, mais également à l'identification de leurs coefficients. Une contrainte de saturation pourrait notamment être évaluée avec précision à l'aide de cette technique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques du chapitre I

- [1.1] **FRANCOIS D., PINEAU A., ZAOUI A.**
 « *Comportement Mécanique des Matériaux - Elasticité et Plasticité* »
 HERMES, 1991.
- [1.2] **DORLOT J.M., BAÏLON J.P., MASOUNAVE J.**
 « *Des matériaux* »
 Editions de l'Ecole Polytechnique de Montréal, 1986.
- [1.3] **OROWAN E.**
 Proc. Phys. Soc. (London), 52, 8, 1940.
- [1.4] **BENARD J., MICHEL A., PHILIBERT J., TALBOT J.**
 « *Métallurgie Générale* »
 2ème Edition, MASSON, pp. 119-120, 1984.
- [1.5] **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, pp. 907-919, 1997.
- [1.6] **MEYERS M.A.**
 « *Plastic Deformation at High Strain Rates* »
 Dynamic Behavior of Materials, Wiley-Interscience, pp. 347-349, 1994.
- [1.7] **FOLLANSBEE P.S., KOCKS U.S.**
 « *A Constitutive Description of Copper Based on the Use of the Mechanical Threshold Stress as an Internal State Variable* »
 Acta Metall., Vol. 36, n°1, pp. 81-93, 1988.
- [1.8] **CHEN S.R., GRAY III G.T.**
 « *Constitutive Behavior of Tantalum and Tantalum-Tungsten Alloys* »
 Metallurgical and Materials Transactions A, Volume 27a, pp. 2994-3006, October 1996.
- [1.9] **KOCKS U.F., ARGON A.S., ASHBY M.F.**
 « *Thermodynamics and Kinetics of slip* »
 Prog. Mat. Sci., vol. 19, Pergamon Press, New York, 1975.
- [1.10] **EL-MAGD E.**
 « *Mechanical Properties at High Strain Rates* »
 J. de Physique IV, C8, suppl. au J. de Phys. III, Vol. 4, pp. 149-170, Sept. 1994.
- [1.11] **CHIEM C.Y.**
 « *Material Deformation at High Strain Rates* »
 Shock waves and high strain rate phenomena in materials, pp. 69-85, 1992.
- [1.12] **KOCKS U.F.**
 « *Strain Hardening and Strain Rate Hardening* »
 ASTM Symp. on Mech. Testing for Deformation Model Development, Bal Harbor, Florida, November 12-13, 1980.
- [1.13] **HOCKETT J.E., SHERBY O.D.**
 « *Large Strain Deformation of Polycrystalline Metals at Low Homologous Temperatures* »
 J. Mech. Phys. Solids, Vol. 23, pp. 87-98, 1975.

- [I.14] **WANG B, BOEHLER J.P.**
 « *Some General Characteristics of the Stress-Strain Relation of Polycrystalline Metals* »
 J. Mech. Phys. Solids, Vol. 44, N° 12, pp. 2103-2111, 1996.
- [I.15] **SAMANTA S.K.**
 « *Dynamic Deformation of Aluminium and Copper at Elevated Temperatures* »
 J. Mech. Phys. Solids, Vol. 19, pp. 117-135, 1975.
- [I.16] **BUY F.**
 « *Etude expérimentale et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire du chargement* »
 Thèse de Doctorat de l'Université de Metz, Novembre 1996.
- [I.17] **HASHMI M.S.J., HAMOUDA A.M.S.**
 « *Development of a One-dimensional constitutive Equation for Metals Subjected to High Strain Rate and Large Strain* »
 J. of Strain Analysis, Vol. 29 N°2, pp. 117-127, 1994.
- [I.18] **VECCHIO K.S.**
 « *High-Strain, High-Strain-Rate Deformation of Tantalum and Tantalum-Tungsten alloys* »
 J. de Physique IV, C8, suppl. au J. de Physique III, Vol. 4, pp. 301-306, Septembre 1994.
- [I.19] **JOHNSON G.R.**
 « *Dynamic Analysis of a Torsion Test Specimen Including Heat Conduction and Plastic Flow* »
 J. of Eng. Mat. and Technology, Trans. of ASME, Vol. 103, pp. 201-206, July 1981.
- [I.20] **JOHNSON G.R., HOEGFELDT J.M., LINDHOLM U.S., NAGY A.**
 « *Response of Various Metals to Large Torsional Strains Over a Large Range of Strain Rates - Part I : Ductile Metals* »
 J. of Eng. Mat. and Technology, Trans. of ASME, Vol. 105, pp. 44-47, January 1983.
- [I.21] **MEYERS M.A., MEYER M.W., BEATTY J., ANDRADE U., VECCHIO K.S., CHOKSHI**
 « *High Strain, High Strain Rate Deformation of Copper* »
 Shock Wave and High Strain Rate Phenomena in Materials, pp. 69-85, 1992.
- [I.22] **STEINBERG D.J., COCHRAN S.G., GUINAN M.W.**
 « *A Constitutive Model for Metals Applicable at High Strain Rate* »
 J. of Applied Phys., 51 (3), pp. 1498-1504, March 1980.
- [I.23] **MONTOYA D., NAULIN G., ANSART J.P.**
 « *Comportement Dynamique d'une nuance de Beryllium* »
 J. de Physique IV, C3, suppl. au J. de Phys. III, Vol. 1, pp. 27-34, Oct. 1991.
- [I.24] **MONTOYA D.**
 « *Comportement Elastoplastique d'une Nuance de Béryllium* »
 Thèse de Doctorat de l'Université de Paris XIII, Déc. 1991.
- [I.25] **REGAZZONI G.**
 « *Comportement et ductilité du cuivre et du tantale purs dans le domaine de vitesse de déformation : $10^4 - 3.10^3 s^{-1}$* »
 Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 205.142, 1983.
- [I.26] **HOGGE K.G., MUKHERJEE A.K.**
 « *The Temperature and Strain Rate Dependence of the Flow Stress of Tantalum* »
 J. of Materials Science, 12, pp. 1666-1672, 1977.
- [I.27] **STEINBERG D.J., LUND C.M.**
 « *A Constitutive Model for Strain Rates from 10^4 to $10^6 s^{-1}$* »
 J. of Appl. Phys., 65 (4), pp. 1528-1533, February 1989.

- [I.28] **JOHNSON G.R., COOK W.H.**
« *A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures* »
7th International Symp. on Ballistics Proceedings, The Hague, pp. 541-547, April 1983.
- [I.29] **JOHNSON G.R., COOK W.H.**
« *Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strains, Strain Rates, Temperatures and Pressures* »
Engineering Fracture Mechanics, Vol. 21, n° 1, pp. 31-48, 1985.
- [I.30] **HOLMQUIST T.J., JOHNSON G.R.**
« *Determination of Constants and Comparison of Results for Various Constitutive Models* »
J. de Physique IV, C3, suppl. au J. de Physique III, Vol. 1, pp. 853-860, Oct. 1991.
- [I.31] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**
« *Dislocation Mechanics Based Constitutive Relations for Materials Dynamics Calculations* »
J. Applied Phys., 61 (5), pp. 1816-1825, March 1987.
- [I.32] **NOBLE J.P., HARDING J.**
« *An Evaluation of Constitutive Relations for High-Rate Material Behaviour Using the Tensile Hopkinson-Bar* »
J. de Physique IV, C8, Suppl. au J. de Physique III, Vol. 4, pp. 477-482, Sept. 1994.
- [I.33] **ARMSTRONG R.W., ZERILLI F.J.**
« *Dislocation Mechanics Based Analysis of Material Dynamics Behavior* »
J. de Physique, C3, Suppl. au n° 9, Tome 49, pp. 529-534, Sept. 1988.
- [I.34] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**
« *Dislocation-mechanics-based constitutive relations for materials dynamics modelling : slip and deformation twinning in iron* »
Shock waves in condensed matter, pp. 273-276, 1987.
- [I.35] **HOLT W.H., MOCK JR W., CLARK J.B., ZERILLI F.J.**
« *Impact deformation of commercially-pure iron* »
46th Annual Meeting of the Aeroballistic Range Association, Minneapolis, Sept. 1995.
- [I.36] **PRESTON D.L., TONKS D.L., WALLACE D.C.**
"PTW Materials Model"
Los Alamos National Laboratory, Rapport interne, 1992.
- [I.37] **HAMMERBERG J.E., PRESTON D.L., WALLACE D.C.**
« *A new model of rate dependent elastic-plastic flow* »
Shock compression of condensed matter, pp. 383-386, 1991.
- [I.38] **VOCE E.**
J. Inst. Met., Vol. 74, pp. 537-562, 1947/1948.
- [I.39] **WALLACE D.C.**
« *Irreversible Thermodynamics of Overdriven Shocks in Solids* »
Physical Review, Vol. 24, n°10, pp. 5597-5606, Nov. 1981.
- [I.40] **WALLACE D.C.**
« *Nature of the Process of Overdriven Shocks in Metals* »
Physical Review, Vol. 24, n°10, pp. 5607-5615, Nov. 1981.
- [I.41] **PRESTON D.L., TONKS D.L., WALLACE D.C.**
« *The Rate Dependence of the Saturation Flow Stress of Cu and 1100 Al* »
Shock Compr. of Condensed Matter, Proc. American Phys. Soc. Top. Conf., Williamsburg, Virginia, pp. 423-426, June 1991.

- [I.42] **MOULIN N.**
Rapport interne CEA, Nov.1994.
- [I.43] **FOLLANSBEE P.S.**
« *High Strain Rate Deformation in FCC Metals and Alloys* »
Sub. to Explomet '85', Int. Conf. on Metall. Appl. of Shock Wave and High Strain Rate Phenomena, Portland, July 28 - August 1, 1985.
- [I.44] **FOLLANSBEE P.S., KOCKS U.F., REGAZZONI G.**
« *The Mechanical Threshold Stress of Dynamically Deformed Copper and Nitronic 40* »
J. de Physique, C5, suppl. au n°8, Tome 46, pp. 25-34, Août 1985.
- [I.45] **KLEPACZKO J.R., ROUXEL A., CHIEM C.Y.**
« *Modélisation des Lois de Comportement basée sur l'Evolution de la Microstructure dans un Large Domaine de Vitesses de Deformation* »
J. de Physique, C5, suppl. au n° 8, tome 46, pp. 57-66, août 1985.
- [I.46] **KLEPACZKO J.R.**
« *Constitutive Modeling in Dynamic Plasticity Based on Physical State Variables - A Review* »
J. de Physique, C3, suppl. au n° 9, tome 49, pp. 553-560, sept. 1988.
- [I.47] **BODNER S.R., PARTOM Y.**
« *A Large Deformation Elastic-Viscoplastic Analysis of a Thick-Walled Spherical Shell* »
J. of Applied Mechanics, Trans. of ASME, vol 39, n°3, pp. 751-777, Sept. 1972.
- [I.48] **BODNER S.R., PARTOM Y.**
« *Constitutive Equations for Elastic-Viscoplastic Strain-Hardening Materials* »
J. of Applied Mechanics, Trans. of ASME, pp. 385-389, June 1975.
- [I.49] **MERZER A., BODNER S.R.**
« *Analytical Formulation of a Rate and Temperature Dependent Stress - Strain Relation* »
J. of Eng. Mat. and Tech., Trans. of ASME, Vol. 101, pp. 254-257, July 1979.
- [I.50] **BURGAHN F., VÖHRINGER O., MACHERAUCH E.**
« *Modeling of Flow Stress in Steels as a Function of Strain Rate and Temperature* »
Shock Wave and High Strain Rate Phenomena in Materials, pp. 171-179, 1992.
- [I.51] **MAKAROV P.V.**
« *Microdynamic Theory of Plasticity and Failure of Structurally Inhomogeneous Media* »
Russian Physics Journal, Vol. 35, n°4, pp. 334-346, April 1992.
- [I.52] **TONG W., CLIFTON R.J., HUANG S.**
« *Pressure-Shear Impact investigation of Strain Rate History effects in Oxygen-Free-High-Conductivity Copper* »
J. Mech. Phys. Solids, Vol. 40, n°6, pp. 1251-1294, 1992.
- [I.53] **HOPKINSON B.**
« *A method of measuring the pressure in the deformation of high explosives by the impact of bullets* »
Philosophical Transaction Royal Society of London, Series A, 213, pp. 437-452, 1914.
- [I.54] **DAVIES R.M.**
« *A critical study of the Hopkinson pressure bar* »
Philosophical Transaction Royal Society of London, Series A, 213, pp. 437-452, 1948.
- [I.55] **KOLSKY H.**
« *An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading* »
Proceedings of the Physical Society, section B, vol. 62, pp. 676-700, 1949.

[I.56] **DORMEVAL R., STELLY M.**

« *Caractérisation mécanique des matériaux aux grandes vitesses de déformation* »
Rapport CEA R-5044, Janvier 1980.

[I.57] **JOHNSON G.R.**

« *Dynamic Analysis of a Torsion Test Specimen Including Heat Conduction and Plastic Flow* »
J. of Engineering Materials and Technology, Trans of ASME Vol. 103, pp. 201-206, July 1981.

[I.58] **JOHNSON G.R., HOEGFELDT J.M., LINDHOLM U.S., NAGY A.**

« *Response of Various Metals to Large Torsional Strains Over a Large Range of Strain Rates - Part 1 : Ductile Metals* »
J. of Engineering Materials and Technology, Trans. of ASME, Vol. 105, pp. 42-47, January 1983.

[I.59] **JOHNSON G.R., HOEGFELDT J.M., LINDHOLM U.S., NAGY A.**

« *Response of Various Metals to Large Torsional Strains Over a Large Range of Strain Rates - Part 2 : Less Ductile Metals* »
J. of Engineering Materials and Technology, Trans. of ASME, Vol. 105, pp. 48-53, January 1983.

[I.60] **GILAT A., WU X.**

« *Elevated Temperature Testing with the Torsional Split Hopkinson Bar* »
Experimental Mechanics, pp. 166-170, June 1994.

[I.61] **ALBERTINI C., MONTAGNANI M., ZYCKOWSKI M., LACZEK L.**

« *Optimal design of a specimen for pure double shear tests* »
Int. J. Mech. Sci., Vol. 32, No 9, pp. 729-741, 1990.

[I.62] **ALBERTINI C., GRIFFITHS L.J., MONTAGNANI M., RODIS A., MARIOTTI P., PALUFFI A., PAZIENZA G.**

« *Material characterization by an innovative biaxial shear experiment at very large strains and at very high strain rate* »
J. Phys. IV, Colloque C3, Suppl. J. de Phys. III, Vol. 1, pp. 435-440, Oct. 1991.

[I.63] **ALBERTINI C., MONTAGNANI M., PIZZINATO E.V., RODIS A., BERLENGHI S., BERRINI G., PAZIENZA G., PALUFFI A.**

« *Mechanical properties in shear at very high strain rate of AISI 316 stainless steel and of a pure iron. Comparison with tensile properties* »
Shock wave and high strain rate phenomena in materials, pp. 681-691, 1992.

[I.64] **KLEPACZKO J.R.**

« *An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates. The case of a mild steel* »
Int. J. Impact Engng., Vol. 15, No 1, pp. 25-39, 1994.

[I.65] **KLEPACZKO J.R.**

« *Plastic shearing at high and very high strain rates* »
J. Phys. IV, Colloque C8, Suppl. J. de Phys. III, Vol. 4, pp. 35-40, Sept. 1994.

[I.66] **GARY G., NOWACKI W.K.**

« *Essai de cisaillement plan appliqué à des tôles minces* »
J. Phys. IV, Colloque C8, Suppl. J. de Phys. III, Vol. 4, pp. 65-70, Sept. 1994.

[I.67] **CLIFTON R.J.**

« *Dynamic Plasticity* »
Journal of Applied Mechanics, Vol. 50, pp. 941-952, December 1983.

[I.68] **GRADY D.E., BENSON D.A.**

« *Fragmentation of Metal Rings by Electromagnetic Loading* »
Experimental Mechanics, pp. 393-400, December 1983.

[I.69] GOURDIN W.H.

« *Analysis and assessment of electromagnetic ring expansion as high strain rate* »
J. Appl. Phys., 65 (2), pp. 411-422, January 1989.

[I.70] WARNES R.H., DUFFEY T.A., KARPP R.R., CARDEN A.E.

« *An improved technique for determining material properties using the expanding ring* »
Shock Waves and High Strain Rate Phenomena in Metals, Ed. Meyers and Le Murr, pp. 23-36, 1981.

[I.71] DUJARDIN S.

« *Etude du comportement dynamique du cuivre soumis à une onde de choc* »
Thèse de doctorat R123/88, ISL, Décembre 1988.

[I.72] GOUBOT N.

« *Application du test d'expansion d'anneau à l'étude du comportement dynamique du cuivre* »
Thèse de l'INPG et de l'ENS des Mines de Saint-Etienne, pp. 55-83, 04/1994.

[I.73] LLORCA F., JUANICOTENA A.

« *Expanding ring test : Numerical simulation - Application to the analysis of experimental data* »
J. Phys. IV France 7, Colloque C3, Suppl. J. de Phys. III d'août 97, pp. 235-240, Sept. 1997.

[I.74] JUANICOTENA A., LLORCA F.

« *Contribution du test d'expansion d'anneaux à l'étude de différentes lois de comportement élastoplastique dans le domaine des grandes vitesses de déformation. Application au cuivre et à l'acier Mars 190* »
J. Phys. IV France 7, Colloque C3, Suppl. J. de Phys. III d'août 97, pp. 541-546, Sept. 1997.

[I.75] TAYLOR G.I.

« *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress I. Theoretical considerations* »
Proc. Roy. Soc. London. Series A, 194, 289, 1948.

[I.76] HUTCHINGS I.M.

« *Estimation of yield stress in polymers at high strain rates using G.I. Taylor's impact technique* »
J. Mech. Phys. Solids, Vol. 26, pp. 289-301, 1979.

[I.77] ERLICH D.C., CHARTAGNAC P.

« *Determination of dynamic flow curve of metals at ambient and elevated temperatures by rod impact techniques* »
J. Phys, Colloque C5, Suppl. au n°8, Tome 46, pp. 455-462, août 1985.

[I.78] COUQUE H.

« *Conditions for shear band formation in tungsten alloys* »
J. Phys. IV France 7, Colloque C3, Suppl. J. de Phys. III d'août 97, pp. 403-408, Sept. 1997.

Références bibliographiques du chapitre II

[II.1] Note interne CEA, Juin 94.

[II.2] DORLOT J.M., BAÏLON J.P., MASOUNAVE J.

« *Des matériaux* »
Editions de l'Ecole Polytechnique de Montréal, 1986.

[II.3] THOMAS B., GUTTMANN M.

« *Transformations et structures* »
Le livre de l'Acier, Ed. Scientifiques, Ch.6, pp. 93-166, 1994.

[II.4] GAILLY B.

« *Etude du comportement dynamique et de la rupture de trois aciers à blindage* »

Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, ETBS/CT 97 NT006/NP, décembre 1996.

[II.5] DOUBAX F.

« *Caractérisation et modélisation de la transformation polymorphique et de l'endommagement dynamique de l'acier Mars* »

Thèse de l'Université Paul Sabatier, n° 1205, Juin 1992.

[II.6] NAHME H., LACH E.

« *Dynamic behavior of high strength armor steel* »

J. Phys. IV, France 7, Colloque C3, Suppl. au J. de Phys. III, pp. 373-379, Septembre 1997.

[II.7] ANSART J.P., DORMEVAL R.

« *Caractérisation mécanique de 10 nuances d'acier et d'un alliage de titane par essais de compression dynamique et essais d'impact* »

Rapport interne CEA, Juin 1984.

[II.8] FARRE J.

« *Caractérisation d'un acier 30 NCDV 14 issu d'une enceinte de confinement* »

Rapport interne CEA, 1996.

[II.9] MEUNIER Y., SANGOY L., PONT G.

« *Etude du comportement dynamique d'aciers à blindage* »

J. Phys., Colloque C3, Suppl. au n°9, Tome 49, pp. 109-114, Septembre 1988.

[II.10] BEATTY J.H., MEYER L.W., MEYERS M.A., NEMAT-NASSER S.

« *Formation of controlled adiabatic shear bands in AISI 4340 high strength steel* »

Shock wave and high strain rate phen. in materials, Ed. by Meyers, Murr, Staudhammer, pp. 645-656, 1992.

[II.11] MEUNIER Y., ROUX R., MOUREAUD J.

« *Survey of adiabatic phenomena in armor steels with perforation* »

Shock wave and high strain rate phen. in materials, Ed. by Meyers, Murr, Staudhammer, pp. 637-644, 1992.

[II.12] BOUSSEAU B., BUISSON M.

« *Etude du cisaillement adiabatique dans le cas d'aciers à haute limite d'élasticité* »

Rapport ETCA 87 R 021, Février 1987.

[II.13] DAVID F.

« *Modélisation méso-macro de la localisation de la déformation. Etude de la sensibilité au cisaillement adiabatique d'un acier à blindage* »

Thèse de l'Université de Metz, CREA 97 R 010/2001, Janvier 1997.

[II.14] MEYERS M.A.

"*Shear bands (thermoplastic shear instabilities)*"

Dynamic Behavior of Materials, Wiley-Interscience, pp. 448-487, 1994.

[II.15] MEUNIER Y., SANGOY L., PONT G.

« *Metallurgical aspect of adiabatic shear phenomenon in armor steels with perforation* »

Impact loading and dynamic behavior, Vol. 2, Ed. by C.Y. Chiem, H.D. Kunze and L.W. Meyer, 1988.

[II.16] HEREIL P.L., FANGET A.

« *Influence of shock induced polymorphic transition on penetration in steel* »

J. Phys. IV, Colloque C8, Suppl. au J. de Phys. III, pp. 263-267, Septembre 1994.

[II.17] NADAL M. H., HERMEREL C.

« *Caractérisation ultrasonore du tantale Cabot à l'état recristallisé entre 20°C et 1000°C : analyse et synthèse des travaux 1995* »

Rapport interne CEA, 1996.

[II.18] **REGAZZONI G.**

"Comportement et ductilité du cuivre et du tantale purs dans le domaine de vitesse de déformation : 10^{-4} - 3.10^3 s^{-1} "

Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 205.142, 1983.

[II.19] **GOUBOT N.**

"Application du test d'expansion d'anneau à l'étude du comportement dynamique du cuivre"

Thèse de l'INPG et de l'ENS des Mines de Saint-Etienne, pp.55-83, 04/1994.

[II.20] **MOLINARI A.**

« Instabilité thermoviscoplastique en cisaillement simple »

J. de Mécanique théorique et appliquée, Vol. 4, N°5, pp. 659-684, 1985.

[II.21] **FRESSENGEAS C., MOLINARI A.**

« Inertia and thermal effects on the localization of plastic flow »

Acta metall., Vol. 33, No 3, pp. 387-396, 1985.

[II.22] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**

« Description of tantalum deformation behavior by dislocation mechanics based constitutive relations »

J. Appl. Phys. 68 (4), pp. 1580-1591, August 1990.

[II.23] **CHEN S. R., GRAY III G.T.**

« Constitutive behavior of tantalum and tantalum-tungsten alloys »

Metall. and Mat. Trans. A, Volume 27A, pp. 2994-3006, October 1996.

[II.24] **FOUNTAIN R.W., MCKINSEY C.R.**

« Physical and mechanical properties of columbium and tantalum and their alloys »

Columbium and Tantalum, Ed. by SISCO F.T. & EPREMIAN E., John Wiley & Sons, pp. 198-303, 1963.

[II.25] **Handbook of Chemistry and Physics, Fortieth Edition**

Published by Chemical Rubber Publishing Co., 1958.

[II.26] **KITTEL C.**

« Physique de l'état solide »

5^{ème} édition, Dunod, 1983.

[II.27] **WRIGHT S.I., BINGERT S.R., JOHNSON M.D.**

« Effect of annealing temperature on the texture of rolled tantalum and tantalum-10 WT.% tungsten »

Proc. of the 2nd Int. Conf. on Tungsten and Refractory Metals, pp. 501-508, October 1994.

[II.28] **GOURDIN W.H., LASSILA D.H., LEBLANC M.M., SHIELDS A.L.**

« The influence of tungsten alloying on the mechanical properties of tantalum »

J. de Phys. IV, Colloque C8, suppl. au J. de Phys. III, Vol. 4, pp. 207-212, Sept. 1994.

[II.29] **MICHALUK C.A.**

« Influence of grain size on the flow stress of P/M tantalum and ingot derived Ta and Ta-W alloys »

Proc. of the 2nd Int. Conf. on Tungsten and Refractory Metals, pp. 509-516, October 1994.

[II.30] **FRANCOIS D., PINEAU A., ZAOUI A.**

« Comportement Mécanique des Matériaux - Elasticité et Plasticité »

HERMES, 1991.

[II.31] **BENARD J., MICHEL A., PHILIBERT J., TALBOT J.**

« Métallurgie Générale »

2ème Edition, MASSON, pp. 119-120, 1984

[II.32] HOGE K.G., MUKHERJEE A.K.

« *The temperature and strain rate dependence of the flow stress of tantalum* »
J. of Materials Science 12, pp. 1666-1672, 1977.

[II.33] GOURDIN W.H., LASSILA D.H.

« *Multiple mechanisms of thermally activated plastic flow in shocked and unshocked tantalum* »
Proc. TMS Annual Meeting, Anaheim, February 1996.

[II.34] NEMAT NASSER S., ISAACS J.B., LIU M.

« *Microstructure of high strain, high strain rate deformed tantalum* »
Acta mater., Vol. 46, No 4, pp. 1307-1325, 1998

[II.35] NEMAT NASSER, ISAACS J.B.

« *Direct measurement of isothermal flow stress of metals at elevated temperatures and high strain rates with application to Ta and Ta-W alloys* »

Acta mater., Vol. 45, No 3, pp. 907-919, 1997.

[II.36] CHEN S.R., GRAY III G.T.

« *Constitutive behavior of tungsten and tantalum : experiments and modeling* »

Proc. of the 2nd Int. Conf. on Tungsten and Refractory Metals, pp. 489-498, October 1994.

[II.37] GOURDIN W.H.

« *Constitutive properties of copper and tantalum at high rates of tensile strain : expanding ring results* »

Inst. Phys. Conf. Ser. No 102 : Sess. 5, Mech. Prop. Materials at High Rates of Strain, pp. 221-226, Oxford, 1989.

[II.38] CLIFTON R.J., DUPREY K.

« *Plastic flow of tantalum at high strain rates* »

Proc. of the 2nd Int. Conf. on Tungsten and Refractory Metals, pp. 473-479, October 1994.

[II.39] STEINBERG D.J., LUND C.M.

"*A Constitutive Model for Strain Rates from 10^4 to 10^6 s⁻¹.*"

J. de Physique, Colloque C3, Suppl. au n°9, Tome 49, pp. 433-440, Septembre 1988.

[II.40] BUY F.

« *Etude expérimentale et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire du chargement* »

Thèse de Doctorat de l'Université de Metz, Nov. 96.

[II.41] ANSART J.P., NAULIN G.

« *Comportement mécanique d'une nuance de Tantale Cabot* »

Rapport interne CEA, Juillet 1992.

[II.42] DORMEVAL R., CHEVALLIER J.M., MATAGNE A., DERLON G., DELANNOY G.

« *Comportement en traction du tantale soudé dans la gamme de vitesse de déformation 10^{-4} - 10^3 s⁻¹* »

Rapport interne CEA, 1979.

[II.43] REGAZZONI G., MONTHEILLET F.

« *High strain rate ductility in uniaxial tension : a review* »

J. de Physique, Colloque C5, Suppl. au n°8, Tome 46, pp. 435-444, août 1985.

[II.44] LASSILA D.H., LEBLANC M., GRAY III G.T.

« *High strain rate deformation behavior of shocked copper* »

Shock wave and high strain rate phen. in materials, Ed. by Meyers, Murr, Staudhammer, pp. 587-595, 1992.

[II.45] GRAY III G.T.

« *Shock-loading response of advanced materials* »

Proc. of Shock Compression of Condensed Matter Conference, pp. 1161-1164, 1993.

[II.46] **GRAY III G.T.**

« *Influence of peak pressure and temperature on the shock-loading response of tantalum* »
Proc. of Shock Compression of Condensed Matter Conference, pp. 1103-1106, 1993.

[II.47] **MEYERS M.A.**

« *Plastic Deformation at High Strain Rates* »
Dynamic Behavior of Materials, Wiley-Interscience, pp. 387-388, 1994.

[II.48] **MURR L.E., MEYERS M.A., NIOU C.S., CHEN Y.J., PAPPU S., KENNEDY C.**

« *Shock-induced deformation twinning in tantalum* »
Acta mater., Vol. 45, No 1, pp. 157-175, 1997.

[II.49] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**

« *Constitutive relations for the plastic deformation of metals* »
Proc. of Shock Compression of Condensed Matter Conference, pp. 989-992, 1993.

[II.50] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**

« *Dislocation mechanics based analysis of material dynamic behavior : enhanced ductility, deformation twinning, shock deformation, shear instability, dynamic recovery* »
J. de Physique, Colloque C3, Suppl. au J. de Phys. III, Tome 46, pp. 637-642, Sept. 97.

[II.51] **STUDT P.L.**

« *Tantalum fabrication* »
Lawrence Livermore Laboratory, UCID-18152, 1979.

[II.52] **HERMEREL C.**

Note interne CEA.

[II.53] **STEINBERG D.J.**

« *Equation of state and strength properties of selected metals* »
Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-MA-106439, 1996.

[II.54] **KROUPA F.**

« *Plastic deformation of B.C.C. metals with special reference to slip geometry* »
Déformation plastique des métaux et alliages, Ecole d'été Métallurgie Phys., G. Champier et G. Saada, Ed. Masson, pp. 29-66, 1968.

[II.55] **FARRE J.**

« *Préliminaires aux études de lois de comportement sous chargement complexe - Influence de la vitesse de déformation sur une nuance de tantale sous différents modes de sollicitations* »
Rapport interne CEA, avril 1998.

[II.56] **FARRE J.**

« *Programme de résolution d'équations. Application à la détermination de lois de comportement - RENE version 0.3* »
Rapport interne CEA, à paraître.

Références bibliographiques du chapitre III

[III.1] **WARNES R. H., DUFFEY T.A., KARPP R.R., CARDEN A.E.**

« *An improved technique for determining dynamic material properties using the expanding ring* »
Shock waves and high strain rate phenomena in metals, Ed. Meyers and Le Murr, Plenum Press, 1981.

[III.2] **PETIT J., ALEXEEV Y.A., ANANIEV S.P., KAZEEV M.N.**

« *The electromagnetic cylindrical compression : a tool to test behavior modeling under large strain at high strain rate* »

J. de Physique IV, Colloque C3, Suppl. au J. de Phys. III, pp. 109-114, Sept. 1997.

[III.3] **DORMEVAL R., ANSART J.P.**

« *Ductility of materials under dynamic sollicitation* »

Proc. of the Int. Symposium on Intense Dynamic Loading and its effects, pp. 608-613, June 3-7, 1986, Beijing, China.

[III.4] **GOUBOT N.**

« *Application du test d'expansion d'anneau à l'étude du comportement dynamique du cuivre* »

Thèse de l'INPG et de l'ENS des Mines de Saint-Etienne, pp.55-83, 04/1994

[III.5] **THOUVENIN J.**

« *Détonique* »

Collection du C.E.A., Eyrolles, 1997.

[III.6] **GOUBOT N., MERCIER P.**

« *Observations optiques de l'évolution dynamique de l'expansion et de la fragmentation d'anneaux métalliques minces* »

Rapport interne CEA, 1993.

[III.7] **STEINBERG D.J., COCHRAN S.G., GUINAN M.W.**

« *A Constitutive Model for Metals Applicable at High Strain Rate* »

J. of Applied Phys., 51 (3), pp. 1498-1504, March 1980.

[III.8] **HOGGATT C.R., RECHT F.R.**

« *Stress-Strain Data Obtained at High Rates Using an Expanding Ring* »

Experimental Mechanics, pp.441-448, Octobre 1969.

[III.9] **ELIAS Ph.**

« *Structure spatio-temporelle de la matière éjectée par une surface soumise à une onde de choc* »

Thèse de l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, pp. 34-38, 06/1988

[III.10] **OECONOMOS J.N.**

« *Interprétation d'images de caméra à balayage de fente en détonique expérimentale* »

Thèse de l'Université de Paris V, 1994.

[III.11] **BONNEFOND L.**

« *Notice pour le dépouillement de clichés I.D.L. avec le logiciel Kuklops* »

Rapport interne CEA, 1998.

[III.12] **JUANICOTENA A., LLORCA F.**

« *Contribution du test d'expansion d'anneaux à l'étude de différentes lois de comportement élastoplastique dans le domaine des grandes vitesses de déformation. Application au cuivre et à l'acier Mars 190* »

J. Phys. IV France 7, Colloque C3, Suppl. J. de Phys. III d'août 97, pp. 541-546, Sept. 1997.

Références bibliographiques du chapitre IV

[IV.1] **STUDT P.L.**

« *Tantalum fabrication* »

Lawrence Livermore Laboratory, UCID-18152, 1979.

[IV.2] **HOLT W.H., MOCK JR W., CLARK J.B., ZERILLI F.J.**

« *Impact deformation of commercially-pure iron* »

46th Annual Meeting of the Aeroballistic Range Association, Minneapolis, Sept. 1995.

[IV.3] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.**

« *Dislocation mechanics based analysis of material dynamic behavior : enhanced ductility, deformation twinning, shock deformation, shear instability, dynamic recovery* »

J. de Physique, Colloque C3, Suppl. au J. de Phys. III, Tome 46, pp. 637-642, Sept. 97

[IV.4] **MURR L.E., MEYERS M.A., NIOU C.S., CHEN Y.J., PAPPU S., KENNEDY C.**

« *Shock-induced deformation twinning in tantalum* »

Acta mater., Vol. 45, No 1, pp. 157-175, 1997.

ANNEXES

Annexe I.1

Interférométrie Doppler Laser et Cinématographie Ultra Rapide

I. L'interférométrie Doppler Laser

I.1 - L'effet Doppler

Pour un observateur fixe, l'effet Doppler se manifeste par la variation de fréquence et de longueur d'onde d'une onde électromagnétique émise par une source mobile. Lorsque la source se rapproche de l'observateur, la longueur d'onde diminue, et augmente lorsqu'elle s'en éloigne. Cet effet se produit également avec une source lumineuse fixe dont le faisceau parvient à l'observateur par réflexion sur un objet mobile (Fig. I.1).

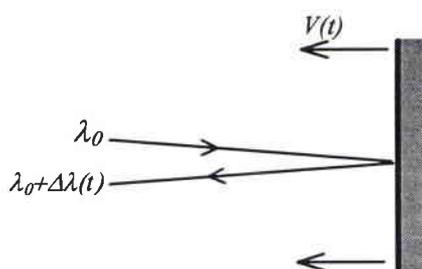


Figure I.1 - Principe de l'effet Doppler.

Le principe de la mesure de vitesse par I.D.L. consiste à utiliser l'effet Doppler que subit un faisceau laser monochromatique incident de longueur d'onde λ_0 lors de sa réflexion sur un miroir métallique en mouvement. La variation de longueur d'onde est directement proportionnelle à la vitesse instantanée du mobile, ce qui se traduit par (en première approximation et pour un rayon incident perpendiculaire au miroir et un déplacement du miroir parallèle au rayon) :

$$\frac{\lambda(t) - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda(t)}{\lambda_0} = -\frac{2V(t)}{C}$$

où λ_0 représente la longueur d'onde du rayon incident, $\Delta\lambda(t)$ la variation de longueur d'onde due à l'effet Doppler, $V(t)$ la vitesse de surface libre de l'objet en mouvement et C la vitesse de la lumière.

Les vitesses $V(t)$ étant toujours très petites devant la vitesse de la lumière, la mesure des variations de longueur d'onde extrêmement faibles nécessite un appareillage de résolution

très importante (~ 150 000). Les interféromètres de type Michelson ou Fabry-Pérot possèdent la résolution requise. Le CEA a choisi de développer et de mettre au point la technique de l'I.D.L, utilisant l'interféromètre de Fabry-Pérot, notamment pour sa plus grande commodité d'emploi et un réglage plus aisé.

1.2 - Principes de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Contrairement au Michelson, le Fabry-Pérot est un interféromètre multi-ondes, c'est à dire qu'une multitudes d'ondes cohérentes vont venir interférer à l'infini. Ce principe est illustré par la figure I.2.

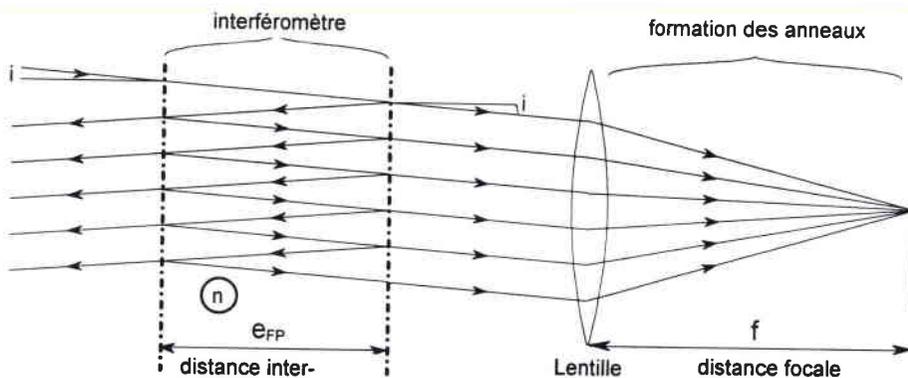


Figure I.2 - Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot.

Cet interféromètre se compose de deux lames à indice de réflexion élevé. Le jeu des réflexions et transmissions multiples va alors diviser l'onde initiale en une multitude d'onde parallèle ayant la même incidence. Chaque onde sortant du Fabry-Pérot est déphasée par rapport à la précédente de $\varphi = 4\pi \frac{ne}{\lambda} \cos i$ ($n \approx 1$: indice de réfraction de l'air). Toutes ces ondes vont pouvoir interférer à l'infini. L'intensité résultante est donnée par la formule suivante :

$$I = \frac{K}{1 + \left(\frac{4r}{(1-r)^2} \right) \sin^2(\varphi/2)}$$

où r est le coefficient de réflexion. La figure I.3

représente l'intensité obtenue en fonction du déphasage.

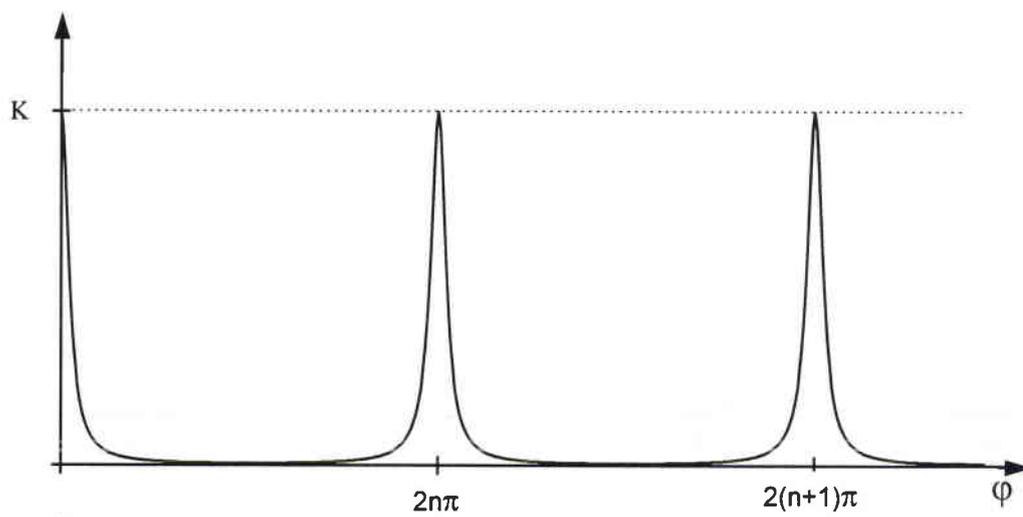


Figure I.3 - Intensité d'un signal d'interférence d'un Fabry-Pérot ($r = 0.86$).

La valeur élevée de l'indice de réflexion r conduit à l'observation de pics d'intensité très étroits, pour des valeurs de phase de $2n\pi$. Une lentille placée à la sortie du Fabry-Pérot permet de former la figure d'interférence sur son plan focal, figure qui se présente sous la forme d'une succession d'anneaux brillants fins concentriques relatifs aux pics d'intensité lumineuse décrits précédemment. Le maximum d'intensité de chaque anneau correspond aux rayons d'incidence i_n , telle que $4\pi e \cos(i_n) = 2n\pi\lambda$. Le diamètre d'anneau associé est $2f \tan(i_n)$, où f est la distance focale de la lentille utilisée pour former la figure d'interférence. Une simple mesure du diamètre d'un anneau brillant permet alors de déterminer i_n avec une bonne précision, valeur qui, pour une distance inter-lames e donnée, ne dépend plus que de la longueur d'onde λ . Toute variation de longueur d'onde par effet Doppler va donc se traduire par une variation du diamètre des anneaux d'interférence. Inversement, le suivi temporel de la variation du diamètre des anneaux permet de remonter aux variations de longueur d'onde induites par effet Doppler, et donc à la vitesse de surface libre de l'objet en mouvement. Ceci constitue le principe de base de l'I.D.L.

1.3 - Description et performance d'une chaîne I.D.L.

Le dispositif général d'une chaîne I.D.L. est décrit par la figure I.4.

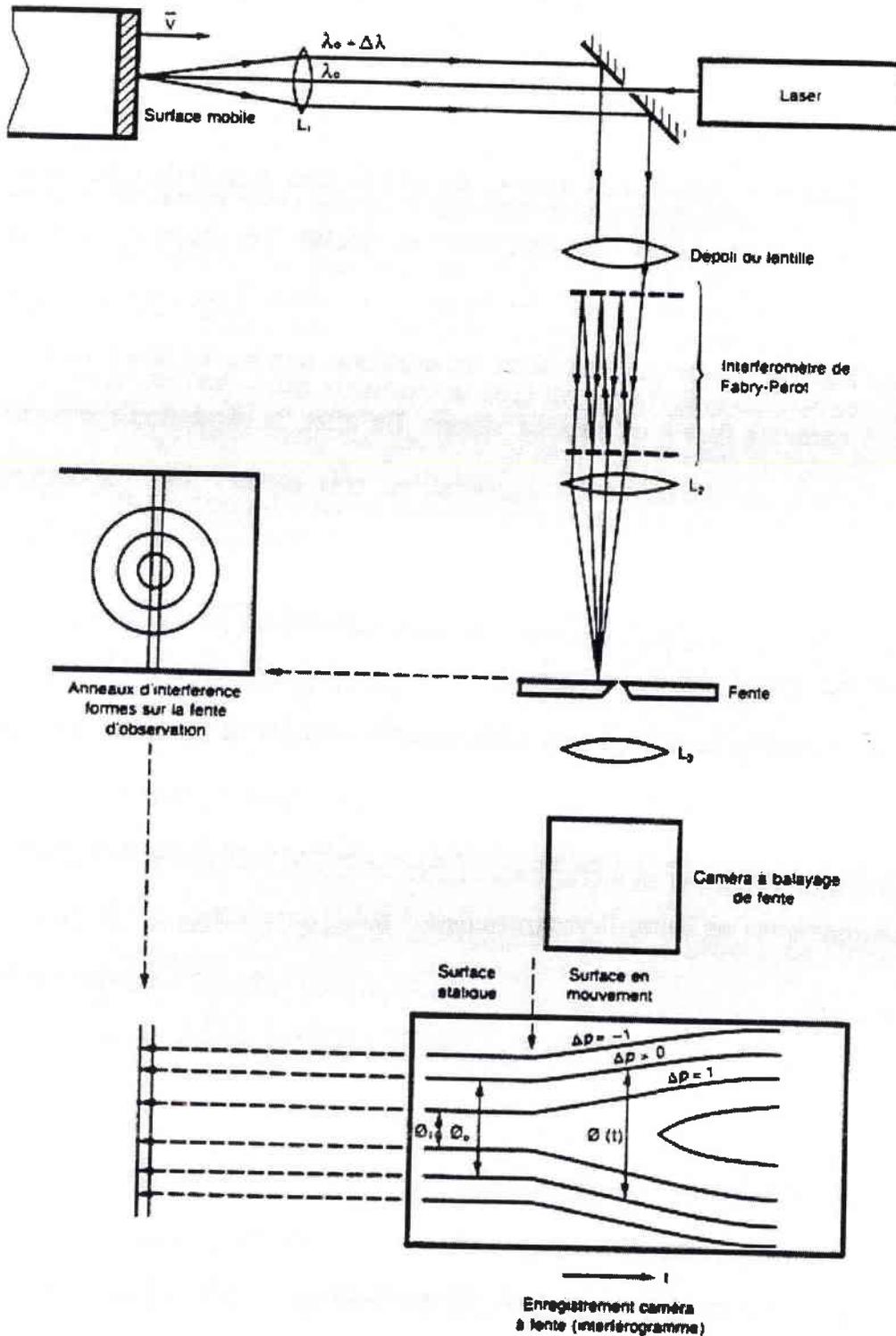


Figure I.4 - Dispositif général d'une chaîne I.D.L.

A la sortie du Fabry-Pérot, une lentille focalise la figure d'interférence sur une fente d'analyse, avant qu'un objectif ne reprenne cette image pour l'envoyer sur une caméra électronique à balayage de fente. La caméra enregistre l'évolution du diamètre des anneaux au cours du temps. A vitesse nulle, le diamètre des anneaux reste invariant et l'enregistrement se compose de traits parallèles à la direction de balayage. Ensuite, le mouvement de l'objet

conduit à une variation de la longueur d'onde du faisceau réfléchi par effet Doppler, ce qui se traduit par une variation du diamètre des anneaux, directement relié à la vitesse de surface libre par la relation suivante :

$$V(t) = \frac{\lambda_0 C}{4e} \left(p - \frac{\phi^2(t) - \phi_0^2}{\phi_1^2 - \phi_0^2} \right)$$

où λ_0 est la longueur d'onde du laser, C la célérité de la lumière, e la distance inter-lames du Fabry-Pérot, ϕ_1 et ϕ_0 les diamètres de deux anneaux consécutifs choisis dans la partie statique, et p un nombre entier qui représente l'écart d'ordre d'interférence entre l'anneau dont on suit l'évolution et l'anneau de diamètre initial ϕ_0 .

Pour les grandes ouvertures de Fabry-Pérot, il peut exister une incertitude quant à l'ordre p d'un anneau dynamique face à un saut de vitesse par exemple. En effet, ce saut de vitesse fera défiler un nombre d'anneaux d'autant plus élevé que la distance inter-lames e sera grande. Or, la vitesse après saut ne sera connue qu'à la vitesse d'appareillage près, c'est à dire $V = \lambda_0 C / 4e = 77.175 \text{ m.s}^{-1}$ pour $e = 500 \text{ mm}$ par exemple. Pour pallier ce problème, il faut donc connaître l'ordre de grandeur de la vitesse à mesurer avec une précision meilleure que la vitesse d'appareillage, ce qui en général oblige à diminuer la valeur de e . Une autre solution consiste à prélever une partie de la lumière réfléchie pour l'envoyer sur un deuxième Fabry-Pérot ayant une ouverture plus faible.

II - La Cinématographie Ultra-Rapide

La caméra à images synchronisées, type CI5 est destinée à l'étude de phénomènes ultra rapides tels que les explosions, chocs, vibrations, propagation de contraintes dynamiques, cavitations, plasmas, laser.... Elle en donne 50 images de haute résolution à des cadences maximales variant entre 2 000 000 et 3 500 000 images/seconde.

La figure II.1 montre une photographie d'une caméra CI5 devant son miroir de renvoi.



Figure II.1 - Caméra CI5.

Annexe I.2

Comportement des matériaux sous choc.

Les grandeurs thermodynamiques, ou grandeurs d'état, qui interviennent dans les relations de choc sont la pression P , la masse spécifique ρ (ou le volume spécifique V) et l'énergie interne spécifique E .

Devant le choc, le milieu est dans l'état initial (P_0, ρ_0, E_0) et derrière le choc, dans l'état (P, ρ, E) .

L'onde de choc est caractérisée par deux grandeurs cinétiques :

- sa vitesse D relative au milieu initial,
- le saut de vitesse u qu'elle propage dans le milieu.

On applique à la transformation par choc les principes fondamentaux de la mécanique : conservation de la masse, loi fondamentale de la dynamique, conservation de l'énergie. On obtient ainsi, entre les grandeurs d'état et les grandeurs cinétiques, trois relations qui constituent les relations de choc, appelées aussi relations de Rankine-Hugoniot.

Pour un choc dont la vitesse de propagation est D , ces relations s'écrivent :

$$\rho(D-u) = \rho_0 D \quad \text{ou} \quad \frac{V}{V_0} = 1 - \frac{u}{D}$$

$$P - P_0 = \rho_0 D u$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(V - V_0)$$

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le cadre général de l'étude et la modélisation du comportement viscoplastique des matériaux métalliques dans le domaine des grandes déformations homogènes aux grandes vitesses de déformation, de 10^4 à 10^5 s^{-1} . Nous définissons une méthodologie permettant de restituer le comportement mécanique de l'acier à blindage Mars 190 et du tantale dans le domaine visé. Dans un premier temps, l'étude des mécanismes physiques de la viscoplasticité montre la nécessité de prendre en compte certains mécanismes fondamentaux de la déformation plastique. A partir de là, l'examen de différentes lois de comportement permet d'extraire le modèle de Preston-Tonks-Wallace, qui restitue notamment le phénomène physique de saturation de la contrainte d'écoulement aux grandes déformations. Dans une deuxième partie, une caractérisation mécanique intégrant l'influence du mode de chargement, de la vitesse de déformation et de la température est menée sur les deux matériaux d'étude. Cette étude expérimentale permet entre autres de déterminer les coefficients associés aux modèles de Johnson-Cook, Zerilli-Armstrong et Preston-Tonks-Wallace pour chaque matériau. Dans un troisième temps, afin de tester et de valider les modèles, nous concevons et développons un dispositif expérimental capable d'atteindre le domaine d'étude : l'essai d'expansion de sphère. Il s'agit d'imposer une expansion radiale libre à une enveloppe sphérique mince au moyen d'une onde de choc générée par un explosif. A partir de la mesure de vitesse d'expansion radiale, nous pouvons déterminer les contraintes, déformations et vitesses de déformation appliquées à l'enveloppe sphérique au cours du temps. Dans une quatrième et dernière partie, nous évaluons les modèles hors de leur domaine d'identification. Cette validation est effectuée par confrontations expériences/calculs, à l'aide d'essais de validation dont l'expérience d'expansion de sphère et l'essai de Taylor.

Abstract

This work enters in the general framework of the study and modelling of metallic materials viscoplastic behaviour in the area of high strain and high strain rate, from 10^4 to 10^5 s^{-1} . We define a methodology allowing to describe the behaviour of armor steel Mars 190 and tantalum in the initial area. In a first time, the study of viscoplasticity physical mechanisms shows the necessity to take into account some fundamental processes of the plastic deformation. Then, the examination of various constitutive relations allows to select the Preston-Tonks-Wallace model, that notably reproduce the physical phenomenon of the flow stress saturation. In a second part, a mechanical characterization integrating loading direction, strain rate and temperature effects is conducted on the two materials. Moreover, these experimental results allow to calculate associated constants to Preston-Tonks-Wallace, Zerilli-Armstrong and Johnson-Cook models for each material. In a third time, in order to evaluate and to validate these constitutives laws, we conceive and develop an experimental device open to reach the area of study : the expanding spherical shell test. It concerns to impose a free radial expanding to a thin spherical shell by means a shock wave generated by an explosive. By the radial expanding velocity measure, we can determine stress, strain rate and strain applied on the spherical shell at each time. In a four and last part, we evaluate constitutive models out of their optimization area's. This validation is undertaken by comparisons « experimental results/calculations » with the help of global experiences like expanding spherical shell test and Taylor test.

Mots clés

Viscoplasticité - Loi de comportement - Modélisation - Vitesse de déformation - Grandes déformations - Acier à blindage - Tantale - Expansion dynamique - Validation numérique.

Keywords

Viscoplasticity - Flow rule - Modelling - Strain rate - Large strains - Armor steel - Tantalum - Dynamic expansion - Numerical validation.