



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

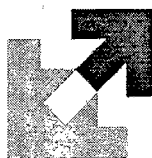
<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ

PAR

Pierre CHEVRIER

Pour l'obtention du grade de :

DOCTEUR de L'UNIVERSITE DE METZ

SPECIALITE : Sciences de l'Ingénieur

OPTION : Mécanique

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE METZ	
N° inv.	1998 1125
Cote	S/M3 98/54
Loc	Magasin

MECANIQUE ET MESOMECHANIQUE DE L'ECAILLAGE ESSAIS EXPERIMENTAUX ET CRITERES DE RUPTURE

Etude d'un alliage d'aluminium et d'un acier de blindage

A soutenir le 23 Octobre 1998 devant le jury composé de :

Messieurs	J. BEGUINOT	(C.R.M.C. -Le Creusot-)	Examineur
	X. DEPRINCE	(GIAT Industrie -Bourges-)	Examineur
	R. DORMEVAL	(C.E.A. -Valduc-)	Examineur
	A. DRAGON	(E.N.S.M.A. -Poitiers-)	Rapporteur
	J.R. KLEPACZKO	(L.P.M.M. -Metz-)	Directeur
	A. MOLINARI	(L.P.M.M. -Metz-)	Examineur
	A. PINEAU	(Ecoles des Mines -Evry-)	Rapporteur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
U.R.A. C.N.R.S. 7554, I.S.G.M.P., Ile du Saulcy, 57045 METZ Cedex 01

RESUME

Le chargement dynamique d'un matériau peut provoquer, sous certaines conditions, son endommagement et sa rupture par le phénomène dit d'écaillage. C'est le résultat de la mise en traction très rapide d'une partie du matériau par le croisement de deux ondes de détente. Ces ondes, sont obtenues par réflexion sur une surface libre d'une onde de compression incidente. Si le temps d'application et l'amplitude de celle-ci est suffisante, il y a formation d'une surface libre au sein de l'échantillon, c'est l'écaillage. Ce mode de rupture des métaux et alliages est sensible à la vitesse de déformation, à l'état de contrainte, à l'histoire du chargement, à la température initiale et à la microstructure. En laboratoire, l'écaillage d'un matériau peut être obtenu, avec des conditions aux limites et des conditions initiales bien définies, à partir d'impact symétrique de plaque, où un état de déformation uniaxial est prépondérant. Cette technique présente également l'avantage de figer différents niveaux de rupture dans le matériau. Le dispositif expérimental d'impact plaque sur plaque a été conçu au L.P.M.M. dans le cadre de cette thèse. Il est constitué d'un lanceur à gaz entièrement informatisé et de son banc de mesure (mesure de la vitesse d'impact et mesure de la vitesse de surface libre). Chaque tir est réalisé sous vide, les projectiles ont un diamètre de 57mm et leur vitesse est comprise entre 10 et 600 m.s⁻¹. Ce dispositif a permis de déterminer la contrainte seuil d'écaillage pour plusieurs temps de chargement compris entre 0.8 et 2.6 μ s de deux matériaux : un alliage d'aluminium-zinc-magnésium 7020-T6 et un acier martensitique MARS 190. Afin de mieux comprendre la cinétique de formation de la surface libre d'écaillage (amorçage, croissance et coalescence de microfissures), de nombreuses observations des sections de cible au microscope optique et des plans d'écaillage au microscope électronique à balayage ont été faites. Les effets de la température initiale sur la contrainte seuil d'écaillage et notamment la présence d'une transition fragile-ductile sont analysés par le biais d'une étude bibliographique. L'ensemble des données expérimentales et bibliographiques ont permis de modifier un premier critère basé sur la statistique de Boltzmann et l'activation thermique, proposé par Klepaczko. Ce critère tient compte des mécanismes de rupture fragile et de la plasticité locale entre les microfissures. Les observations mésoscopiques des sections de cibles écaillées ont permis grâce à une analyse plus approfondie de supposer que deux mécanismes principaux, l'amorçage fragile et la coalescence par cisaillement (plasticité), sont à l'origine de la rupture finale de l'éprouvette. Une analyse statistique de la participation de ces deux mécanismes à la rupture finale est à la base d'un nouveau critère, plus proche des mésomécanismes en jeux sans entrer dans la complexité des modèles microstatistiques. Ces résultats ont apportés des éléments de réponses qui serviront à la modélisation et à la simulation des problèmes d'écaillage mais aussi de rupture dynamique en général.

MOTS CLES

Impact plaque sur plaque, écaillage, rupture dynamique, critères de rupture.

ABSTRACT

A special case of dynamic fracture is spallation of materials exposed to high-rate loading. Spall fracture results from the tension produced by the interaction of propagating rarefaction waves. Such waves can be caused by the impact of projectile against a target. In this case, the initial compressive stress wave traveling across the target reflects back at the free surface as a propagating tensile wave. A similar process, appositely directed, occurs in the flyer plate. The superposition of the propagating tensile wave fronts, when of sufficient intensity (amplitude) and time duration, can cause partial or complete separation of the material along a plane perpendicular to the direction of wave fronts. Mechanisms of dynamic fracture are generally dependent on strain rate, stress state, loading history, initial temperature and also microstructure. A setup for plate impact experiment has been completed within this work. This setup is composed of a high pressure gas launcher which is controlled entirely by a computer and an automaton. All plate impact experiments can be performed in vacuum at different impact velocities from 50 m.s^{-1} to 600 m.s^{-1} . It has permitted to obtain and analyze different stages of spall fracture for several loading times between $0.8 \mu\text{s}$ and $2.6 \mu\text{s}$ for two different materials :aluminum alloy 7020-T6 and armor steel Mars 190. Numerous observations of spall surfaces and profiles allowed to show that nucleation, growth and coalescence of microvoids or microcracks play the most important role in the fracture process. The effect of initial temperature on the threshold stress of spalling have been studied via a literature survey. All those experimental data allowed to modify the cumulative criterion based on Boltzmann statistics, proposed by Klepaczko, in order to take into account the temperature effects. A new meso-model is also developed in order to estimate particular contributions of quasi-brittle fracture and shear fracture to the total critical stress. This work provides some answers how to model and simulate the spall fracture and more generally the dynamic fracture.

KEY-WORDS

Plate/plate impact, spalling, dynamic fracture, spall criteria.

REMERCIEMENTS

Ce travail expérimental et théorique n'aurait pu aboutir sans le soutien de certaines personnes. Je souhaite les remercier ici au travers de ces quelques lignes.

En premier lieu, je veux exprimer ma gratitude à J.R.KLEPACZKO, Directeur de recherche au CNRS, qui a accepté le directorat de ce travail. Je le remercie également pour le savoir-faire expérimental qu'il a su me transmettre. Puissent les lenteurs administratives disparaître.

Je remercie ensuite A. PINEAU, Professeur à l'école des Mines de Paris, et A. DRAGON, Professeur à l'université de Poitiers, d'avoir bien voulu examiner mon travail en détail et d'avoir apporté leur caution scientifique à cette thèse.

Mes remerciements vont ensuite naturellement à Mr BEGUINOT du Centre de Recherche des Matériaux du Creusot, à Mr DEPRINCE, Ingénieur à GIAT Industrie, à Mr DORMEVAL, Ingénieur au sein du C.E.A., et à A. MOLINARI, Professeur à l'université de Metz, pour leur participation à mon jury.

Je remercie également tous les membres du laboratoire pour leur accueil et plus particulièrement Paul LIPINSKI et André EBERHARDT pour leur chaleureuse sympathie.

Je remercie Richard BERNIER, Technicien au L.P.M.M., de m'avoir toujours laissé un libre accès aux tours et fraiseuse de l'atelier, mais aussi pour nos nombreuses discussions passionnées.

Mes remerciements vont également à mes collègues de bureau, Stéphane et Olivier, qui ont le considérable mérite de m'avoir supporté tous les jours. Merci à Stéphane, Olivier et Fabrice pour leurs corrections pointilleuses de mon manuscrit. La qualité s'en est trouvée grandement améliorée.

Enfin je souhaite remercier :
mes ami(e)s, Nath et François, Sylvie et Régis, Fred, Françoise et Charlot, Carole et Pascal, Agnès et Fabien,
ma famille,
qui m'ont suivi au cours de cette aventure,

et Delphine pour sa patience et son amour.

Que ceux ou celles que j'oublie en cet instant soient remerciés par cette ligne que je leur réserve.

Liste des figures

Introduction générale

Fig.1 :	Cibles en alliage d'aluminium 7020-T6 à différents niveaux d'écaillage.	1
----------------	---	---

Chapitre I

Fig.I-1 :	Domaine de contrainte, déformation et vitesse de déformation atteint par les différents dispositifs expérimentaux, modifié d'après [I.1].	I-1
Fig.I-2 :	Schéma de principe de la technique de chargement par explosif.	I-3
Fig.I-3 :	Onde générée dans la cible lors d'un chargement par explosion.	I-3
Fig.I-4 :	Cible multi-écaillée sous chargement par explosif, [I.6].	I-4
Fig.I-5 :	Schéma de principe du lanceur électrothermique.	I-4
Fig.I-6 :	Configuration de l'onde de choc générée par le lanceur électrothermique.	I-5
Fig.I-7 :	Schéma du montage expérimental d'impact laser.	I-5
Fig.I-8 :	Cible écaillée par impact laser, [I.9].	I-6
Fig.I-9 :	Schéma de principe de l'impact plaque sur plaque.	I-6
Fig.I-10 :	Configuration de l'onde incidente de compression dans le cas élastique générée par un impact plan.	I-7
Fig.I-11 :	Onde incidente rectangulaire.	I-15
Fig.I-12 :	Onde incidente triangulaire.	I-15
Fig.I-13 :	Diagramme de Lagrange.	I-16
Fig.I-14 :	Relations contrainte-déformation pour un matériau élastique-plastique en déformation uniaxiale et en compression uniaxiale.	I-21
Fig.I-15 :	Schéma de principe du dispositif expérimental développé au L.P.M.M.	I-22
Fig.I-16 :	Vue d'ensemble du lanceur à gaz.	I-22
Fig.I-17 :	Photo du déclencheur.	I-23
Fig.I-18 :	Schéma du principe Wrapp-around.	I-23
Fig.I-19 :	Plan du déclencheur.	I-24
Fig.I-20 :	Photo du réservoir haute-pression.	I-25

Fig.I-21 :	Courbe expérimentale donnant la vitesse du projectile en fonction du rapport pression / masse.	I-26
Fig.I-22 :	Photo de l'alimentation en azote et du surpresseur.	I-26
Fig.I-23 :	Système optique de mesure de vitesse du projectile.	I-27
Fig.I-24 :	Signal de sortie des photodiodes à la coupure des faisceaux laser par le projectile.	I-28
Fig.I-25 :	Photo de la cuve porte cible.	I-29
Fig.I-26 :	Photo du porte-cible.	I-30
Fig.I-27 :	Exemple de profil de vitesse de surface libre avec endommagement, [I.18].	I-31
Fig.I-28 :	Représentation schématique du banc d'interférométrie laser.	I-32
Fig.I-29 :	Projectile pour plaque très mince.	I-33
Fig.I-30 :	Impacteur à épaisseur variable.	I-34
Fig.I-31 :	Impacteur à épaisseur variable.	I-34
Fig.I-32 :	Générateur de rampe de chargement.	I-35
Fig.I-33 :	Plan du corps de projectile en Delrin.	I-35
Fig.I-34 :	Photo de la cuve récupératrice et du récupérateur.	I-36
Fig.I-35 :	Photo des pompes à vides.	I-37
Fig.I-36 :	Exemple d'une page du logiciel de pilotage du lanceur.	I-40
Fig.I-37 :	Organigramme d'un essai type.	I-41

Chapitre II

Fig.II-1 :	Faciès micrographique de rupture fragile à clivages, (a) rivières, (b) languettes, (c) franchissement d'un joint, [II.1].	II-3
Fig.II-2 :	Faciès micrographique d'une rupture ductile :cupules, [II.1].	II-4
Fig.II-3 :	Formation de bandes de cisaillement adiabatique (BCA) entre les microfissures dans l'acier Mars 190.	II-14
Fig.II-4 :	Rupture des segments liant les microfissures dans l'aciers Mars 190.	II-15
Fig.II-5 :	Formation dans l'acier Mars 190 d'une chaîne de cavités le long de la BCA.	II-17
Fig.II-6 :	Courbe contrainte-déformation d'un acier HY 100, [II.25].	II-17
Fig.II-7 :	Exemple de profil de vitesse de surface libre.	II-26
Fig.II-8 :	Modèle de Johnson du vide sphérique.	II-37

Chapitre III

Fig.III-1 :	Essais de traction : Courbe contrainte nominale - déformation nominale pour l'alliage 7020-T6 (sens L) et pour plusieurs vitesses de déformation.	III-6
Fig.III-2 :	Lois de comportement de l'acier Mars 190, $T = 293K$, $\dot{\epsilon} = 2500s^{-1}$.	III-14
Fig.III-3 :	Cible écaillée (IS, 4002), alliage d'aluminium 7020-T6.	III-17
Fig.III-4 :	Cible écaillée (S, N5), acier Mars 190.	III-17
Fig.III-5 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour l'alliage d'aluminium 7020-T6, critère de Klepaczko en ligne continue.	III-19
Fig.III-6 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier Mars 190, critère de Klepaczko en ligne continue.	III-20
Fig.III-7 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un alliage d'aluminium B95, [III.18], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-20
Fig.III-8 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un alliage d'aluminium 6061-T6, [III.19 à III.26], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-21
Fig.III-9 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 1020, [III.27], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-21
Fig.III-10 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier ARMCO, [III.28], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-22
Fig.III-11 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier ARMCO80, [III.29], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-22
Fig.III-12 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 1045HRS, [III.1], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-23
Fig.III-13 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 4340, [III.1], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-23
Fig.III-14 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un cuivre, [III.30], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-24
Fig.III-15 :	Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un uranium, [III.31], critère de Klepaczko en ligne continue.	III-24
Fig.III-16 :	Courbe contrainte appliquée - temps de chargement pour trois alliages d'aluminium.	III-26
Fig.III-17 :	Courbe contrainte appliquée - temps de chargement pour quatre aciers.	III-26
Fig.III-18 :	Fissure amorcée dans une bande ségréguée, aciers Mars 190.	III-27
Fig.III-19 :	Bande de cisaillement joignant deux fissures voisines, observée dans l'acier Mars 190 après attaque chimique au Nital.	III-28
Fig.III-20 :	Rupture des segments de liaison et formation de la macrofissure, observée dans l'acier Mars 190.	III-29

Fig.III-21 :	Coalescence en « escalier » des microfissures, observé dans l'acier Mars 190.	III-30
Fig.III-22 :	Bande de cisaillement observée sur l'acier Mars 190 après attaque chimique au Nital.	III-30
Fig.III-23 :	Faciès de rupture observé sur l'alliage d'aluminium 7020-T6 au cours d'un essai de traction, vitesse de déformation 0.008 s^{-1} .	III-31
Fig.III-24 :	Faciès de rupture observé sur l'alliage d'aluminium 7020-T6 au cours d'un essai de traction, vitesse de déformation 0.8 s^{-1} .	III-32
Fig.III-25 :	Faciès de rupture observé sur l'alliage d'aluminium 7020-T6 au cours d'un essai de traction, vitesse de déformation 17 s^{-1} .	III-32
Fig.III-26 :	Faciès de rupture observé sur l'alliage d'aluminium 7020-T6 au cours d'un essai de traction, vitesse de déformation 42 s^{-1} .	III-33
Fig.III-27 :	Surface libre créée par écaillage de l'alliage d'aluminium 7020-T6, $t_c = 1.4\mu\text{s}$, $\sigma_{\text{appliquée}} = 1.47 \text{ GPa}$.	III-33
Fig.III-28 :	Surface libre créée par écaillage de l'alliage d'aluminium 7020-T6, $t_c = 0.7\mu\text{s}$, $\sigma_{\text{appliquée}} = 2.49 \text{ GPa}$.	III-34
Fig.III-29 :	Particule fissurée (MgZn_2) au fond d'un cupule, observée dans l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-34
Fig.III-30 :	Faciès de rupture ductile, présence de nombreux cupules contenant des particules fissurées ou non, observé dans l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-35
Fig.III-31 :	Particule non fissurée au fond d'un cupule, observée dans l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-35
Fig.III-32 :	Cupule contenant plusieurs cupules plus petits amorcés sur des particules. Rupture de la cavité par cisaillement, observée sur l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-36
Fig.III-33 :	Coalescence par fissuration du segment de liaison de deux fissures voisines, observée sur l'acier Mars 190.	III-36
Fig.III-34 :	Début de coalescence des microfissures allongées parallèlement au plan d'impact, observé sur l'acier Mars 190.	III-37
Fig.III-35 :	Faciès de rupture ductile avec des zones de clivage, observé sur l'acier Mars 190.	III-37
Fig.III-36 :	Faciès de rupture ductile avec des zones de clivage, observé sur l'acier Mars 190.	III-38
Fig.III-37 :	Zone de cisaillement entre deux fissures, formation de microcavités dans les bandes microségréguées, observé dans l'acier Mars 190.	III-39
Fig.III-38 :	Formation de vide dans un tantale de pureté commerciale obtenu par écaillage, [III.35], $t_c = 1\mu\text{s}$, $\sigma_{\text{appliquée}} = 7 \text{ GPa}$.	III-40
Fig.III-39 :	Contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue : synthèse des résultats obtenus par [III.36, III.37, III.38].	III-41
Fig.III-40 :	Courbe donnant la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue.	III-42
Fig.III-41 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un alliage d'aluminium AD1 (Norme Russe, équivalent Français Al 1145), [III.41].	III-43

Fig.III-42 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un acier austénitique, [III.34].	III-44
Fig.III-43 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un magnésium Mg95, [III.41].	III-44
Fig.III-44 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un zinc monocristallin, [III.42].	III-45
Fig.III-45 :	Description des quatre zones a, b, c, d, dans un acier Mars 190.	III-46
Fig.III-46 :	Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction du temps normalisé à partir de la relation (III.15), $T=293K$.	III-48
Fig.III-47 :	Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue T/T_m à partir de la relation (III.15).	III-48
Fig.III-48 :	Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue T/T_m à partir de la relation (III.19), $t_c = 1.3 \mu s$.	III-50
Fig.III-49 :	Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction du temps normalisé à partir de l'équation (III.26), $T=293K$.	III-52
Fig.III-50 :	Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue à partir de la relation (III.27), $t_c = 1.3 \mu s$.	III-53
Fig.III-51 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour l'alliage d'aluminium 7020-T6, critères 1, 2 et 3.	III-55
Fig.III-52 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour l'acier Mars 190, critères 1, 2 et 3.	III-56
Fig.III-53 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température pour l'alliage d'aluminium 7020-T6, critères 1, 2 et 3 : $t_c = 1.3 \mu s$.	III-56
Fig.III-54 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température pour l'acier Mars 190, critères 1, 2 et 3 : $t_c = 1.3 \mu s$.	III-57
Fig.III-55 :	Lois de probabilité associées au mode de rupture fragile et plastique.	III-58
Fig.III-56 :	Lois de probabilité ajustées au matériau 7020-T6.	III-59
Fig.III-57 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue pour l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-59
Fig.III-58 :	Lois de probabilité ajustées au matériau Mars 190.	III-60
Fig.III-59 :	Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue pour l'acier Mars 190.	III-60

Chapitre IV

Fig.IV-1 :	Schéma du modèle de rupture proposé, échelle mésoscopique.	IV-2
Fig.IV-2 :	Etapas de la modélisation d'une section de cible écaillée, aciers Mars 190.	IV-3

Fig.IV-3 :	Longueurs moyennes des segments parallèles au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-5
Fig.IV-4 :	Longueurs moyennes des segments perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-5
Fig.IV-5 :	Distribution des longueurs des segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-6
Fig.IV-6 :	Pourcentage cumulé des longueurs de segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-6
Fig.IV-7 :	Longueurs moyennes des segments parallèles au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-7
Fig.IV-8 :	Longueurs moyennes des segments perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-7
Fig.IV-9 :	Distribution des longueurs des segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-8
Fig.IV-10 :	Pourcentage cumulé des longueurs de segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).	IV-8
Fig.IV-11 :	Description des étapes successives menant à la rupture finale d'une cellule élémentaire à l'échelle mésoscopique.	IV-9
Fig.IV-12 :	Evolution du rapport de la contrainte de rupture locale sur le module d'Young en fonction du rayon de fissure pour l'acier Mars 190.	IV-11
Fig.IV-13 :	Evolution du rapport de la contrainte de rupture locale sur le module d'Young en fonction du coefficient χ pour l'acier Mars 190.	IV-11
Fig.IV-14 :	Etape d'amorçage et de propagation de la microfissure.	IV-12
Fig.IV-15 :	Schéma représentant les étapes du modèle mésoscopique de rupture proposé.	IV-13
Fig.IV-16 :	Evolution de la température locale dans le matériau.	IV-15
Fig.IV-17 :	Allure de la courbe contrainte mésoscopique - temps mésoscopique obtenue à partir du modèle avec les constantes suivantes : $\overline{\Delta X_i} = 70\mu\text{m}$, $\overline{\Delta Y_i} = 45\mu\text{m}$, $\delta = 6\mu\text{m}$, $V = 60\text{m.s}^{-1}$, $\dot{a} = 300\text{m.s}^{-1}$, $\Gamma_c = 0.45$ et $\chi = 300$.	IV-19
Fig.IV-18 :	Evolution de t_{rup}^* [μs], en fonction des paramètres V , $\dot{a}$, Γ_c et χ .	IV-21
Fig.IV-19 :	Evolution de $\overline{\sigma^{\text{mésos}}}$ [GPa], en fonction des paramètres V , $\dot{a}$, Γ_c et χ .	IV-22
Fig.IV-20 :	Contrainte de rupture en fonction du temps, (σ_F, t_c) et $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma^{\text{mésos}}}, t_{\text{rup}}^*)$, pour l'acier Mars 190, avec $\overline{\Delta X}$ constant.	IV-23
Fig.IV-21 :	Contrainte de rupture en fonction du temps, (σ_F, t_c) , $(\overline{\sigma^{\text{mésos}}}, t_{\text{rup}}^*)$ et $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma^{\text{mésos}}}, t_{\text{rup}}^*)$, pour l'acier Mars 190, avec $\overline{\Delta X}$ variable.	IV-24

Fig.IV-22 :	Evolution de $\overline{\Delta X}$ en fonction de la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement V , pour l'acier Mars 190.	IV-25
Fig.IV-23 :	Evolution de la température locale dans la bande de cisaillement en fonction du temps mésoscopique.	IV-26
Fig.IV-24 :	Résumé de la structure du modèle mésoscopique proposé.	IV-27

Liste des tableaux

Chapitre II

Tableau.II-1 :	Constantes du modèle de Curran et autres, déterminées pour trois matériaux, [II.42].	II-28
-----------------------	--	-------

Chapitre III

Tableau.III-1 :	Composition chimique en % de l'alliage 2017A-T4.	III-4
Tableau.III-2 :	Caractéristiques mécaniques de l'alliage 2017A-T4.	III-4
Tableau.III-3 :	Constantes des lois constitutives de l'alliage 7020-T6.	III-8
Tableau.III-4 :	Composition chimique de l'alliage 7020-T6.	III-8
Tableau.III-5 :	Caractéristiques mécaniques de l'alliage 7020-T6.	III-8
Tableau.III-6 :	Composition chimique de l'alliage d'aluminium B95.	III-9
Tableau.III-7 :	Caractéristiques mécaniques de l'alliage d'aluminium B95.	III-9
Tableau.III-8 :	Composition chimique de l'alliage d'aluminium 6061-T6.	III-10
Tableau.III-9 :	Caractéristiques mécaniques de l'alliage d'aluminium 6061-T6.	III-10
Tableau.III-10 :	Composition chimique de l'acier Mars 190.	III-11
Tableau.III-11 :	Caractéristiques mécaniques de l'acier Mars 190, [III.15].	III-12
Tableau.III-12 :	Coefficients de la loi de Johnson-Cook et Johnson-Cook modifiée déterminés pour l'acier Mars 190.	III-13
Tableau.III-13 :	Coefficients de la loi polynomiale déterminés pour l'acier Mars 190.	III-13
Tableau.III-14 :	Coefficients de la loi de Zerilli-Armstrong déterminés pour l'acier Mars 190, [III.15].	III-14
Tableau.III-15 :	Résumé des tirs effectués sur l'alliage d'aluminium 2017A-T4.	III-15
Tableau.III-16 :	Résultats bibliographique concernant l'alliage d'aluminium 2017A-T4.	III-15
Tableau.III-17 :	Résultats des tirs effectués sur l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-18
Tableau.III-18 :	Résultats des tirs effectués sur l'acier Mars 190.	III-19
Tableau.III-19 :	Récapitulatif des constantes du critère de Klepaczko (formulation de base) pour les différents matériaux présentés.	III-25
Tableau.III-20 :	Résumé des critères proposés.	III-54
Tableau.III-21 :	Résumé des constantes des trois critères pour l'alliage d'aluminium 7020-T6.	III-54

Tableau.III-22 :	Résumé des constantes des trois critères pour l'acier Mars 190.	III-55
-------------------------	---	--------

Chapitre IV

Tableau.IV-1 :	Caractéristiques des cibles N17 et N19.	IV-4
Tableau.IV-2 :	Constantes de la loi de comportement pour l'acier Mars 190.	IV-15
Tableau.IV-3 :	Résumé des équations qui décrivent le modèle mésoscopique.	IV-18
Tableau.IV-4 :	Caractéristiques de l'éprouvette N17.	IV-20

Table des Matières Principales

Résumé - Abstract
Remerciements
Liste des figures
Liste des tableaux

Introduction générale

Chapitre I : Technique expérimentale d'impact plaque sur plaque

I. INTRODUCTION	I-1
II. ONDES ELASTIQUES ET PLASTIQUES	I-7
II.1 Propagation des ondes élastiques dans une barre cylindrique	I-8
II.2 Propagation des ondes élastiques dans un milieu continu	I-9
II.3 Impédance, réflexion, transmission	I-11
1) Conditions de transmission et de réflexion entre deux milieux différents	I-12
2) Cas particulier de la réflexion sur une surface libre en incidence normale	I-14
3) Influence de la forme de l'onde	I-15
4) Diagramme $z(t)$ ou méthode des caractéristiques	I-16
II.4 Application à l'écaillage	I-16
II.5 Comportement plastique	I-18
III. LANCEUR A GAZ	I-21
III.1 Description mécanique et électronique du lanceur à gaz	I-22
1) Le déclencheur	I-23
2) Le réservoir haute pression et l'alimentation en azote	I-25
3) Le tube de lancement et l'embout du canon	I-27
4) Le système de mesure de vitesse du projectile	I-27
5) La cuve porte-cible et le porte-cible	I-28
6) La métrologie laser	I-30
7) Le projectile	I-33
8) La récupération du projectile	I-36
9) Le système de mise sous vide	I-37
10) Les capteurs	I-38
11) Le système de commande	I-39
III.2 Synoptique d'un essai type	I-41
IV. CONCLUSION	I-42
REFERENCES DU CHAPITRE I	I-44

Chapitre II : Ecaillage - Mécanismes physiques et modélisation

I. INTRODUCTION	II-1
II. MECANISMES DE L'ECAILLAGE	II-2
II.1 Amorçage (Nucleation)	II-4
II.2 Croissance (Growth)	II-7
II.3 Coalescence	II-13
1) Généralités	II-13
2) Bandes de cisaillement	II-14
III. CRITERES DE RUPTURE	II-18
III.1 Approche mécanique (macroscopique)	II-19
III.2 Approche statistique	II-27
III.3 Approche phénoménologique	II-34
IV. CONCLUSION	II-44
REFERENCES DU CHAPITRE II	II-46

Chapitre III : Résultats expérimentaux, analyse et critères

I. INTRODUCTION	III-1
II. MATERIAUX	III-1
II.1 Alliages d'aluminium	III-2
1) Alliage d'aluminium 2017A-T4	III-3
2) Alliage d'aluminium 7020-T6	III-4
3) Alliages d'aluminium B95 (7075-T651), 6061-6	III-8
II.2 Aciers MARS 190	III-10
III. RESULTATS	III-15
III.1 Contrainte appliquée - Temps de chargement	III-15
III.2 Observations et discussion	III-27
1) Microscopie optique	III-27
2) Microscopie électronique à balayage	III-31
IV. EFFETS DE LA TEMPERATURE INITIALE	III-40
V. CRITERES PROPOSES	III-45

V.1 Formulation de base	III-47
V.2 Effet de la température initiale	III-49
1) Module élastique	III-49
2) Energie d'activation	III-50
3) Formulation généralisée	III-57
VI. CONCLUSION	III-61
REFERENCES DU CHAPITRE III	III-64

Chapitre IV : Approche mésoscopique

I. INTRODUCTION	IV-1
II. FORMULATION D'UN MODELE BASE SUR UNE APPROCHE MESOSCOPIQUE	IV-2
II.1 Résultats des observations	IV-2
II.2 Modélisation	IV-9
1) Hypothèses	IV-9
2) Etape d'amorçage et de propagation	IV-10
3) Etape de croissance et coalescence	IV-12
4) Mise en équations	IV-17
5) Discussion	IV-26
III. CONCLUSION	IV-29
REFERENCES DU CHAPITRE IV	IV-31

Conclusion Générale et Perspectives

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

L'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques des matériaux tels que les aciers, les alliages légers, les composites, les céramiques et les bétons, couvre un large domaine. Lorsqu'un matériau est soumis à un chargement intense très rapidement, la propagation des ondes de compression et de détente peuvent conduire à la mise en traction d'une partie de celui-ci. Pour des conditions particulières, amplitude et durée de l'onde incidente, géométrie, conditions aux limites, il peut apparaître un endommagement allant jusqu'à la rupture du matériau, appelée écaillage, fig.0-1.

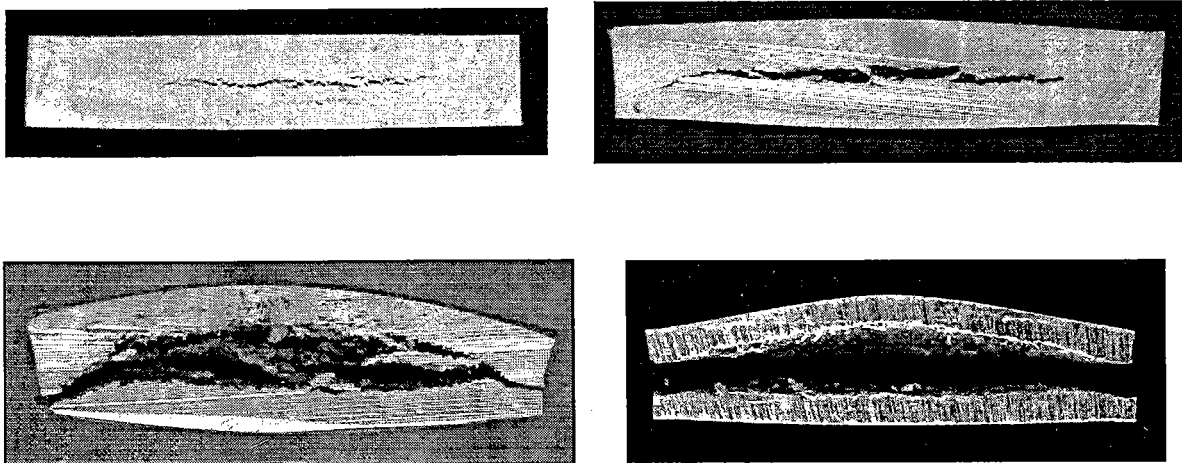


Figure.0-1 Cibles en alliage d'aluminium 7020-T6 à différents niveaux d'écaillage.

La connaissance de ce phénomène intéresse toutes les applications qui mettent en jeu la propagation d'ondes. Dans certains cas, il est impératif d'éviter ou de minimiser ce phénomène de rupture qui intervient comme un effet néfaste (mise en forme des matériaux, impact de particules sur des structures spatiales, compactage des poudres, soudage par explosion...). Pour d'autres cas, ce phénomène constitue un objectif d'études (test de cohésion d'interfaces, fragmentation de calculs en médecine, destruction de structures...).

L'écaillage a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux, mais bien souvent limité à un seul temps de chargement. Les mécanismes qui conduisent à la rupture finale sont aujourd'hui bien identifiés. Le processus cumulatif débute par l'amorçage de microfissures ou de microcavités autour d'hétérogénéités présentes dans le matériau, par décohésion

particule/matrice ou par fissuration des particules. L'étape suivante est la croissance de ces microdéfauts, sous l'action de la contrainte appliquée. Si le temps de chargement est suffisamment long, la croissance des microdéfauts aboutit à leurs coalescence par localisation de la déformation plastique et cisaillement adiabatique pour former la fissure macroscopique. L'évolution des mécanismes physiques mis en jeu dépend de l'histoire du chargement, de la microstructure du matériau et de la température initiale. Les critères de rupture, [0.1], les plus connus et les plus utilisés sont le critère microstatistique proposé par Curran, Seaman et Shockey, [0.2], et le critère phénoménologique proposé par Tuler et Butcher, [0.3].

L'écaillage des matériaux peut être étudié à partir de différentes techniques expérimentales, dont la plus connue est la technique d'impact plaque sur plaque. Elle permet d'atteindre des vitesses de déformation élevées avec un état de déformation uniaxiale et des temps de chargement courts.

Dans le cadre de cette étude, on se propose d'analyser le processus d'endommagement et de rupture dynamique pour des matériaux à comportement ductile soumis à un impact plan dans le but :

- de décrire les mécanismes physiques mis en jeu dans un aluminium et un acier et d'étudier les effets de la microstructure, [0.4, 0.5],
- de déterminer la contrainte d'écaillage de ces matériaux pour plusieurs temps de chargement, [0.6],
- d'analyser l'influence de la température initiale, [0.7],
- de déterminer les constantes d'un premier critère cumulatif,
- de proposer et de valider un nouveau critère adapté à l'ensemble du domaine de température,
- et enfin de proposer un critère totalement original basé sur une approche mésostatistique, [0.8].

Le premier chapitre débute par un bref rappel de la théorie de propagation des ondes élastiques et plastiques puis il décrit le lanceur à gaz haute performance conçu et réalisé au L.P.M.M. dans le cadre de cette thèse. Son fonctionnement est entièrement automatisé et le déroulement d'une séquence de tir se fait à partir d'un logiciel sous environnement Windows. Les vitesses de projectile qu'il permet d'atteindre sont comprises entre 10 m.s^{-1} et 600 m.s^{-1} . La métrologie qui équipe ce lanceur est composé d'un système optique de mesure de vitesse

du projectile en sortie du tube de lancement, et d'un système de mesure de la vitesse de surface libre de la cible par interférométrie laser Doppler.

Le second chapitre est consacré à l'étude des mécanismes physiques qui conduisent à la rupture du matériau et à leurs modélisation. Le rôle joué par la microstructure sur les mécanismes d'amorçage, croissance et coalescence de microdéfauts est analysé. Une étude bibliographique des critères de ruptures existants, basés sur une approche mécanique, statistique ou phénoménologique, permet de mieux appréhender la formulation d'un nouveau critère.

Le chapitre III concerne les résultats expérimentaux obtenus sur nos matériaux, l'alliage d'aluminium 7020-T6 et l'acier Mars 190. Ils sont complétés par d'autres résultats bibliographiques, sur des matériaux similaires. Les résultats sont présentés sous la forme de graphique donnant la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement, et sont illustrés par de nombreuses photographies prises au microscope optique et au microscope électronique à balayage. L'effet de la température initiale sur la contrainte d'écaillage est étudié à travers les résultats bibliographiques Russe. Ceci en vue de modifier le critère proposé par Klepaczko, [0.9], pour le rendre applicable à l'ensemble de la plage de température $[0K, T_m]$.

Le dernier chapitre est entièrement consacré à la présentation et discussion d'un critère original. Il correspond à une nouvelle approche, basée sur l'observation à l'échelle mésoscopique des sections de matériaux écaillés.

Nous donnons ensuite les conclusions que nous avons obtenues et les perspectives qui se présentent.

REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- [0.1] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, Discussion of fracture criteria in spall mechanics, Engng. Trans., **45**, 1, 47, 1997.
- [0.2] T.W.Barbee, L.Seaman, R.Crewdson, D.Curran, Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals, Journal of Materials, **7**, 3, 393, 1972.
- [0.3] F.R.Tuler, B.M.Butcher, A criterion for the time dependence of dynamic fracture, Int. J. Fract. Mech., **4**, 431, 1968.
- [0.4] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, Effets de la microstructure sur l'endommagement par écaillage des matériaux industriels, Actes du Congrès EURODYMAT 97, C3, 897, 1997.
- [0.5] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, Spall fracture :mechanical and microstructural aspects, Eng. Fr. Mech., soumis en 1998.
- [0.6] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, On spalling of some construction materials, Actes du 31^{ième} Congrès Polonais de la Mécanique des Solides (SolMec'96), 61, 1996.
- [0.7] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, Temperature effects in spall mechanics, Actes du 12^{ième} Congrès Européen de la Rupture, 1998.
- [0.8] P.Chevrier, J.R.Klepaczko, Micromechanics approach to spall fracture, Actes du 32^{ième} Congrès Polonais de la Mécanique des Solides (SolMec'98), 1998.
- [0.9] J.R.Klepaczko, Dynamic crack initiation some experimental methods and modelling, Crack Dynamics in Metallic Materials, Ed. J.R.Klepaczko, Springer-Verlag, Vienne-New-York, 428, 1990.

CHAPITRE I

TECHNIQUE EXPERIMENTALE D'IMPACT PLAQUE SUR PLAQUE



CHAPITRE I

TECHNIQUE EXPERIMENTALE D'IMPACT PLAQUE SUR PLAQUE

I. INTRODUCTION	I-1
II. ONDES ELASTIQUES ET PLASTIQUES	I-7
II.1 Propagation des ondes élastiques dans une barre cylindrique	I-8
II.2 Propagation des ondes élastiques dans un milieu continu	I-9
II.3 Impédance, réflexion, transmission	I-11
1) Conditions de transmission et de réflexion entre deux milieux différents	I-12
2) Cas particulier de la réflexion sur une surface libre en incidence normale	I-14
3) Influence de la forme de l'onde	I-15
4) Diagramme $z(t)$ ou méthode des caractéristiques	I-16
II.4 Application à l'écaillage	I-16
II.5 Comportement plastique	I-18
III. LANCEUR A GAZ	I-21
III.1 Description mécanique et électronique du lanceur à gaz	I-22
1) Le déclencheur	I-23
2) Le réservoir haute pression et l'alimentation en azote	I-25
3) Le tube de lancement et l'embout du canon	I-27
4) Le système de mesure de vitesse du projectile	I-27
5) La cuve porte-cible et le porte-cible	I-28
6) La métrologie laser	I-30
7) Le projectile	I-33
8) La récupération du projectile	I-36
9) Le système de mise sous vide	I-37
10) Les capteurs	I-38
11) Le système de commande	I-39
III.2 Synoptique d'un essai type	I-41
IV. CONCLUSION	I-42
REFERENCES DU CHAPITRE I	I-44

I. INTRODUCTION

Ce premier chapitre est consacré à la technique expérimentale d'impact de plaque. Il a pour objectif de rappeler les notions principales de la mécanique des ondes élastiques et plastique, de les appliquer à l'endommagement et la rupture par écaillage puis de décrire le dispositif expérimental conçu au L.P.M.M. dans le cadre de nos travaux.

L'endommagement et la rupture sous sollicitations dynamiques des matériaux tels que les aciers, les alliages légers, les composites, les céramiques et les bétons, couvre un vaste domaine. Généralement, on classe les dispositifs d'essais dynamique en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et du taux de triaxialité qu'ils permettent d'atteindre au sein de l'éprouvette, fig.I-1.

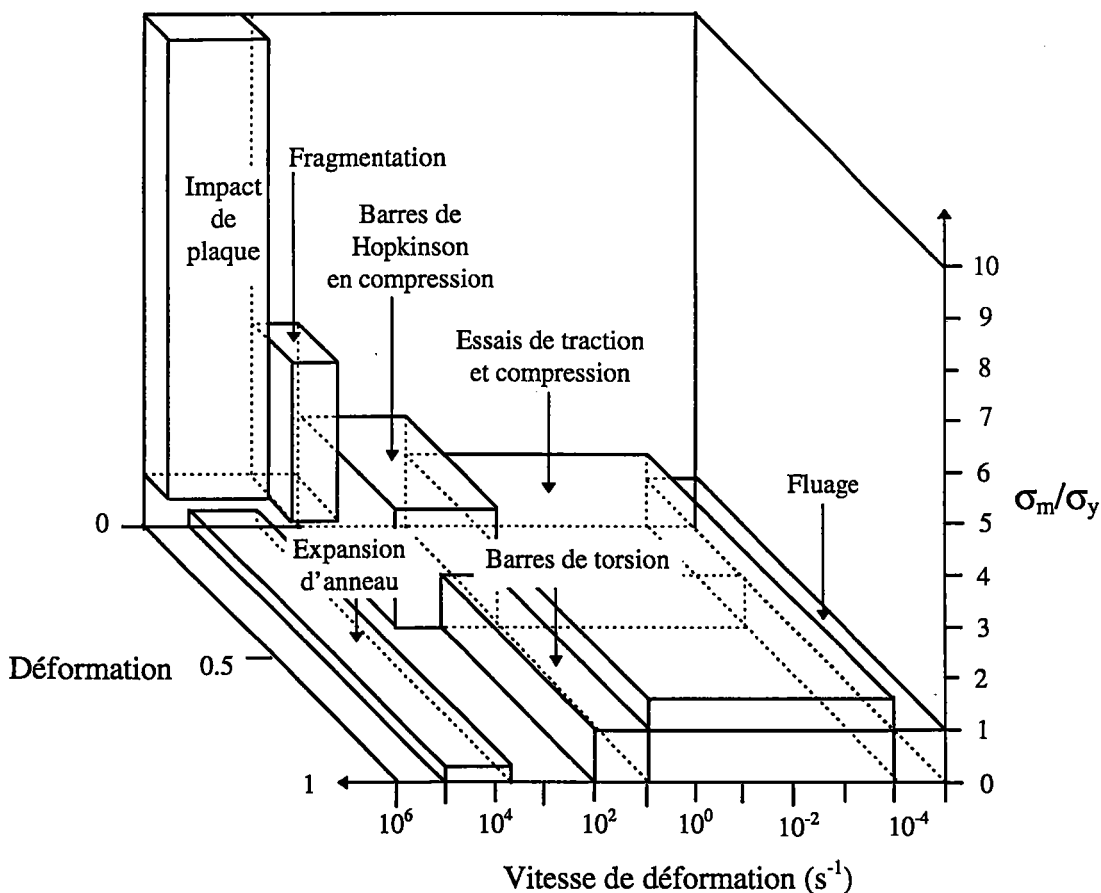


Figure.I-1 Domaine de contrainte, déformation et vitesse de déformation atteint par les différents dispositifs expérimentaux, modifié d'après [I.1].

Pour les vitesses de déformation faible (quasistatique, 10^{-3}s^{-1}) et moyenne (jusqu'à 100s^{-1}), on utilise des machines à asservissement hydraulique. Le prototype Zwick installé au L.P.M.M. se présente comme une machine d'essais traditionnelle. Elle est munie d'un vérin rotatif pour les essais de torsion, qui admet un angle de rotation maximum de 100° et une vitesse de rotation de $2000^\circ/\text{s}$. Il peut appliquer dans ces conditions un couple de 150 mN . Cette machine possède de plus la particularité d'être équipée d'un vérin linéaire de traction-compression pouvant soumettre une éprouvette à une charge de 100 kN à une vitesse de 10 m.s^{-1} . Les deux vérins parfaitement coaxiaux offrent la possibilité d'effectuer des essais combinés traction-torsion. La machine est équipée de cellules de charge et de déplacement pour enregistrer les données expérimentales au cours du temps.

Pour les vitesses de déformation plus élevées (jusqu'à 10^3 s^{-1}), on utilise un chargement par les ondes grâce à la technique des barres de Hopkinson en traction, torsion et compression. Historiquement, ces barres de compression détiennent leur nom de leur concepteur B.Hopkinson (1914), [I.2], qui utilisa une longue barre élastique pour étudier les pressions produites par l'impact d'une balle ou par la détonation d'un explosif dans une éprouvette. Il remarqua alors que, tant que la barre reste élastique, les déplacements dans celle-ci sont directement reliés aux contraintes dans l'éprouvette. Davies (1948), [I.3], puis Kolsky (1949), [I.4], et enfin Lindholm (1964), [I.5], vont reprendre l'étude des barres, décrire la procédure expérimentale et discuter des problèmes liés à la propagation des ondes élastiques dans les barres. Ces barres utilisent la propagation des ondes incidentes, transmises à travers l'éprouvette et réfléchies par l'éprouvette pour déterminer le profil contrainte-déformation relatif à l'essai. La barre de Hopkinson en compression utilise un lanceur à gaz pour envoyer un projectile qui viendra impacter l'échantillon. En traction (méthode direct) et en torsion, on emmagasine une énergie élastique dans la barre incidente qui sera soudainement libérée pour venir contraindre l'éprouvette. Outre les essais classiques de traction, torsion et compression, il est possible de réaliser différents essais en adaptant le montage, tels que des essais de double cisaillement, perforation de membrane et poinçonnage de tôle.

Pour étudier l'endommagement et la rupture par écaillage, il est nécessaire d'avoir recours à d'autres techniques expérimentales. Ce type d'endommagement est obtenu grâce à la réflexion sur une surface libre d'une onde incidente de compression. En fonction de l'amplitude de l'onde incidente (niveau de contrainte générée dans l'éprouvette), du temps d'application de

l'onde (temps de chargement) et des conditions de laboratoire, on optera pour un lanceur à gaz, une charge explosive [I.6], un lanceur électrothermique [I.7], ou l'impact d'un faisceau laser de haute énergie [I.8].

La technique de chargement par explosif utilise la détonation d'une charge explosive en contact d'un matériau pour propager une onde de compression dans l'éprouvette, fig.I-2.

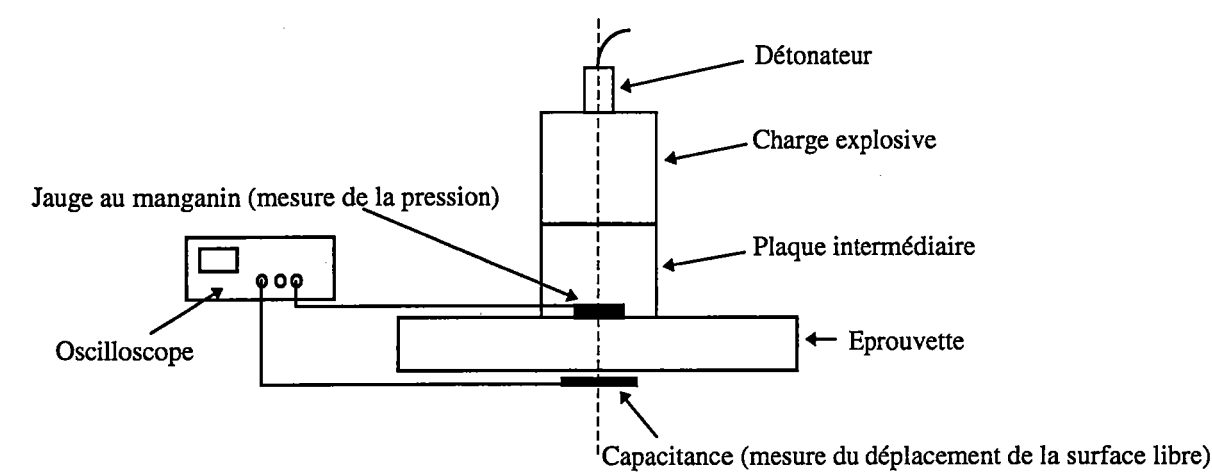


Figure.I-2 Schéma de principe de la technique de chargement par explosif.

La réflexion de l'onde sur la surface libre de l'éprouvette met en traction la matière, et si le niveau de contrainte est suffisant, provoque l'écaillage, fig.I-3 et I-4. En disposant une plaque intermédiaire d'épaisseur variable entre la charge et l'éprouvette, il est possible de modifier l'amplitude de la contrainte sans modifier la charge.

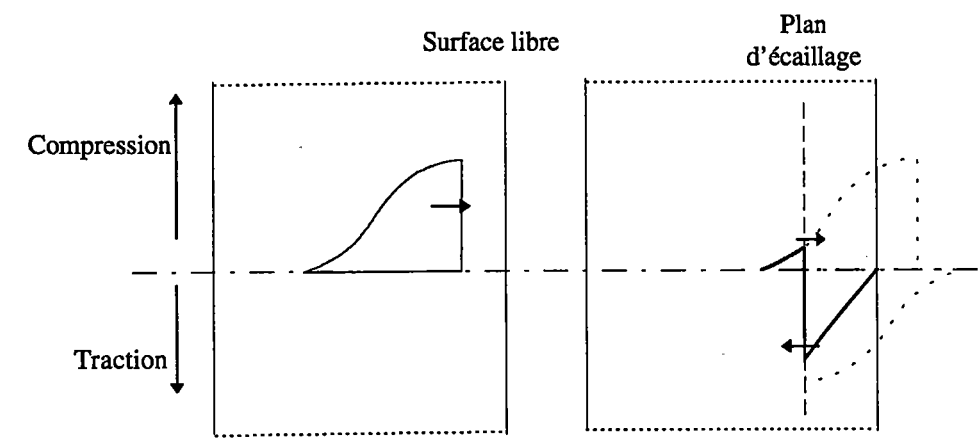


Figure.I-3 Onde générée dans la cible lors d'un chargement par explosion.

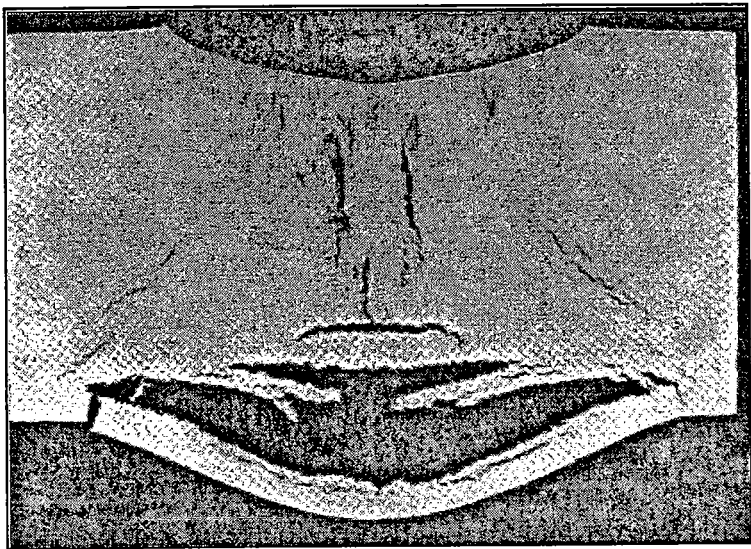


Figure.I-4 Cible multi-écaillée sous chargement par explosif, [I.6].

La technique du lanceur électrothermique, fig.I-5, est basée sur l'explosion d'une feuille métallique fine par décharge d'une batterie de condensateurs. Cette explosion crée une onde de choc qui propulse une plaque projectile. Cette dernière vient frapper la plaque cible constituée du matériau à étudier. On obtient des vitesses de l'ordre de 250 m.s^{-1} pour des feuilles de mylar de 0.2 mm d'épaisseur. La configuration de l'onde de choc, schématisée figure.I-6, présente un front dont la raideur dépend des matériaux concernés par le choc, suivi d'un plateau dont la longueur est liée à l'épaisseur du projectile et d'une zone de détente fonction de l'élasticité restante du matériau échantillon.

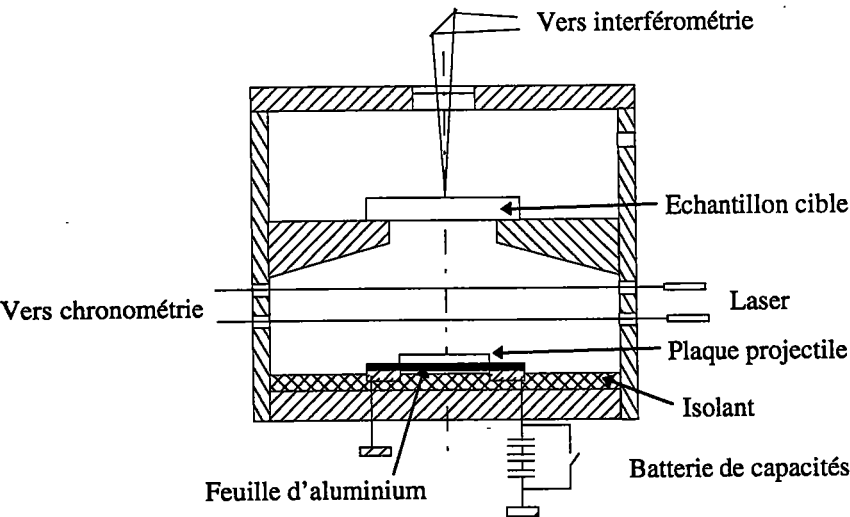


Figure.I-5 Schéma de principe du lanceur électrothermique.

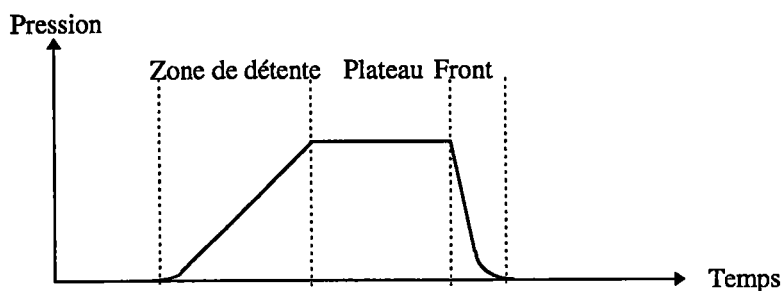


Figure.I-6 Configuration de l'onde de choc générée par le lanceur électrothermique.

Le développement des lasers impulsionnels de haute puissance a permis d'étendre l'étude du comportement des matériaux sous choc à des gammes de sollicitations très différentes de celles obtenues par des chocs conventionnels. Les impulsions laser permettent d'atteindre des amplitudes de choc de l'ordre du Mbar ou plus avec des temps de maintien extrêmement courts, de la nanoseconde à la dizaine de nanosecondes.

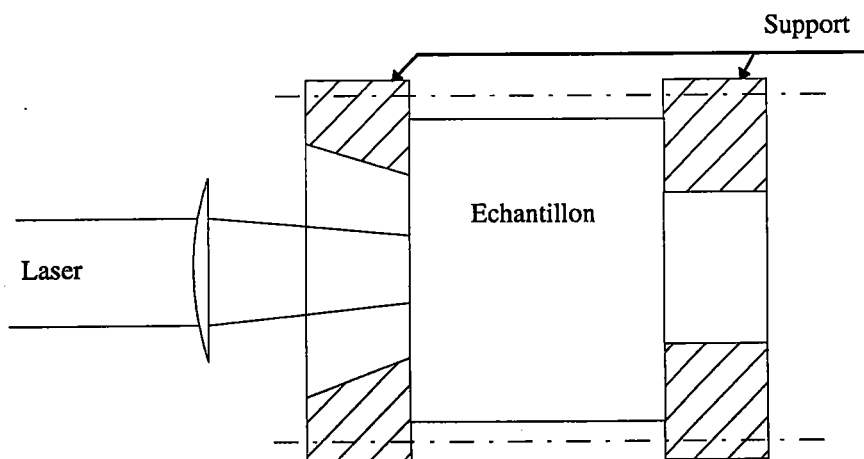


Figure.I-7 Schéma du montage expérimental d'impact laser.

Le faisceau laser focalisé sur une cible solide, fig.I-7, conduit à la sublimation de la surface du matériau, créant ensuite un plasma chaud de plus en plus dense qui s'étend de la surface vers le vide. L'énergie déposée par le laser dans la zone d'interaction est transportée vers le solide froid. Le matériau ablaté est éjecté vers les zones de faible densité du plasma à des vitesses de

l'ordre de 10^5 m.s^{-1} . Par réaction, le plasma exerce une pression sur le solide, engendrant des ondes de compression dans la cible, fig.I-8.



Figure.I-8 Cible écaillée par impact laser, [I.9].

L'essai d'impact de plaque est bien connu et permet d'étudier dans de bonnes conditions l'écaillage des matériaux. Il consiste à envoyer un projectile sur lequel est fixé un impacteur, fig.I-9. L'impacteur est une plaque circulaire usinée dans un matériau qui peut être différent de celui de l'éprouvette. En impactant la cible, on génère une onde plane de compression dans l'impacteur et dans la cible, fig.I-10. Ces ondes se réfléchissent en ondes de traction (ondes de détente) se propageant l'une vers l'autre. Au moment où elles se croisent, une zone de la cible est mise en traction quasi - instantanément. Si le niveau de contrainte et le temps d'application de celle-ci sont suffisant, il y a rupture de la cible. L'intérêt de cette technique est de permettre des essais bien contrôlés (amplitude de l'onde de chargement, forme de l'onde, durée du chargement, onde plane, état de déformation uniaxial) avec une excellente reproductibilité.

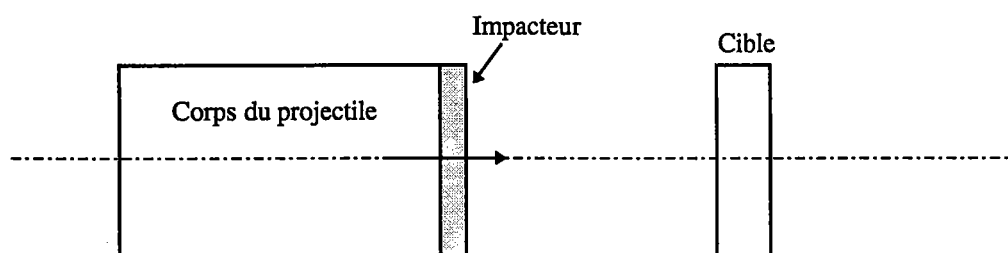


Figure.I-9 Schéma de principe de l'impact plaque sur plaque.

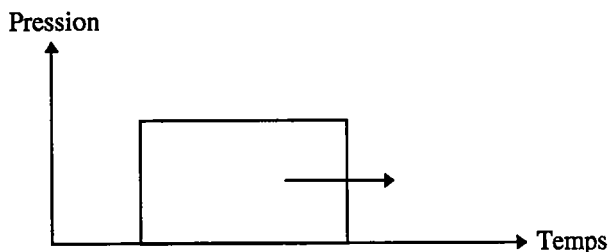


Figure.I-10 Configuration de l'onde incidente de compression dans le cas élastique générée par un impact plan.

Plusieurs raisons motivent le choix de la conception d'un lanceur à gaz haute performance :

- il permet de réaliser des impacts plan très précis avec des conditions sur le projectile, la cible, l'amplitude de l'onde, la forme de l'onde et la durée du chargement bien déterminées et parfaitement contrôlées,
- la plage de vitesse du projectile est adaptée à l'étude de l'écaillage de la plupart des matériaux et à d'éventuels autres études telles que la perforation, [I.10], et la compaction des poudres,
- la reproductibilité des essais est excellente,
- enfin les expériences sont sûres et peuvent être conduites par un petit nombre d'opérateurs.

A cela il faut ajouter qu'il est impossible d'implanter d'autres types de lanceur sur un campus universitaire pour des raisons évidentes de sécurité.

La théorie de la propagation des ondes élastiques et plastiques ainsi que la description détaillée du lanceur à gaz font l'objet des parties II et III de ce chapitre.

II. ONDES ELASTIQUES ET PLASTIQUES

L'expérience est basée sur l'impact d'une plaque cylindrique projectile sur une plaque cylindrique cible initialement fixe. Lorsque ces deux plaques entrent en collision, il se produit un déséquilibre, localisé initialement à l'interface. Une onde de contrainte se propage dans les deux plaques, produisant sur son passage un mouvement des particules de matière qui est fonction de la répartition instantanée des contraintes. Si l'intensité de la contrainte est suffisante pour provoquer une déformation plastique, deux ondes se propagent dans le

matériau : une onde élastique ou précurseur suivie par une onde plastique beaucoup plus lente mais intense. Si l'intensité du chargement est encore plus grande ou sa durée plus courte, le matériau perd sa rigidité et se comporte comme un fluide. Les ondes transversales ne peuvent plus exister et seule l'onde longitudinale se propage. La description des phénomènes en termes d'onde élastique, d'onde plastique et d'onde de choc est appropriée. La rupture dynamique par traction obtenue par impact de plaques, fait intervenir la propagation des ondes de contraintes et leurs interactions avec des frontières libres. Nous rappelons dans une première partie l'essentiel de la théorie de propagation des ondes élastiques et plastiques, et les conditions d'interactions des ondes avec une frontière libre dans le cadre de la théorie purement élastique.

II.1 Propagation des ondes élastiques dans une barre cylindrique

Les ondes élastiques sont les mieux connues ; de nombreux auteurs ont consacré de longs chapitres sur ce sujet, notamment H.Kolsky, [I.11], R.J.Wasley, [I.12], et W.Johnson, [I.13]. Les ondes plastiques, dont la théorie reste incomplète, ont fait l'objet des travaux de R.J.Clifton, [I.14], et J.Duffy, [I.15].

Les principales études de propagation d'une onde longitudinale de compression ont été faites sur des barres cylindriques uniformes, isotropes et stationnaires. Par barre stationnaire, il faut sous-entendre que seules les ondes longitudinales de compression et de tension jouent un rôle, les influences dues à la déformation transversale, l'inertie, la gravitation, sont négligées.

Les hypothèses à prendre en compte dans l'établissement de l'équation de propagation des ondes longitudinales élastiques sont les suivantes : la section S reste constante de même que la masse volumique ρ_0 .

En appliquant le principe fondamental de la dynamique à un élément de longueur dz , on obtient l'équation de propagation de l'onde élastique longitudinale :

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} - \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = 0 \quad (I.1)$$

Où ζ désigne le déplacement suivant z . On définit alors la vitesse de propagation de l'onde suivant Oz par la relation :

$$C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (I.2)$$

La solution générale de cette équation obtenue pour une onde uni-directionnelle et monodimensionnelle est une combinaison linéaire des deux fonctions $\zeta_i \left(t - \frac{z}{C_0} \right)$ et $\zeta_r \left(t + \frac{z}{C_0} \right)$ où ζ_i correspond à l'onde incidente se propageant suivant l'axe $Oz > 0$ et ζ_r l'onde réfléchie.

II.2 Propagation des ondes élastiques dans un milieu continu

Deux types d'ondes fondamentales coexistent :

- les ondes longitudinales encore appelées ondes de compression. Elles sont caractérisées par un déplacement des particules parallèlement à la direction de propagation. Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules,
- les ondes transversales, appelées aussi ondes de cisaillement. Le déplacement des particules s'effectue perpendiculairement au vecteur d'onde. Le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume.

L'équation du mouvement résulte de l'application du principe fondamental de la dynamique :

$$\sigma_{ij,j} + f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (I.3)$$

En négligeant les forces de volumes, et en appliquant la loi d'élasticité générale de Hooke, on obtient :

$$\left(C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \right)_{,j} = \rho \ddot{u}_i \quad (I.4)$$

Pour un milieu isotrope, les modules élastiques s'expriment en fonction des coefficients de Lamé λ et μ par la relation :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (I.5)$$

Dans le cadre de l'hypothèse des petites déformations, le tenseur de déformations (symétrique) s'écrit :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} (u_{k,l} + u_{l,k}) \quad (I.6)$$

L'équation (I.4) devient :

$$\lambda \varepsilon_{kk,i} + 2\mu \varepsilon_{ij,j} = \rho \ddot{u}_i \quad (I.7)$$

On dérive cette expression par rapport à x_i :

$$\lambda \varepsilon_{kk,ii} + \mu (u_{i,jji} + \varepsilon_{kk,ii}) = \rho \ddot{u}_{i,i} = \lambda \varepsilon_{kk,ii} + 2\mu \varepsilon_{kk,ii} \quad (I.8)$$

Cette équation peut s'écrire en utilisant le Laplacien ∇^2 :

$$(\lambda + 2\mu) \nabla^2 \varepsilon_{kk} = \rho \ddot{\varepsilon}_{kk} \quad (I.9)$$

ou encore :

$$\ddot{\varepsilon}_{kk} = C_1^2 \nabla^2 \varepsilon_{kk} \quad \text{avec} \quad C_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\bar{E}}{\rho}} \quad (\text{I.10})$$

où $\bar{E} = \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ désigne le module élastique en déformation uniaxiale. En dérivant l'équation (I.7) par rapport à la variable x_j cette fois-ci, on obtient :

$$\lambda \varepsilon_{kk,ji} + \mu (u_{i,j})_{,jj} + \mu \varepsilon_{jj,ji} = \rho \ddot{u}_{i,j} \quad (\text{I.11})$$

En inversant les indices i et j , puis en soustrayant à l'équation ainsi obtenue, l'équation (I.11), on obtient :

$$\mu (u_{i,j} - u_{j,i})_{,kk} = \rho (\ddot{u}_{i,j} - \ddot{u}_{j,i}) \quad (\text{I.12})$$

$\underline{\underline{\omega}}$ étant le tenseur des rotations élastiques, l'équation (I.12) s'écrit :

$$\mu \omega_{ij,kk} = \rho \ddot{\omega}_{ij} \quad \text{ou encore : } \ddot{\omega}_{ij} = C_2^2 \nabla^2 \omega_{ij} \quad (\text{I.13})$$

Où $C_2 = \sqrt{\mu/\rho}$ désigne la célérité des ondes transversales ou de cisaillement dans les matériaux élastiques isotropes.

II.3 Impédance, réflexion, transmission

Dans le cas d'un état de déformation uniaxiale, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$ et $\varepsilon_z \neq 0$. Si le système est ouvert, c'est-à-dire qu'il n'existe aucune perturbation sur nos hypothèses initiales, aucune onde n'est réfléchi. L'impédance revêt alors une expression simple correspondant à ce que l'on nomme impédance « caractéristique » Z_0 , avec $Z_0 = S\sqrt{\rho E}$. La contrainte s'écrit alors :

$$\sigma = \frac{Z_0 u}{S} = \rho C_1 u \quad u = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (\text{I.14})$$

Dans un système dit fermé, l'onde résultante est la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Cette dernière provient d'une modification d'un ou plusieurs paramètres des hypothèses de base. L'impédance s'écrit alors sous la forme plus générale :

$$Z = ES \frac{\partial \zeta_i / \partial z + \partial \zeta_r / \partial z}{\partial \zeta_i / \partial t + \partial \zeta_r / \partial t} = Z_0 \frac{\zeta_r(z, t) - \zeta_i(z, t)}{\zeta_r(z, t) + \zeta_i(z, t)} \quad (I.15)$$

Ce cas général de système fermé se rencontre principalement lorsque l'onde incidente arrive à l'extrémité du matériau à étudier, soit parce que la surface de celui-ci est libre, soit parce qu'il est en contact avec un autre matériau.

1) Conditions de transmission et de réflexion entre deux milieux différents

Les particules de matière situées à l'interface de deux milieux se mettent à vibrer sous l'effet de l'onde incidente provenant du milieu 1. Soient Z_1 et Z_2 les impédances caractéristiques différentes des deux milieux 1 et 2. Ecrivons les équations de continuité à l'interface où l'on prendra $z = 0$.

Continuité du déplacement

En supposant une réflexion telle que le rapport des amplitudes réfléchies et incidentes dans une propagation dans le sens 1 vers 2 soit $r_{12} = \frac{\zeta_{r0}}{\zeta_0}$, on peut écrire dans le milieu 1 :

$$\begin{cases} \zeta_1(z, t) = \zeta_i(z, t) + \zeta_r(z, t) \\ \zeta_1(z, t) = \zeta_0 \exp(i(\omega t - k_1 z)) + r_{12} \zeta_0 \exp(i(\omega t + k_1 z)) \end{cases} \quad (I.16)$$

Nous avons pris pour exemple parmi une infinité de solutions de l'équation de propagation une forme exponentielle, en raison du rôle privilégié des fonctions sinusoïdales et de leurs expressions exponentielles correspondantes dans lesquelles seule la partie réelle a un sens physique. La vitesse de propagation est $C_1 = \omega / k_1$ terme constant pour un milieu donné sauf

s'il est dispersif (cas des matériaux composites par exemple). Dans le milieu 2, en supposant une transmission telle que le rapport des amplitudes transmises et incidentes dans une propagation dans le sens 1 vers 2 soit $t_{12} = \frac{\zeta_{t0}}{\zeta_0}$, l'onde transmise peut s'écrire :

$$\zeta_2(z, t) = \zeta_t(z, t) = t_{12} \zeta_0 \exp(i(\omega t - k_2 z)) \quad (\text{I.17})$$

A l'interface $z = 0$, $\zeta_1(0, t) = \zeta_2(0, t)$ par continuité du déplacement, ce qui implique :

$$t_{12} = 1 + r_{12} \quad (\text{I.18})$$

Continuité de la vitesse matérielle

En dérivant par rapport au temps les expressions précédentes, on obtient :

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} = \zeta_0 \omega \exp i(\omega t - k_1 z) + r_{12} \zeta_0 \omega \exp i(\omega t + k_1 z) = v_1(z, t) \quad (\text{I.19})$$

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = t_{12} \zeta_0 \omega \exp i(\omega t - k_2 z) = v_2(z, t) \quad (\text{I.20})$$

$$\text{A l'interface } z = 0, \quad \begin{cases} v_1(0, t) = \zeta_0 \omega (1 + r_{12}) \exp i \omega t \\ v_2(0, t) = \zeta_0 \omega t_{12} \exp i \omega t \end{cases}$$

et puisque $t_{12} = 1 + r_{12}$, il y a bien continuité des vitesses particulières à l'interface.

Continuité de la force à l'interface

Les forces $F = -ES \frac{\partial \zeta}{\partial z}$ s'écrivent à l'interface :

$$F_1 = E_1 S_1 i k_1 (1 - r_{12}) \zeta_0 \exp i \omega t \quad (I.21)$$

$$F_2 = E_2 S_2 i k_2 t_{12} \zeta_0 \exp i \omega t \quad (I.22)$$

En écrivant la continuité des forces à l'interface, $F_1 = F_2$, et avec $k_1 = \omega \sqrt{\frac{\rho_1}{E_1}}$, on obtient la relation suivante :

$$Z_1 (1 - r_{12}) = Z_2 t_{12} \quad (I.23)$$

Les relations (I.18) et (I.23) permettent de définir les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des impédances mécaniques des milieux 1 et 2 :

$$r_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad t_{12} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (I.24)$$

En ce qui concerne les forces, si on appelle F_{r0} et F_{t0} les amplitudes respectives de la force réfléchie et de la force transmise à l'interface, on obtient les relations :

$$\frac{F_{r0}}{F_0} = -r_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad \text{et} \quad \frac{F_{t0}}{F_0} = \frac{Z_2}{Z_1} t_{12} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (I.25)$$

Les conditions de réflexion et transmission à l'interface de deux milieux dépendent de leur impédance mécanique.

2) Cas particulier de la réflexion sur une surface libre en incidence normale

On appelle surface libre, la surface d'un milieu n'ayant pas d'autres contraintes que celle d'une onde provenant de ce milieu, donc située dans le vide ou l'air dans des conditions normales. On a $Z_2 \ll Z_1$, d'où $r_{12} \approx 1$ et $t_{12} \approx 2$. L'amplitude de la vitesse de surface libre est donc doublée, de même que son déplacement. Par contre, la contrainte est totalement réfléchie avec

un changement de signe. Une onde incidente de compression se transforme en une onde réfléchie de traction à la surface libre d'un matériau et vice versa.

3) Influence de la forme de l'onde

Si on considère une onde incidente de compression de forme rectangulaire, dans laquelle la contrainte prend brutalement la valeur σ_0 , la réflexion en une onde de traction de même amplitude annule la contrainte résultante, fig.I-11.

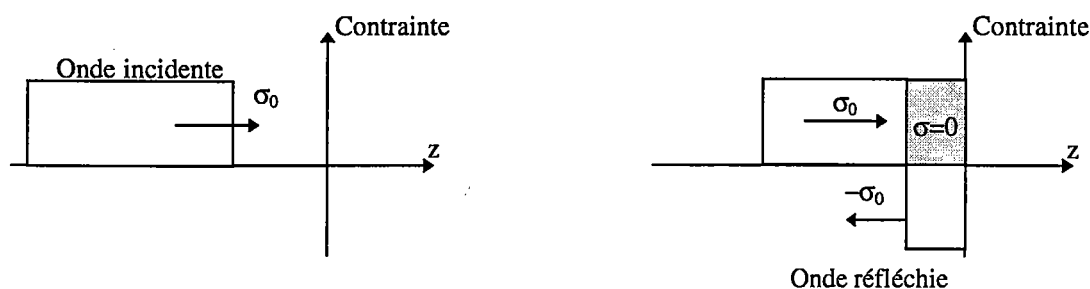


Figure.I-11 Onde incidente rectangulaire.

Si par contre on considère une onde incidente de compression ayant la forme d'une rampe décroissante après une montée brutale σ_0 , la réflexion en une onde de traction n'annule plus la contrainte résultante. La contrainte résultante varie avec la distance à la surface libre, fig.I-12.



Figure.I-12 Onde incidente triangulaire.

Lorsque de telles contraintes résultantes dépassent les limites permises par le matériau, elles peuvent en induire la rupture.

4) Diagramme $z(t)$ ou méthode des caractéristiques

Cette méthode, largement utilisée dans la propagation des ondes élastiques et plastiques, consiste à tracer dans un plan temps - distance, le chemin suivi par les ondes dans la cible et l'impacteur. Le diagramme ainsi obtenu est appelé diagramme de Lagrange, fig.I-13. Dans le cas des ondes plastiques, la recherche de l'équation de comportement n'est pas aisée et l'utilisation du diagramme se complique par le fait que l'on n'a plus des droites. La vitesse de l'onde n'est plus constante, mais dépend de la déformation.

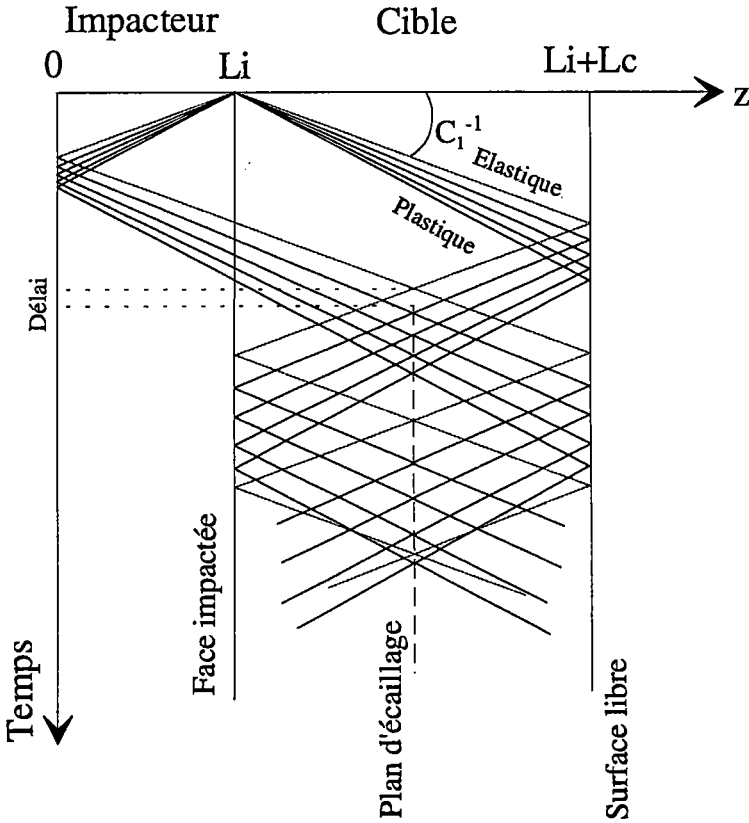


Figure.I-13 Diagramme de Lagrange.

II.4 Application à l'écaillage

Les impacts de plaque sont réalisés en envoyant une plaque circulaire collée sur un projectile (impacteur), contre une autre plaque circulaire fixe. Soient D , le diamètre de l'impacteur et de la cible, L_i , l'épaisseur de l'impacteur, L_c , l'épaisseur de la cible et V_0 , la vitesse d'impact. En conservant un rapport $D/L > 5$, on peut considérer que l'on travaille avec un état de

déformation uniaxiale suivant la direction de propagation. On a vu précédemment que la contrainte générée au moment de l'impact dans la cible est donnée par la relation : $\sigma = \rho C_1 u$. Il reste à établir une relation entre la vitesse particulière u et la vitesse d'impact V_0 . En faisant l'hypothèse que l'impacteur et la cible reste en déformation élastique au cours du choc, on peut traduire leur équilibre par les relations :

$$\text{Equilibre de la cible :} \quad -\sigma - \rho C_1 u = 0 \quad (\text{I.26})$$

$$\text{Equilibre de l'impacteur :} \quad -\sigma + \rho C_1 u = \rho C_1 V_0 \quad (\text{I.27})$$

On en déduit rapidement que $u = V_0/2$. La contrainte générée dans la cible, par approximation acoustique, est donnée par la relation :

$$\sigma = \rho C_1 \frac{V_0}{2} \quad (\text{I.28})$$

Toujours dans le cadre d'une approximation acoustique, la durée de cette onde de contrainte, appelée aussi « temps de chargement » dans la suite, correspond au temps mis par l'onde pour effectuer un aller-retour dans l'impacteur. On le calcule par la relation :

$$t_c = \frac{2L_i}{C_1} \quad (\text{I.29})$$

σ et t_c , sont les deux paramètres principaux mesurés à chaque expérience d'impact de plaque. Ils permettent de tracer la courbe donnant la contrainte appliquée pour un niveau d'écaillage défini, en fonction du temps de chargement.

La contrainte d'écaillage est surestimée lorsqu'elle est déterminée à partir de l'approximation acoustique. Les profils de vitesses de surface libre obtenus par B.Gailly, [I.16], pour l'acier Mars 190, nous permettent d'évaluer l'erreur commise. A partir du profil de vitesse de surface libre mesuré en face arrière de la cible par interférométrie laser, la contrainte d'écaillage est déterminée par la relation :

$$\sigma_{éc} = \frac{1}{2} \rho C_1 \Delta U_{sl} = U_{slA} - U_{slB} \quad (I.30)$$

où ΔU_{sl} représente la différence de vitesse de surface libre entre le premier maximum U_{slA} et le premier minimum U_{slB} de la courbe (voir fig.I-27). Pour des niveaux d'écaillage correspondant à l'initiation, l'erreur calculée est de l'ordre de 13 %. Pour des niveaux de rupture plus importants, l'erreur commise devient très importante.

II.5 Comportement plastique

A basse pression, le matériau se comporte comme un solide, élastique pour des pressions inférieures à sa limite élastique, puis élasto-plastique pour des pressions supérieures. Aux hautes pressions, le milieu peut être considéré comme hydrodynamique. L'état de contraintes d'un matériau et les déformations qui en résultent sont exprimés par des tenseurs respectifs d'ordre 3 : $C = (\sigma_{ij})$ et $D = (\epsilon_{ij})$. Ces tenseurs peuvent être décomposés en une partie sphérique (hydrostatique) C_s et D_s , et une partie déviatorique ou plastique C_d et D_d où :

$$C_s = \begin{bmatrix} s & 0 & 0 \\ 0 & s & 0 \\ 0 & 0 & s \end{bmatrix} \quad C_d = C - C_s ; s = -p \text{ pression hydrostatique} \quad (I.31)$$

$$D_s = \begin{bmatrix} e & 0 & 0 \\ 0 & e & 0 \\ 0 & 0 & e \end{bmatrix} \quad D_d = D - D_s ; e = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta V}{V} \right) \quad (I.32)$$

On définit le comportement d'un matériau par un système d'équations liant les composantes des tenseurs des contraintes et des déformations. Ce système d'équations peut être établi à partir de plusieurs hypothèses :

- on admet qu'une pression hydrostatique ne crée aucun cisaillement. On peut alors séparer les équations liant les variables des parties sphériques et des parties déviatoriques :

$$C_s = f(D_s) \text{ et } C_d = g(D_d) \quad (I.33)$$

- la contrainte sphérique est proportionnelle à la dilatation :

$$\Rightarrow C_s = 3KD_s \quad (I.34)$$

où K est le module de rigidité. La fonction g est déterminée par l'hypothèse d'un corps au comportement élasto-plastique parfait :

→ Corps élastique, les déformations sont proportionnelles aux tensions :

$$C_d = 2GD_d \quad \text{où G est le module de Coulomb.} \quad (I.35)$$

→ Corps plastique, les déformations n'apparaissent que pour une tension supérieure à une tension critique déterminée par le critère de Von-Mises. L'écoulement plastique d'un matériau commence lorsque l'énergie de changement de forme est égale à celle emmagasinée dans le corps à la limite élastique en traction simple Y_0 :

$$\sum_{i,j} (\sigma_i - \sigma_j)^2 = 2Y_0^2 \quad (I.36)$$

On applique ceci à la propagation d'une onde plane qui produit un état de déformation uniaxiale (par exemple dans la direction z de propagation de l'onde). Les déformations sont alors données par :

$$D = \begin{bmatrix} \epsilon_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\epsilon_z}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\epsilon_z}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\epsilon_z}{3} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{2\epsilon_z}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-\epsilon_z}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-\epsilon_z}{3} \end{bmatrix} \quad (I.37)$$

Ainsi, en phase élastique, les contraintes produisant les déformations élastiques sont données d'après (I.33) et (I.34) par :

$$\sigma_z = \left(K + \frac{4G}{3} \right) \varepsilon_z = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_z \quad (\text{I.38})$$

$$\sigma_x = \sigma_y = \left(K - \frac{2G}{3} \right) \varepsilon_z = \lambda \varepsilon_z \quad (\text{I.39})$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé. La décomposition du tenseur des contraintes en partie sphérique et partie déviatorique conduit à :

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}_s + \mathbf{C}_d = \begin{bmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{4\mu\varepsilon_z}{3} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2\mu\varepsilon_z}{3} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2\mu\varepsilon_z}{3} \end{bmatrix} \quad (\text{I.40})$$

L'application du critère de Von-Mises conduit à un comportement élastique décrit ci-dessus tant que $\varepsilon_z \leq \frac{Y_0}{2\mu}$. Ainsi, suivant la direction z , le seuil élasto-plastique est atteint pour une contrainte déviatorique $\sigma_d = \frac{2Y_0}{3}$. Au-delà de ce seuil, le matériau a un comportement plastique et la contrainte déviatorique demeure constante et égale à $\pm \frac{2Y_0}{3}$.

Finalement, l'introduction du comportement élasto-plastique du matériau, revient à remplacer dans les équations de conservation la pression p par la contrainte $\sigma = -p + \sigma_d$, la pression étant toujours calculée par l'équation d'état. La contrainte déviatorique est calculée par $\sigma_d = \frac{4\mu\varepsilon_z}{3}$.

$$\text{Tant que} \quad |\sigma_d| \leq \frac{2Y_0}{3}; \quad \sigma_z = -p + \frac{4}{3}\mu\varepsilon_z \quad (\text{I.41})$$

$$\text{Dès que} \quad |\sigma_d| \geq \frac{2Y_0}{3}; \quad \sigma_z = -p \pm \frac{2}{3}Y_0 \quad (\text{I.42})$$

avec les conditions de signes suivantes : + si $\sigma_d < 0$; - si $\sigma_d > 0$. La figure.I-14 illustre ces résultats.

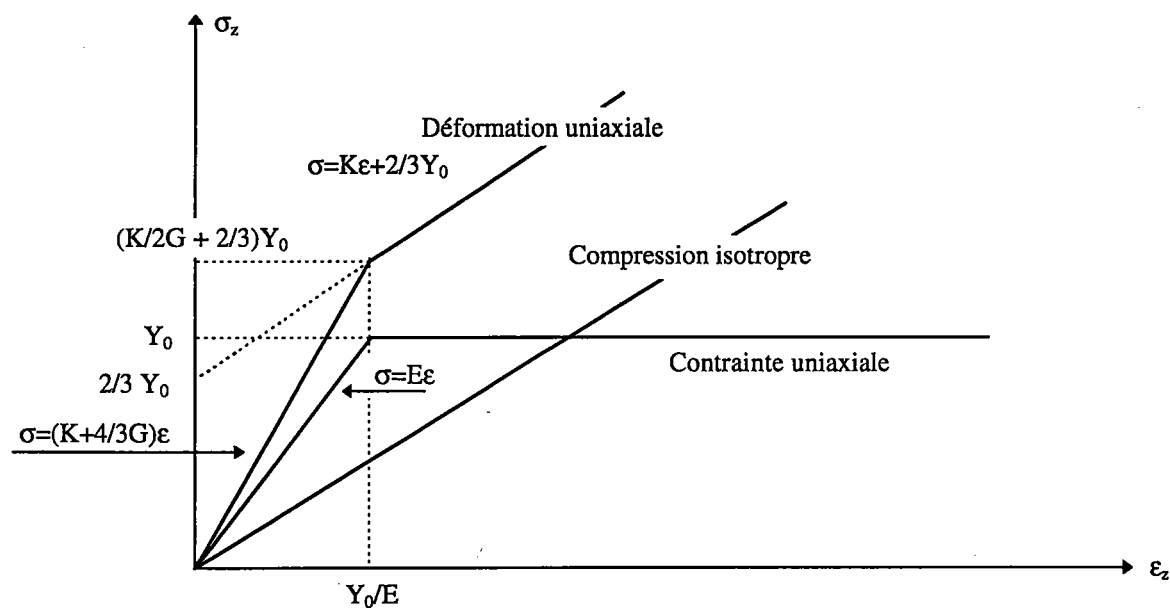


Figure.I-14 Relations contrainte-déformation pour un matériau élastique-plastique en déformation uniaxiale et en compression uniaxiale.

L'étude de l'écaillage des matériaux au L.P.M.M. a nécessité la conception et la réalisation d'un lanceur à gaz et de sa métrologie. C'est l'objet de la suite de ce chapitre.

III. LANCEUR A GAZ

L'originalité du lanceur à gaz développé au L.P.M.M. réside dans l'automatisation et l'informatisation complète de son fonctionnement. La conception du dispositif expérimental complet, comprend la partie mécanique du lanceur (déclencheur, tube de lancement, chambre à vide, etc.), le système de mise sous vide des chambres (pompes à vides, capteurs), le dispositif de mise en haute pression de la chambre (surpresseur, régulateur), l'ensemble de mesure (mesure de vitesse, pression, vide), auquel vient s'ajouter la conception de la partie innovatrice de ce lanceur (automate, informatique, programme), fig.I-15. Dans la suite nous allons décrire, parfois succinctement, les différents sous-ensembles mécaniques et électroniques du dit lanceur.

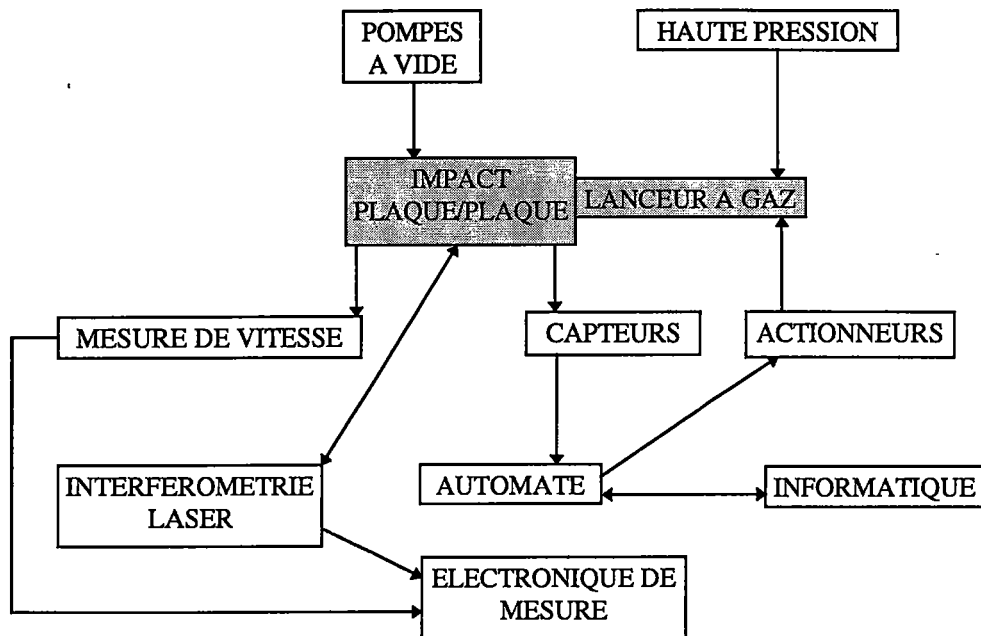


Figure.I-15 Schéma de principe du dispositif expérimental développé au L.P.M.M.

III.1 Description mécanique et électronique du lanceur à gaz

Un lanceur de ce type est caractérisé principalement par la longueur de son tube de lancement, le diamètre du projectile, la pression de fonctionnement et le volume du réservoir haute pression. Le diamètre du projectile est somme toute le plus important puisqu'il va conditionner la propagation d'une onde plane unidirectionnelle dans la cible.

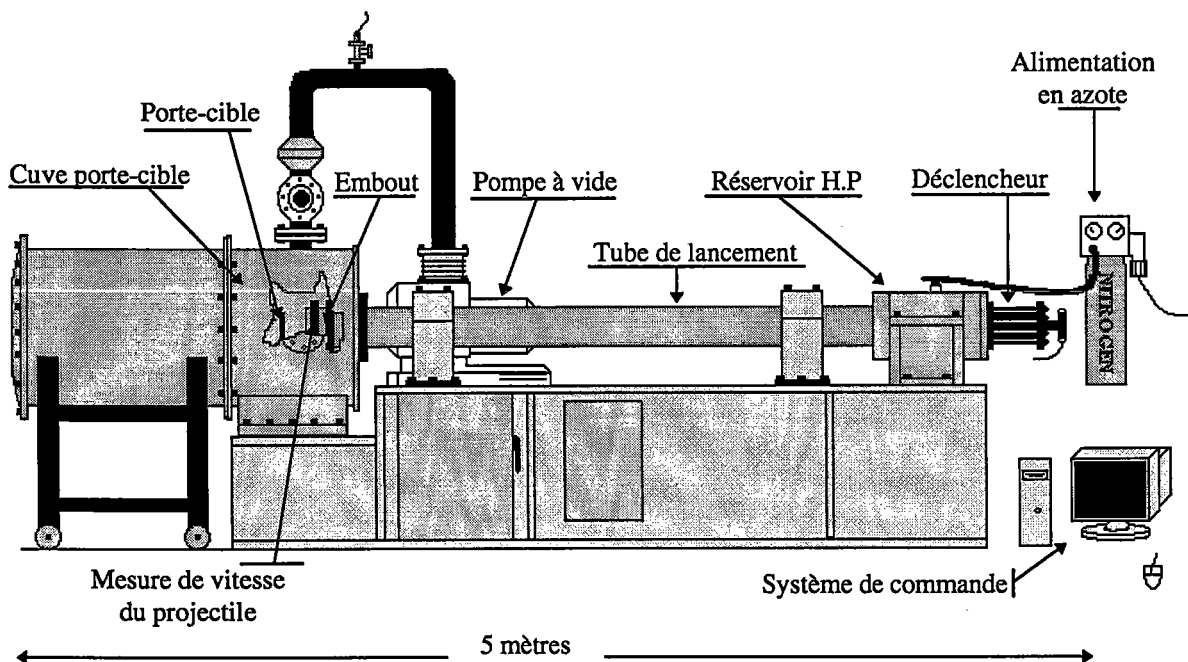


Figure.I-16 Vue d'ensemble du lanceur à gaz.

La figure.I-16 permet de situer les différents sous-ensembles décrits dans la suite.

1) Le déclencheur (fig.I-17)

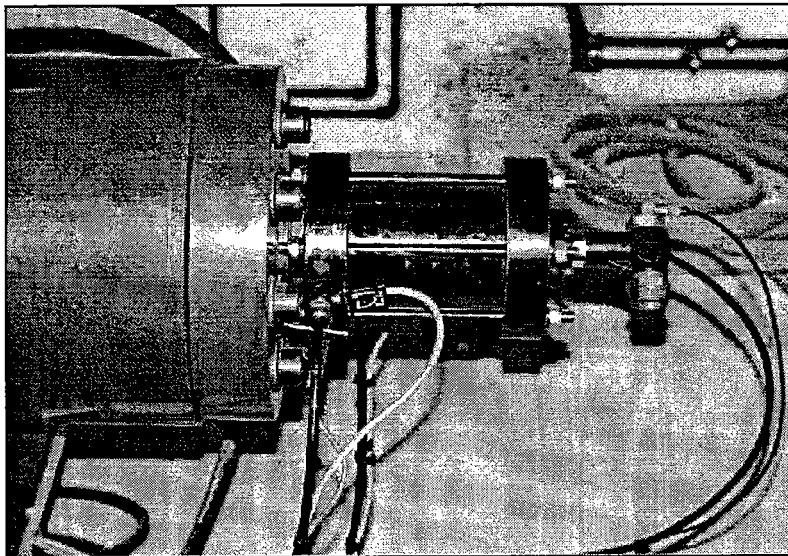


Figure.I-17 Photo du déclencheur.

Le réservoir haute pression enveloppe le tube de lancement à l'une de ses extrémités et communique avec celui-ci grâce à quatre trous cylindriques. Le déclenchement du tir se fait en découvrant ces quatre orifices pour permettre au gaz sous pression de propulser le projectile. Généralement, c'est le projectile lui-même qui obstrue les orifices, fig.I-18, (Wrapp-Around). Cela oblige à utiliser des corps de projectile pleins afin qu'ils résistent à la pression.

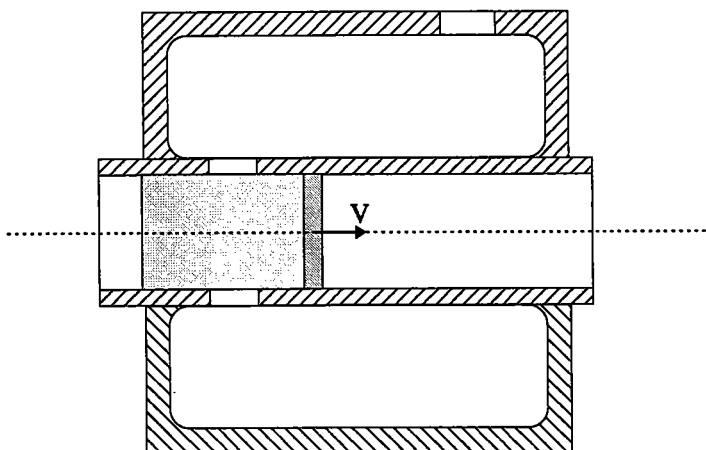


Figure.I-18 Schéma du principe Wrapp-around.

Ce dispositif a été modifié comme indiqué sur la figure.I-19 pour d'une part utiliser des corps de projectile creux plus légers et d'autre part pour accélérer le processus de mise en communication du réservoir et du tube et donc la vitesse de déclenchement du tir.

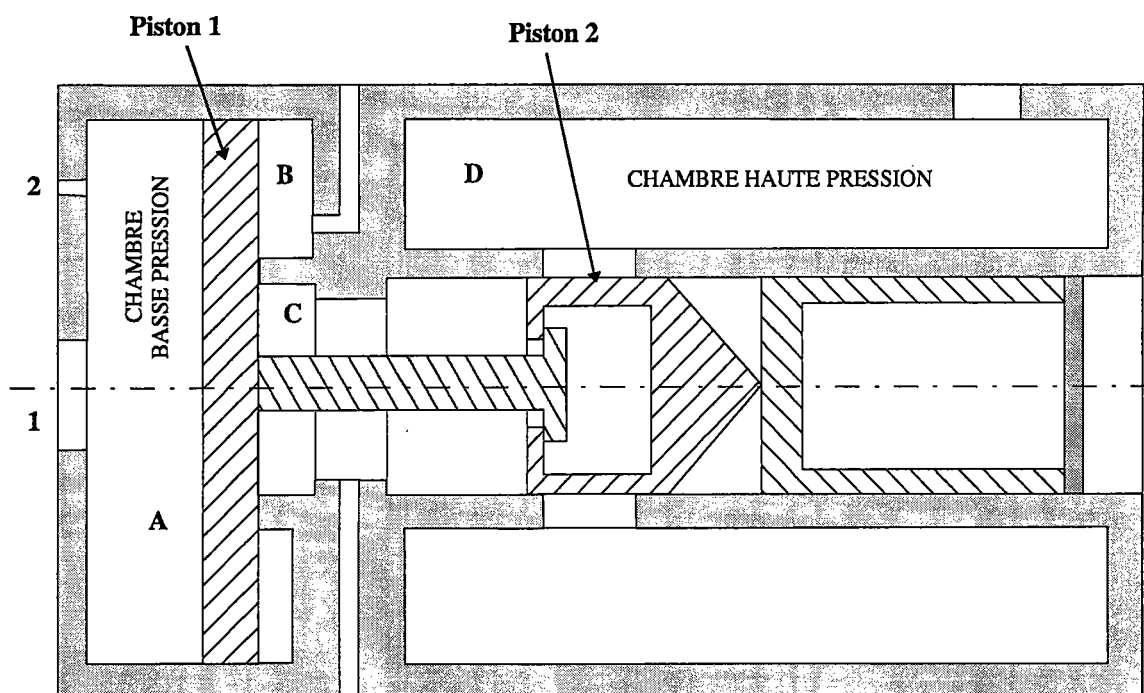


Figure.I-19 Plan du déclencheur.

Le déclencheur est vissé à l'arrière du lanceur sur le réservoir haute pression pour permettre le chargement du projectile. La mise sous pression de la chambre A par l'orifice 1 permet au piston 1 d'avancer jusqu'à ce que celui-ci soit arrêté par la bague d'arrêt. On différencie alors deux autres chambres, les chambres B et C ainsi constituées.

L'orifice 1 de la chambre A est ensuite fermé pour maintenir la pression dans la chambre et ainsi éviter que le piston ne recule. La mise sous pression de la chambre C permet au piston 2 d'avancer et de venir boucher les quatre orifices donnant sur la chambre haute pression D. Le projectile s'est aussi un peu avancé. L'air qui a permis l'avancement du piston 2 s'échappe.

On fait le vide dans la cuve porte-cible, dans la cuve de récupération et dans le tube de lancement. Une fois le vide obtenu, on met sous haute pression la chambre D. On remet la

chambre A sous pression de manière à opposer une force à la force de pression que l'on va exercer en mettant la chambre B sous pression.

Le tir s'effectue en cessant d'alimenter en air la chambre A et en ouvrant simultanément l'orifice 2. Le piston 1 recule en entraînant le piston 2, la haute pression s'engouffre dans le tube rapidement grâce à la forme conique et au montage coulissant du piston 2 par rapport au piston 1. Le tir est effectué.

2) Le réservoir haute pression et l'alimentation en azote (fig.I-20)

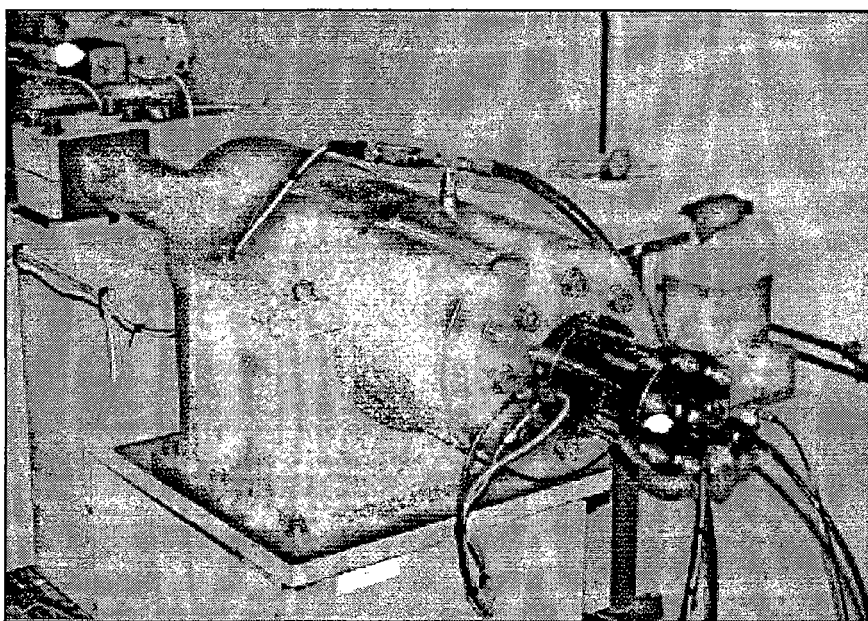


Figure.I-20 Photo du réservoir haute pression.

Le réservoir peut contenir 13 litres d'azote, d'hélium ou d'air à une pression de fonctionnement maximale de 250 bars. La courbe de la figure.I-21, déterminée expérimentalement, donne la vitesse du projectile en sortie de tube en fonction du rapport pression de tir / masse du projectile, pour des essais réalisés sous vide.

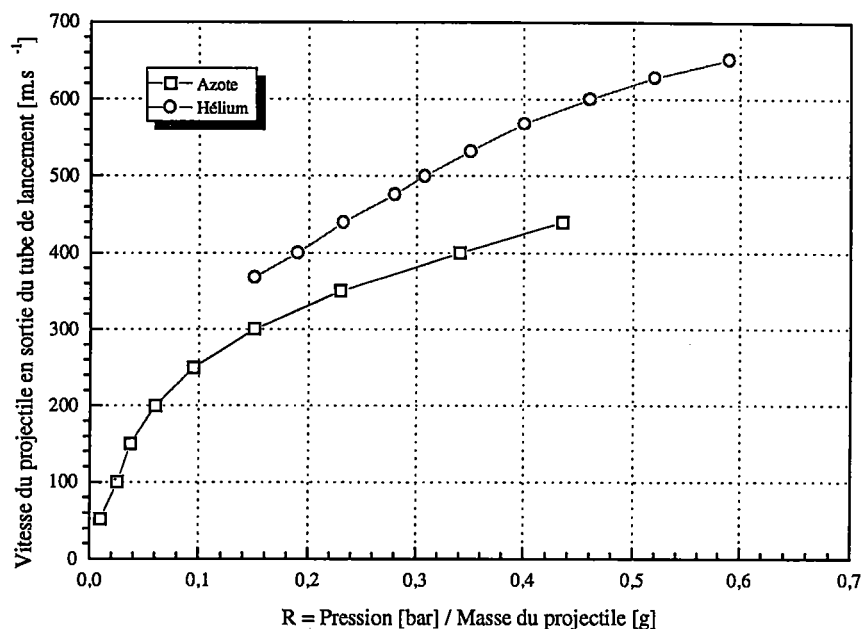


Figure.I-21 Courbe expérimentale donnant la vitesse du projectile en fonction du rapport pression/masse.

L'alimentation en azote se fait à partir d'une bouteille d'azote (250 bars) à laquelle est associé un groupe « cravate » Haskel AA-30 composé d'un surpresseur (moteur pneumatique linéaire), d'un régulateur aval et d'un filtre, dont le rôle est de maintenir une pression constante à sa sortie quelque soit la pression délivrée par la bouteille, fig.I-22. La sortie de ce groupe est liée à deux distributeurs haute pression qui permettent de réguler automatiquement la pression dans le réservoir.

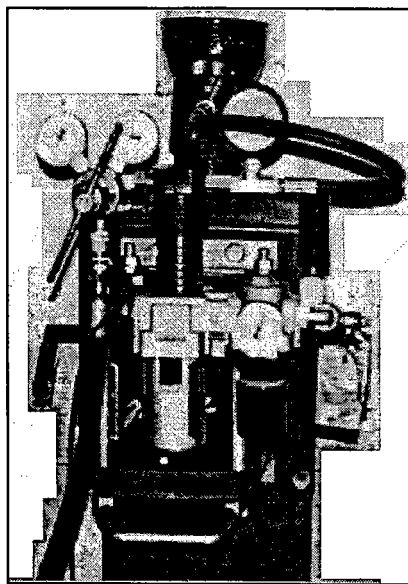


Figure.I-22 Photo de l'alimentation en azote et du surpresseur.

3) Le tube de lancement et l'embout du canon

Le tube de lancement a un diamètre de 57 mm et une longueur de 2.88 mètres sans l'embout. A son extrémité est fixé un embout de 239 mm de long. Il est spécialement conçu dans le but d'intégrer un système optique de mesure de vitesse du projectile. Il est possible d'adapter d'autres embouts pour réaliser des essais de type différent.

4) Le système de mesure de vitesse du projectile

Il est nécessaire, lors d'un essai, de connaître la vitesse du projectile au moment de l'impact. Cette vitesse donne accès à la contrainte générée dans la cible par la relation (I.28). Elle permet également lors des essais préliminaires, de calibrer le lanceur en déterminant la courbe pression-vitesse. Le tube de lancement se termine par un embout sur lequel est greffé le système optique de mesure de vitesse et d'accélération du projectile, fig.I-23.

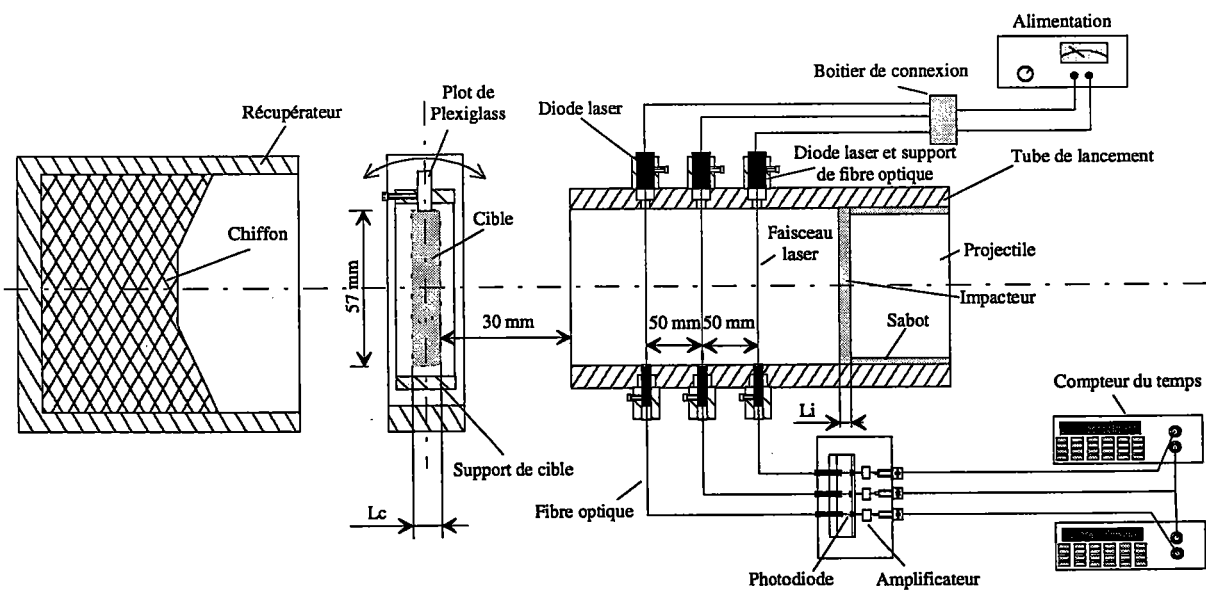


Figure.I-23 Système optique de mesure de vitesse du projectile.

Il est composé de trois diodes lasers collimatées espacées entre elles de 50mm et fixées sur la périphérie de l'embout par trois bagues. Elles génèrent trois faisceaux laser sur la longueur d'onde de 670 nm (rouge) suivant un diamètre du tube. Symétriquement disposées, trois fibres optiques reçoivent les faisceaux laser. Ceux-ci se propagent dans les fibres optiques jusqu'à rencontrer les photodiodes (temps de monté 15ns). Les signaux délivrés par les photodiodes sont amplifiés jusqu'à environ 1 volt pour éviter le déclenchement intempestif des compteurs du temps dû aux courants parasites provenant des différents contacteurs du tableau de puissance. Ces signaux amplifiés sont envoyés aux compteurs du temps (Racal-Dana 1991) par le biais de câbles coaxiaux deux fois blindés et de connecteurs BNC. Lorsque les photodiodes sont éclairées, elles délivrent un signal d'amplitude 450 mV. Le projectile vient couper successivement les trois faisceaux et les compteurs mesurent le temps mis par le projectile pour parcourir la distance inter-faisceaux. La figure.I-24 montre les trois signaux de sortie des photodiodes à la coupure des faisceaux laser.

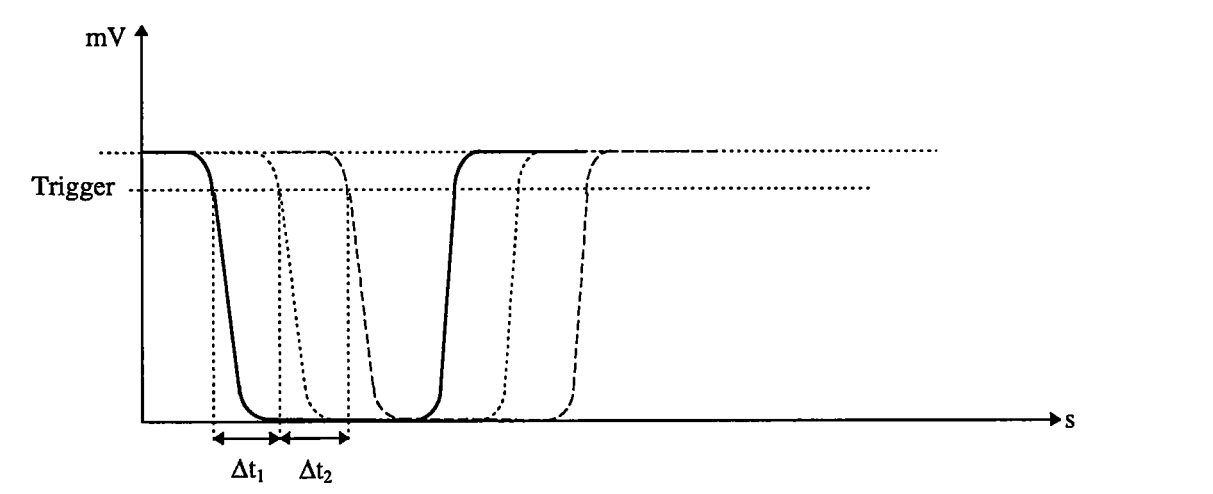


Figure.I-24 Signal de sortie des photodiodes à la coupure des faisceaux laser par le projectile.

5) La cuve porte-cible (fig.I-25) et le porte-cible

L'extrémité du tube de lancement sur laquelle est fixé l'embout, débouche dans la cuve porte cible. Cette cuve cylindrique possède cinq ouvertures : une ouverture donnant sur l'embout du tube de lancement, une ouverture interface qui permet de recevoir et transmettre les signaux

électriques du système optique de mesure de vitesse et des capteurs, une ouverture sur laquelle est fixé un hublot transparent pour permettre le passage du faisceau laser du système d'interférométrie laser, une ouverture donnant sur la vanne d'isolement des pompes à vide et une ouverture sur laquelle vient se fixer la cuve de récupération.

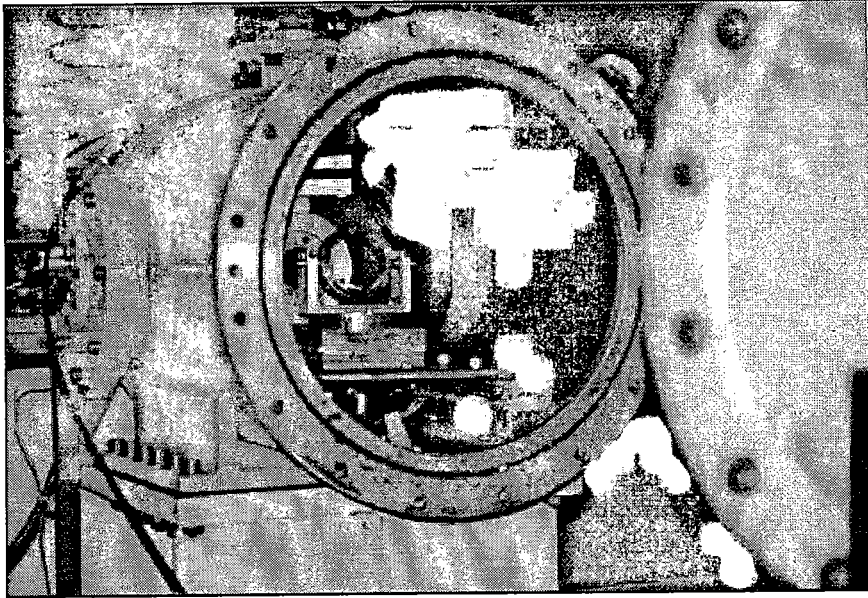


Figure.I-25 Photo de la cuve porte-cible.

Le porte-cible, fig.I-26, est fixé sur un plateau dans la cuve porte-cible. Ce système de maintien de la cible a été spécialement conçu et adapté aux expériences d'écaillage obtenues par impact plan sur plan. Il est fondamental, pour que des ondes planes se propagent symétriquement dans la cible, de respecter un parfait parallélisme entre la face avant du projectile et la face impactée de la cible. Le porte-cible possède six degrés de liberté, trois rotations et trois translations qui permettent d'obtenir un très bon réglage du parallélisme entre les deux faces. La cible est maintenue dans la couronne du porte-cible par trois plots en plexiglas par simple pression, de façon à n'opposer aucune résistance au moment de l'impact. La plupart du temps, les expérimentateurs utilisent un laser et le principe d'autocollimation pour régler le parallélisme de ces deux faces, mais nous avons pu éviter cela grâce à une technique de réglage bien adaptée.

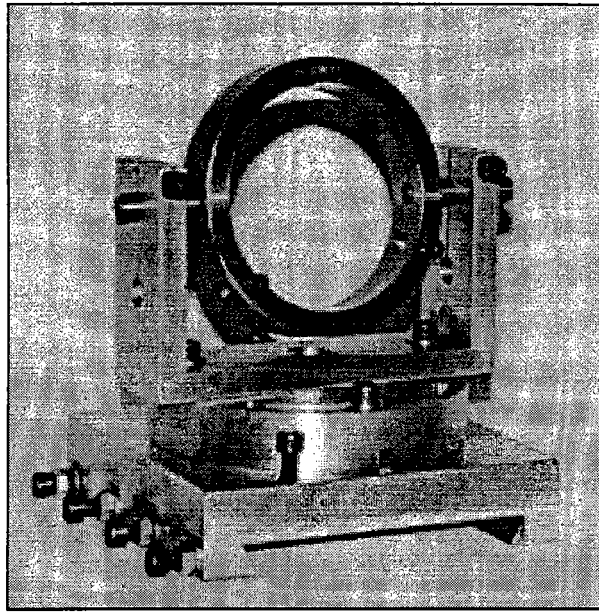


Figure.I-26 Photo du porte-cible.

6) La métrologie laser

La métrologie laser présente un intérêt fondamental pour l'étude du comportement des matériaux sous sollicitations dynamiques et plus particulièrement encore pour l'étude de l'écaillage. En effet, pour déterminer la contrainte qui correspond au seuil d'initiation de l'endommagement, il faut après chaque tir, découper la cible et observer la surface au microscope afin de détecter l'existence ou non de microvides ou de microfissures. Ceci n'est pas commode, d'une part parce que le traitement individuel de chaque cible (découpage, polissage mécanique, polissage électrolytique, observation) prend beaucoup de temps et d'autre part, parce qu'il n'est pas trivial de trouver la contrainte qui correspond exactement à l'initiation de l'écaillage. La mesure du profil de vitesse de surface libre nous renseigne d'autres part sur la vitesse de déformation dans le plan d'écaillage, la limite élastique de Hugoniot, la célérité de l'onde plastique et la notion de fragilité/ductilité.

Comme nous l'avons vu précédemment, ce type d'endommagement est obtenu par le croisement de deux ondes de détentes. L'onde réfléchiée par la surface libre de la cible, se propage dans le matériau jusqu'à le mettre en traction et générer sous certaines conditions

l'endommagement. Il correspond à la séparation physique du matériau (formation d'une surface libre) provoquant la réflexion de l'onde sur cette nouvelle interface jusqu'à rejoindre à nouveau la surface libre de la cible. Ces ondes qui arrivent sur la surface libre provoquent un déplacement à la vitesse $v(t)$ de la matière. C'est cette vitesse que l'on va mesurer par interférométrie laser. La figure.I-27 donne un exemple de profil de vitesse de surface libre d'une cible endommagée avec les différents paramètres à relever ($\Delta V, \dot{V}_1, \dot{V}_2, \sigma_{HEL}$), [I.17]. Le premier petit plateau observé sur la courbe correspond à la limite élastique de Hugoniot, σ_{HEL} . On observe ensuite un pic de vitesse, suivi d'une chute (pente $\dot{V}_1$) dû à la réflexion de l'onde sur la face arrière de la cible. Si la cible est écaillée, la création d'une nouvelle surface libre au sein du matériau provoque la réflexion de l'onde qui va accélérer à nouveau la face arrière de la cible d'où le second pic (pente $\dot{V}_2$) de vitesse observé sur la figure.I-27. Plus la rupture du matériau est ductile, plus la pente $\dot{V}_1$ sera grande. Les autres informations que l'on peut déduire d'un tel profil sont données en détail au chapitre II.

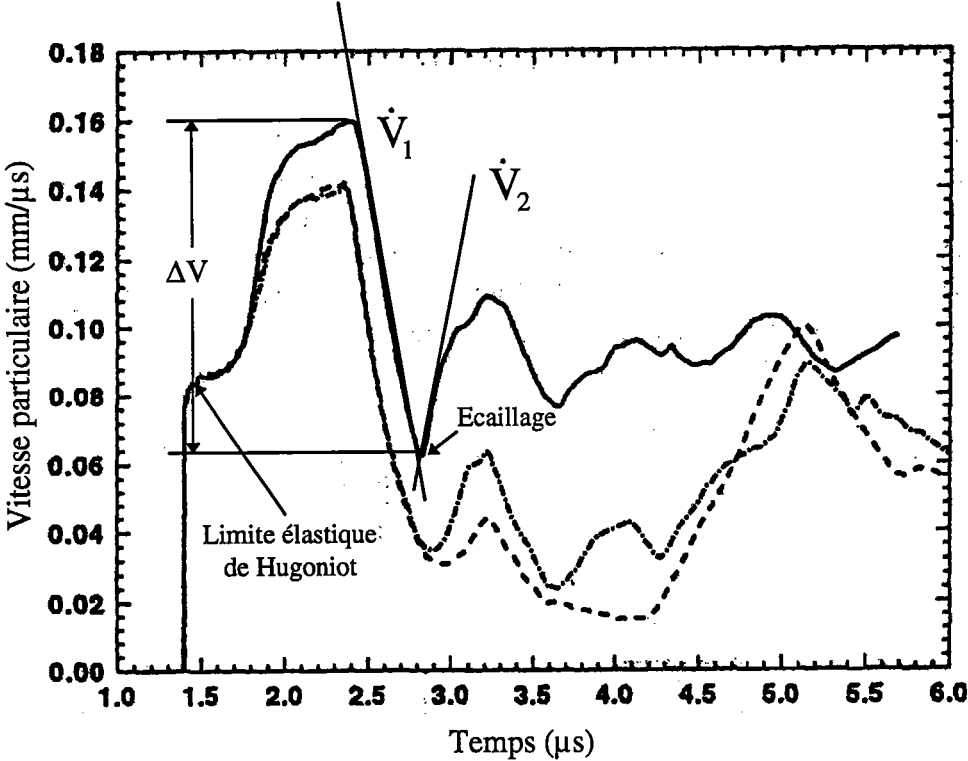


Figure.I-27 Exemple de profil de vitesse de surface libre avec endommagement, [I.18].

En 1965, L.M. Barker et R.E. Hollenbach, [I.19], ont utilisé une nouvelle technique de mesure du déplacement et de la vitesse de la surface libre d'un échantillon après impact. J.N. Johnson

et ces mêmes auteurs n'ont cessé d'améliorer cette technique jusqu'à la mise au point, en 1972, du système VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector), [I.20].

Dans notre cas, on utilise un interféromètre de vitesse et non plus un interféromètre de déplacement type Michelson. Dans cette technique, le faisceau issu du laser arrive sur la surface libre de la cible puis, après réflexion, est séparé en deux faisceaux ayant des trajets volontairement différents. La différence de marche de longueur $L = 2AB$ doit être connue et joue sur la précision des mesures. La figure.I-28 représente schématiquement le banc d'interférométrie.

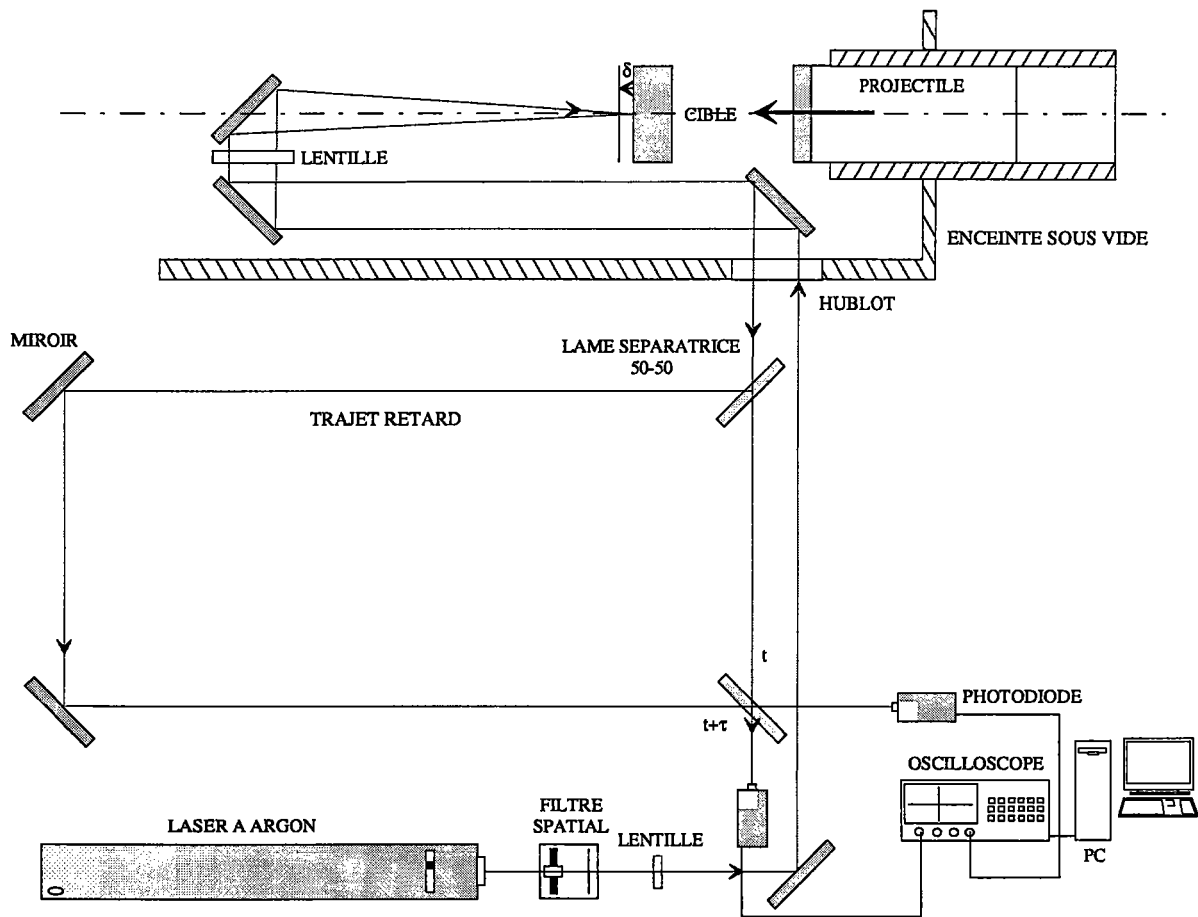


Figure.I-28 Représentation schématique du banc d'interférométrie laser.

En faisant interférer les deux faisceaux 1 et 2, on obtient la formation d'interfranges dont le nombre est proportionnel à la vitesse de surface libre. Le déphasage est donné par la relation :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda - \Delta\lambda} L.$$

La variation de longueur d'onde due à l'effet Doppler est désignée par $\Delta\lambda$. Le

signe moins signifie que la cible se rapproche de l'émetteur. Puisque l'amplitude réelle des

deux faisceaux interférents est identique, on aboutit à la relation entre la vitesse de la surface libre $v(t)$ et le nombre d'interfranges formées $\Delta N(t)$ suivante :

$$v(t) = \frac{\lambda}{2\tau} \cdot \Delta N(t) \quad (\text{I.43})$$

$$\tau = \frac{L}{c} = \frac{2 \cdot AB}{c} \quad (\text{I.44})$$

où τ désigne le délai. Par exemple si $\lambda = 514.5 \text{ nm}$, on a $\frac{v}{\Delta N} = \frac{\lambda \cdot c}{4 \cdot AB} \approx \frac{38.58}{AB}$ avec $AB=3.8\text{m}$, chaque nouvelle frange indique un incrément de vitesse de 10 m.s^{-1} .

7) Le projectile

Plusieurs modèles de projectile ont été développés par les expérimentateurs. La conception d'un tel projectile doit respecter certaines règles inhérentes au processus de génération de l'écaillage (propagation d'une onde plane, réflexion sur une surface libre). Le projectile est toujours composé de deux parties : un corps ou sabot, réalisé en matière plastique ou alliage léger, et l'impacteur réalisé dans le matériau à étudier. Pour les essais d'impact sur des plaques très minces, on utilise du polystyrène ou tout autre matériau d'impédance faible pour maintenir la plaque, fig.I-29.

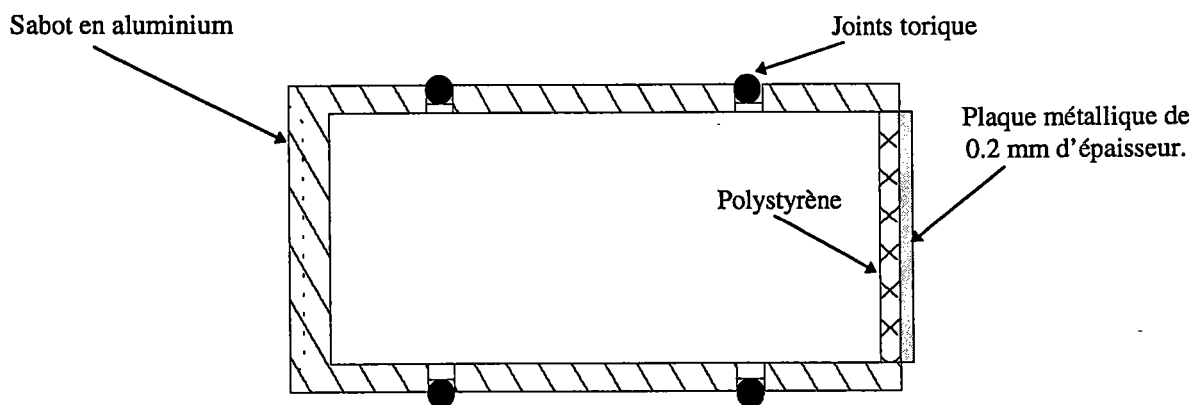


Figure.I-29 Projectile pour plaque très mince.

On fait varier le temps de chargement en modifiant l'épaisseur de l'impacteur. Il est cependant possible de couvrir une plage de temps de chargement avec un seul impacteur d'épaisseur variable, fig.I-30.

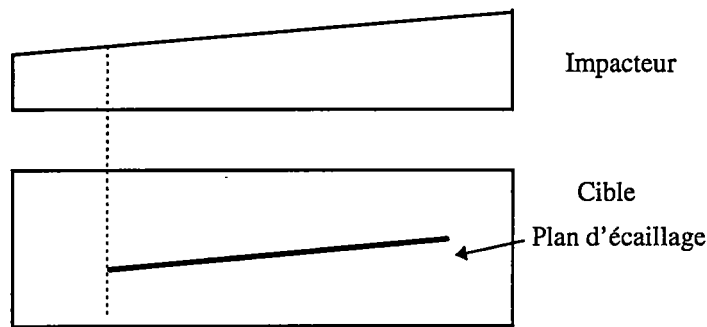


Figure.I-30 Impacteur à épaisseur variable.

Une autre technique, illustrée par la figure.I-31 donne des résultats similaires, [I.21]. Certains projectiles ont été étudiés pour générer une rampe de compression quasi-isentropique, en utilisant un matériau composite appelé MIVAR, dont la densité et l'impédance acoustique varie quasi-linéairement avec l'épaisseur, [I.22], fig.I-32.

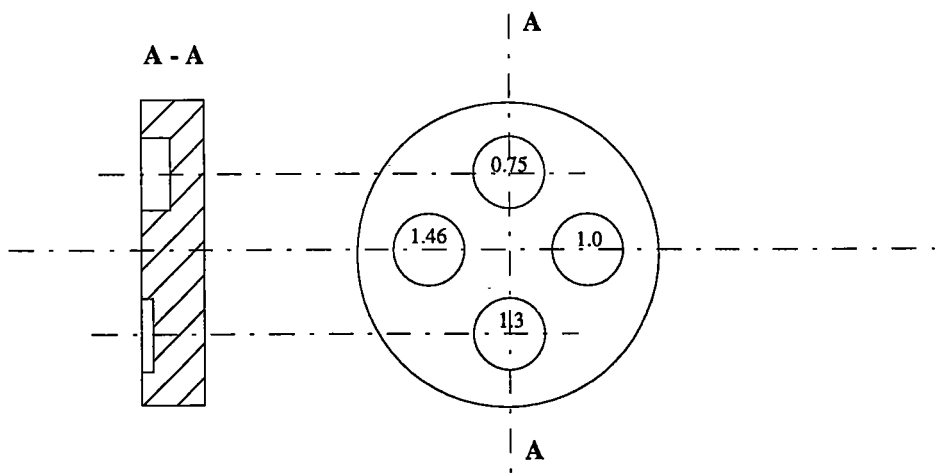


Figure.I-31 Impacteur à épaisseur variable.

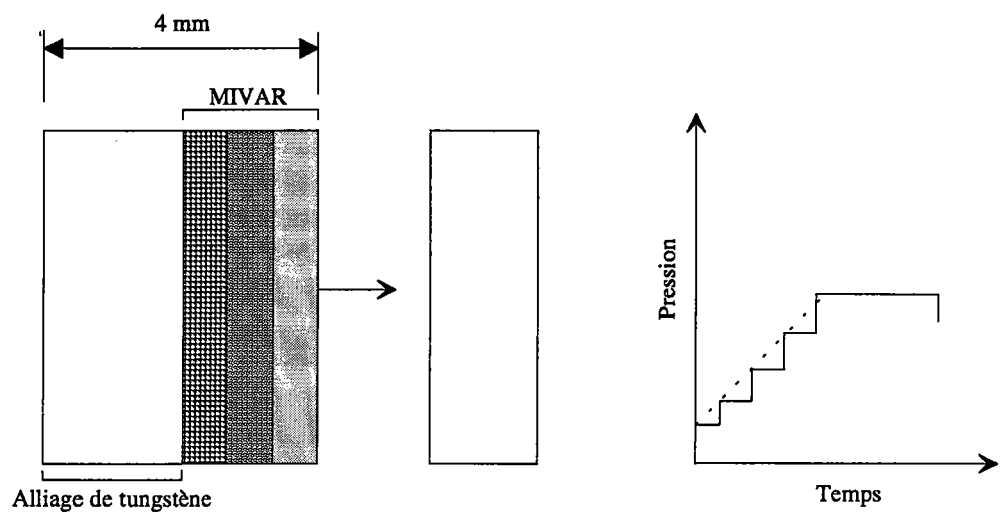


Figure.I-32 Générateur de rampe de chargement.

Pour nos essais, nous avons conçu un projectile creux de 57 mm de diamètre et de 90 mm de longueur sans l'impacteur, fig.I-33.

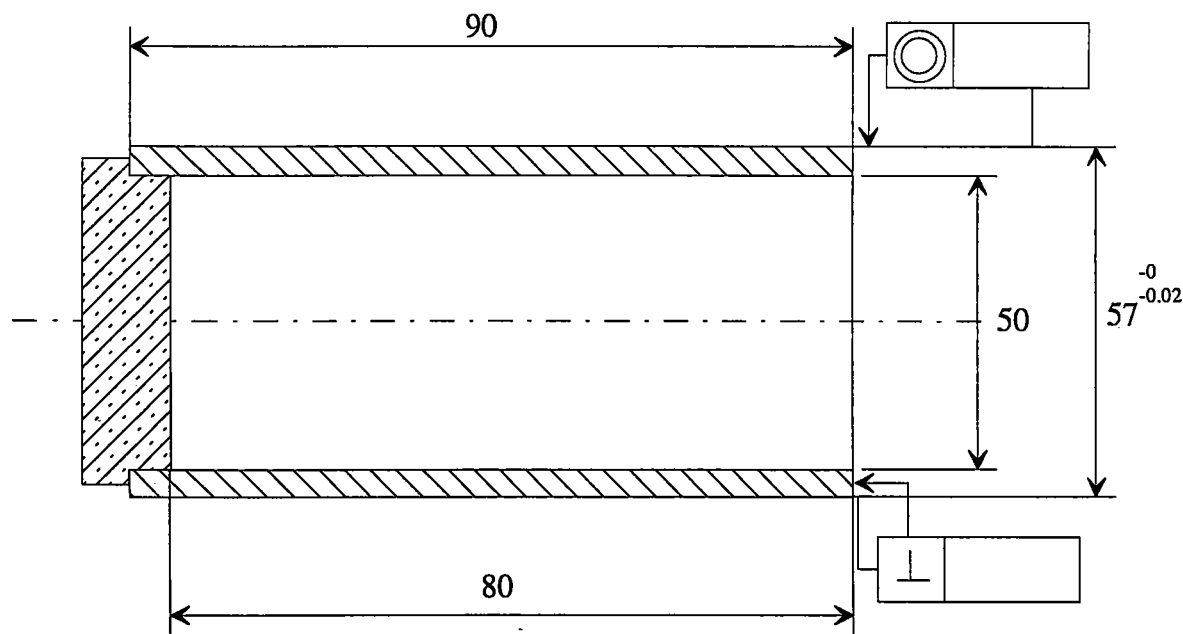


Figure.I-33 Plan du corps du projectile en Delrin.

Le corps du projectile est réalisé en Delrin (polyacétal C), pour son excellent coefficient de frottement, sa bonne stabilité dimensionnelle, sa résistance mécanique élevée et son excellente usinabilité, à partir d'un tube extrudé de diamètre extérieur 60 mm et de diamètre intérieur 50 mm. L'une des extrémités est fermée par un bouchon usiné dans une barre de plastique (P.A.6.E.). L'étanchéité entre le corps et le tube de lancement est assurée en respectant la cote précise de 57 mm. L'impacteur, collé (Loctite 406) sur le corps, est réalisé dans la matière à étudier. La masse moyenne d'un tel projectile est de 250 grammes. Pour que l'onde réfléchie sur la surface libre de l'impacteur ne soit pas modifiée au cours de son évolution, il faut minimiser la surface de contact impacteur/corps tout en conservant une certaine résistance mécanique et rigidité du corps pour ne pas éclater le projectile dans le tube.

A la sortie du tube, se trouve le dispositif de maintien de la cible. Celui-ci a été spécialement conçu et adapté aux expériences d'écaillage obtenues par impact de plaque sur plaque. Il est fondamental, pour que des ondes planes se propagent symétriquement dans la cible, de respecter un parfait parallélisme entre la face avant du projectile et la face impactée de la cible.

8) La récupération du projectile (fig.I-34)

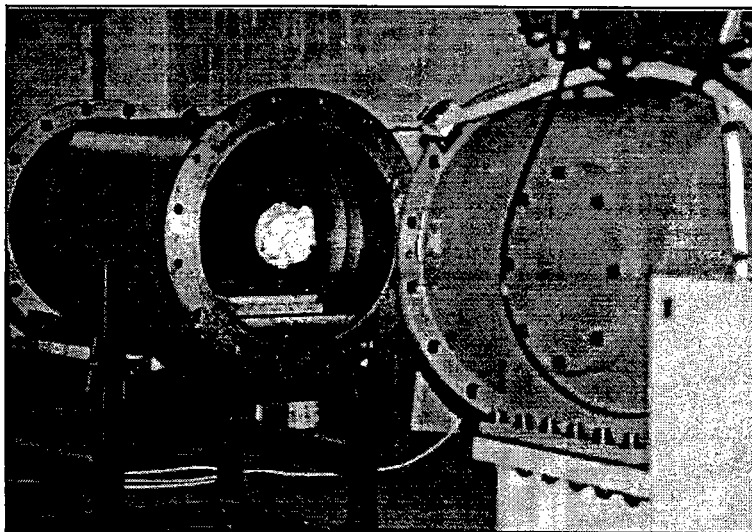


Figure.I-34 Photo de la cuve récupératrice et du récupérateur.

Il est impératif de stopper le projectile et la cible, après le choc, sans causer d'autres dommages que ceux générés au moment de l'impact lui-même. Plusieurs dispositifs, plus ou moins coûteux, peuvent être utilisés. Une caisse constituée d'une série de compartiments dont chacun contient un matériau de plus en plus dense, permet de stopper la cible et l'impacteur. Cependant, la solution la plus simple, la moins onéreuse et certainement la plus efficace, consiste à remplir un cylindre de chiffon.

9) Le système de mise sous-vide (fig.I-35)

Les expériences d'impact de plaque sur plaque sont faites sous vide pour éviter d'une part le décrochement prématuré de la cible dû à la compression d'une colonne d'air lorsque le projectile progresse dans le tube de lancement et d'autre part pour obtenir des vitesses d'impact supérieures à celle du son.

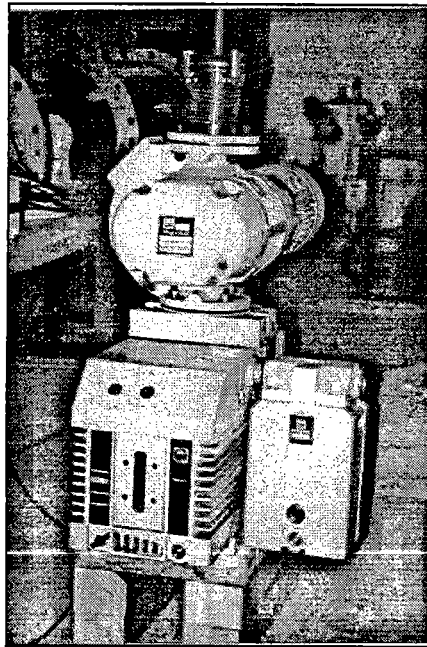


Figure.I-35 Photo des pompes à vides.

Le vide est obtenu par deux pompes à vide biétagées Leybold dont le débit nominal est de $75\text{m}^3/\text{h}$ pour la pompe primaire et de $253\text{ m}^3/\text{h}$ pour la pompe secondaire. La valeur de vide

couramment utilisée pour les expériences est de l'ordre de 0.58 Torr soit 0.77 mbar obtenue en 20 minutes environ.

10) Les capteurs

Pour gérer le fonctionnement du lanceur à partir d'un système informatisé de commande, il est nécessaire de vérifier et de mesurer certaines grandeurs et certains états. On utilise une série de capteurs, tout ou rien (TOR) ou analogique, ayant différents rôles : sécurité, mesure et informations. Parmi les capteurs TOR, on trouve :

- un capteur de fin de course monté sur la cuve porte-cible pour vérifier la fermeture de la chambre d'impact,
- un capteur de seuil de pression disposé dans la chambre d'impact qui permet de détecter une augmentation anormale de la pression,
- deux capteurs de fin de course sur la vanne pneumatique d'isolement, qui donne l'information vanne ouverte ou vanne fermée,
- trois capteurs sur le déclencheur, deux d'entre eux sont des capteurs de seuil de pression qui donnent une information sur la mise en pression des chambres, et un capteur capacitif qui indique que le déclencheur est bien monté sur le réservoir haute pression,
- un détecteur de présence fixé au mur dans l'axe du lanceur, qui interdit tout tir en présence de personnes à proximité du lanceur,
- enfin, les contacts des relais électriques jouent un rôle de capteur pour informer de l'état des électrovannes et moteurs.

On utilise deux capteurs analogiques. Le premier mesure la valeur du vide dans la chambre d'impact en temps réel (Minivac EL), comprise entre 10^{-3} mbar et 1 bar. Le second mesure la valeur de la pression dans le réservoir haute pression jusqu'à 450 bars (Hydac HDA). Ces deux capteurs ont une réponse linéaire, 10 volts pour 1 bar pour le capteur de vide, 10 volts pour 450 bars pour le capteur haute pression.

11) Le système de commande

Pour rendre son utilisation la plus conviviale possible et pour avoir des conditions de sécurité optimales, le déroulement complet d'une séquence de tir et la surveillance des paramètres de sécurité ont été entièrement automatisés et informatisés.

Le lanceur est piloté à partir d'un ordinateur communiquant avec un automate. L'ordinateur est un compatible IBM PS1 et l'automate est un TSX 17-20 de chez Télémécanique. Aux capacités standards de l'automate, qui consistent à scruter des entrées afin de mettre à jour des sorties, se sont ajoutées deux fonctions supplémentaires :

- la communication par une carte interface RS232C,
- la conversion analogique/numérique par une carte possédant un convertisseur.

La communication entre l'automate et le PC est réalisée par l'interface RS232C et une cartouche micro-logicielle TSX P17-20FC2. Ce module assure une liaison série asynchrone qui permet de réaliser les fonctions de dialogues par des échanges de chaînes de caractères entre l'automate et son environnement. Celui-ci possède à cet effet un microprocesseur qui dispense le microprocesseur de l'automate du travail de communication, lui permettant ainsi de ne s'occuper que de la gestion des entrées-sorties.

La conversion analogique/numérique est assurée par un module TSX AEG 4110, muni de quatre entrées analogiques. Ces quatre entrées sont scrutées et converties séquentiellement (temps de scrutation : 80 ms), suivant une échelle linéaire (10 V correspond au chiffre 1000).

Cette gestion informatisée a nécessité, outre la conception et l'installation de l'automatisme sur le site, une programmation parfaitement synchronisée de l'automate et du PC. Nous ne détaillerons pas ici la structure de ces programmes.

Un logiciel travaillant sous environnement Windows écrit en Visual Basic réalise l'interface graphique entre l'utilisateur et l'automate. Ce logiciel fournit un accès très convivial au lanceur pour l'utilisateur, grâce à des menus déroulants, des messages d'erreurs, des informations en temps réel, des boutons, etc. La figure.I-36 montre une page du logiciel en exemple.

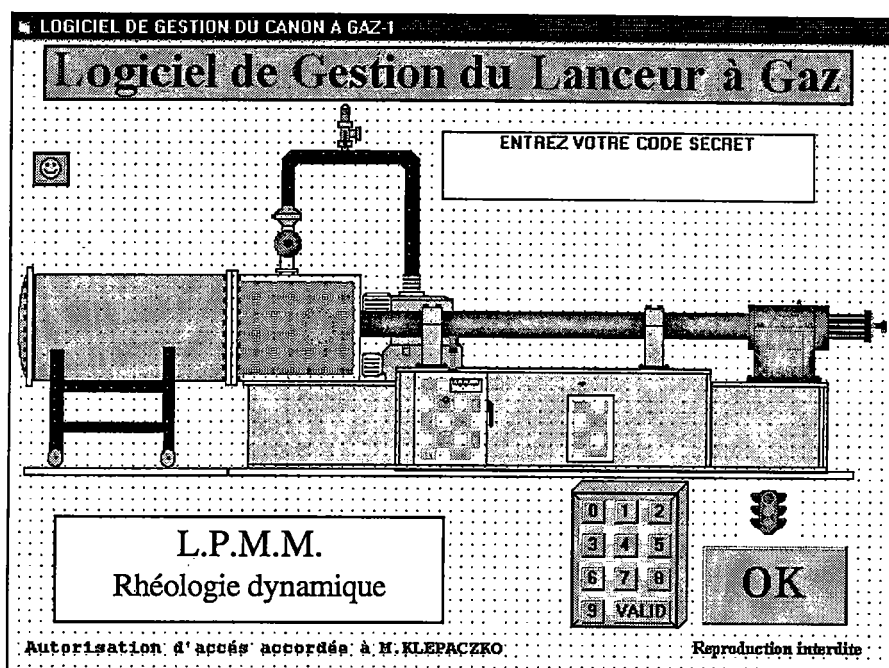


Figure.I-36 Exemple d'une page du logiciel de pilotage du lanceur.

Le logiciel comporte 7 pages différentes. A chacune de ces pages correspond une ou plusieurs étapes. La page de présentation, fig.I-36, permet de protéger l'accès par un code confidentiel (deux essais possibles avant verrouillage complet du logiciel). La page de début, permet de vérifier l'état de tous les capteurs et de lancer le cycle. La page de choix, donne le choix à l'utilisateur d'effectuer un tir à l'ambiante ou bien un tir sous vide. S'il s'agit d'un tir à l'ambiante, l'utilisateur sera informé qu'il ne peut pas dépasser une certaine vitesse d'impact (les vitesses supérieures seront automatiquement verrouillées). Dans le cas d'un tir sous vide, l'utilisateur pourra choisir à l'aide d'un menu déroulant la valeur de vide qu'il désire. Ensuite, dans les deux cas, il accède à la page de vitesse, qui permet de choisir la pression et donc la vitesse de tir. Enfin, la dernière page permet d'effectuer le tir après une double validation de l'ordre de tir. En continu, le logiciel informe l'utilisateur de ces choix, des valeurs du vide et de la haute pression, et reste capable de stopper la séquence en cas de problème détecté par l'un des capteurs.

L'explication du logiciel reste très sommaire et ne rend pas compte de l'ensemble des paramètres gérés, surveillés, lus et contrôlés par celui-ci. Notamment, l'existence de messages d'aide et de sécurité dans les pages n'a pas été mentionnée. Concernant le déroulement du logiciel, nous nous sommes principalement attachés à gérer la totalité des cas qui peuvent se

présenter à l'utilisateur, en ayant toujours présent à l'esprit la sécurité des gens qui vont l'utiliser.

III.2 Synoptique d'un essai type

La figure.I-37 donne une présentation synoptique du déroulement complet d'un essai, en partant de la préparation des projectiles et cibles jusqu'au dépouillement des essais par analyse d'image MEB et optique.

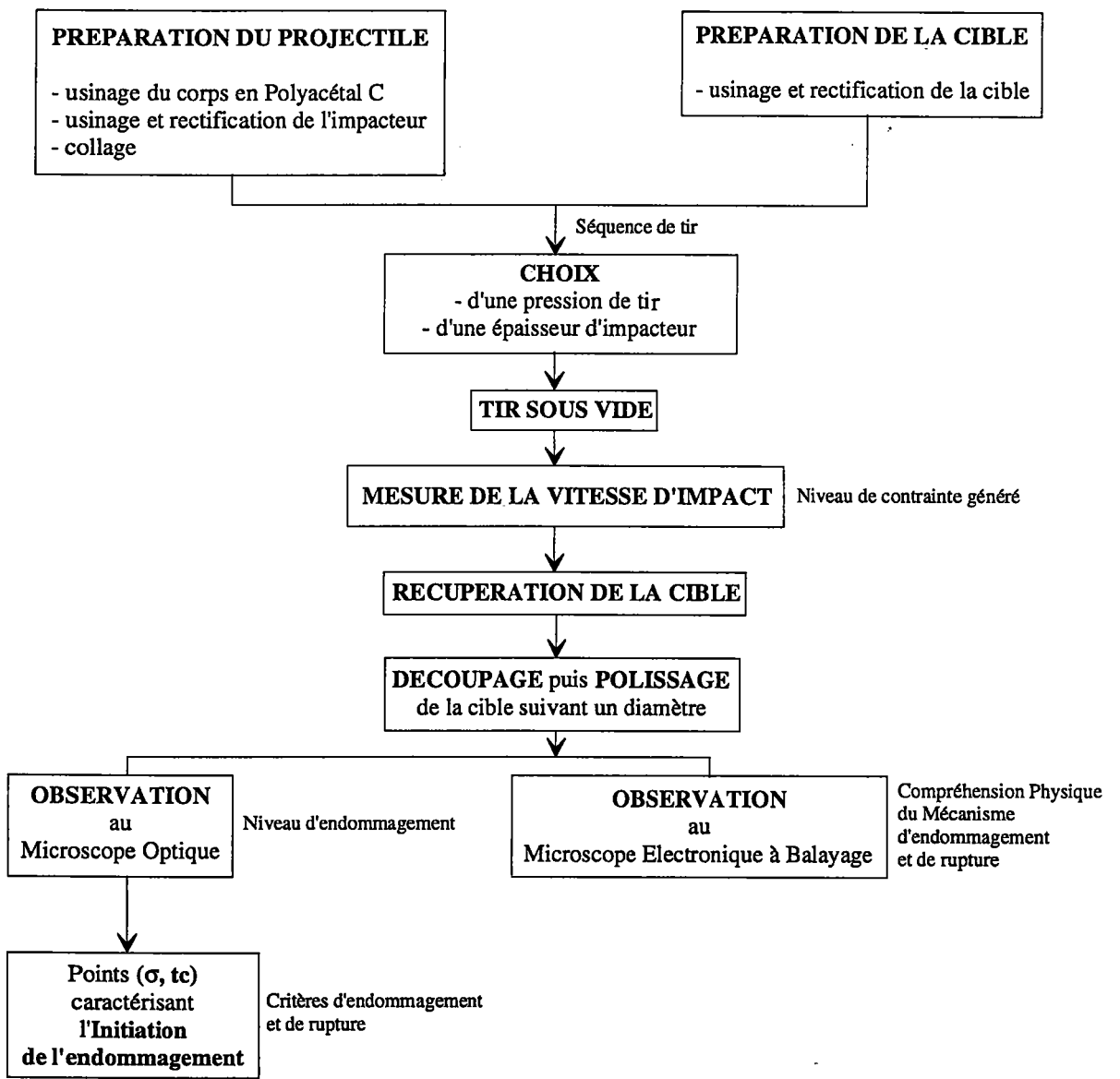


Figure.I-37 Organigramme d'un essai type.

La totalité de ces étapes a été entreprise dans le cadre de cette thèse. La plus grande attention est à porter aux étapes de préparation du projectile, et de découpage et polissage des sections de cibles endommagées.

IV. CONCLUSION

Ce chapitre rappelle les notions élémentaires sur le comportement dynamique des matériaux, et la propagation des ondes élastiques et plastiques dans les matériaux solides. L'application de ces théories permet de définir et de comprendre l'écaillage.

Un dispositif expérimental permettant l'étude du comportement aux grandes vitesses de déformation sous chargement par impact a été conçu au L.P.M.M. de Metz. Il est composé d'un lanceur à gaz de 57 mm de diamètre, capable d'atteindre des vitesses de projectiles de l'ordre de 600 m.s^{-1} . Son utilisation est rendue conviviale par un logiciel de pilotage qui travail sous environnement Windows. Ce logiciel, directement relié à l'automate, informe l'expérimentateur de l'évolution de la séquence de tir et des éventuels dysfonctionnements du lanceur. Il intègre également une gestion de tous les facteurs de sécurité. Les principaux avantages de ce lanceur sont des conditions d'essais parfaitement contrôlés, une approche très conviviale et une sécurité optimale. Bien que ce type de canon à gaz soit relativement répandu dans les laboratoires de dynamiques, celui-ci possède l'originalité d'être entièrement automatisé et commandé à partir de la souris d'un PC. Son rendement et la répétabilité des essais est excellente.

Ce dispositif nous a permis d'étudier l'endommagement et la rupture par écaillage des matériaux industriels par la technique d'impact plaque sur plaque. Celle-ci présente l'avantage de pouvoir figer l'endommagement de la cible à différents niveaux afin d'analyser la cinétique de formation des vides ou fissures. Ceci est rendu possible en ne jouant que sur le temps de chargement et le niveau de contrainte généré dans la cible. Il est à noter que nous avons rencontré de nombreuses difficultés dans la conception et la mise au point de l'interféromètre Doppler laser. Aussi nous ne sommes pas encore en mesure d'enregistrer des profils de vitesse de surface libre. Dans un délai relativement bref, nous devrions pouvoir effectuer ces mesures.

En parallèle nous cherchons à développer un nouveau dispositif optique de mesure de déplacement.

Il est clair que les capacités de ce dispositif peuvent servir de base à de nombreuses autres expériences telles que des essais de perforation, de cisaillement, ou de compaction des poudres. Il est également prévu d'installer un tube de Hopkinson dans la cuve de récupération afin d'enregistrer par les techniques traditionnelles le profil contrainte-déformation dans l'échantillon au cours d'un essai de perforation.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [I.1] D.R.Curran, L.Seaman, D.A.Shockey, Dynamic failure of solids, Physics Reports, 147, 5 et 6, 1987.
- [I.2] B.Hopkinson, A method of measuring the pressure produced in the detonation of explosives or by the impact of bullet, Phil. Trans. A., **213**, 437, 1914.
- [I.3] R.M.Davies, A critical study of the Hopkinson pressure bar, Phil. Trans. A., **240**, 375, 1948.
- [I.4] H.Kolsky, An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading, Proc. Royal Soc. B, 62, 1949.
- [I.5] U.S.Lindholm, Some experiments with the split Hopkinson pressure bar, J. Mech . Phys. Solids., **12**, 317, 1964.
- [I.6] J.S.Rinehart, Scabbing of metals under explosive attack :Multiple scabbing, J. Appl. Phys., **23**, 11, 1229, 1952.
- [I.7] R.Cozić, Contribution à l'étude du comportement dynamique de matériaux par impact plaque/plaque, Thèse de l'Ecole Centrale de Nantes, 1994.
- [I.8] M.Boustie, Etude de l'endommagement dynamique sous l'action d'une onde de choc induite par une impulsion laser de forte puissance dans une cible solide, Thèse de l'Université de Poitiers, 1991.
- [I.9] M.Boustie, F.Cottet, Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets, J. Appl. Phys., **69**, 11, 7533, 1991.
- [I.10] F.Giannelli, Conception d'un dispositif expérimental pour l'étude de la perforation par impact, DEA de l'Université de Metz, 1996.
- [I.11] H.Kolsky, Stress waves in solids, Oxford University Press, Londres, 1953.
- [I.12] R.J.Wasley, Propagation of elastic stress disturbances in deformable solids, Lawrence Livermore Laboratory, Report U.C.R.L. n°14616, 1965.
- [I.13] W.Johnson, Impact strength of materials, Edward Arnold, Bristol, 1972.
- [I.14] R.J.Clifton, Mechanics today, 1, Ed. S Nemat Nasser, Pergamon Press, 102, 1974.
- [I.15] J.Duffy, Some experimental results in dynamic plasticity, Brown University, Providence, RI, U.S.A, Technical report NSF-GK 40213, 1974.
- [I.16] B.Gailly, Etude du comportement dynamique et de la rupture de trois aciers à blindage, Thèse de l'Ecole des Mines de Paris, 1996.

- [I.17] G.I.Kanel, S.V.Razorenov, A.V.Utkin, Spallation in solids under shock-wave loading :Analysis of dynamic flow, methodology of measurements, and constitutive factors, High-pressure shock compression of solids II :Dynamic fracture and fragmentation, Ed. by L.Davison, D.E.Grady, M.Shahinpoor, Springer Verlag New York Inc., 1, 1996.
- [I.18] M.Zhou, R.J.Clifton, Dynamic ductile rupture under conditions of plane strain, Int. J. Impact. Eng., **19**, 3, 189, 1997.
- [I.19] L.M.Barker, R.E.Hollenbach, Interferometer technique for measuring the dynamic mechanical properties of materials, Rev. Sci. Instr. , **36**, 1617, 1965.
- [I.20] L.M.Barker, R.E.Hollenbach, Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface, J. Appl. Phys., **43**, 11, 1972.
- [I.21] S.D.Zhao, Z.Ling, L.T.Shen, S.X.Chen, Y.L.Bai, An experimental approach to evolution of spallation, Shock compression of condensed matter, 523, 1991.
- [I.22] M.Perez, Qualification of a ramp-wave generator, Journal de Physique, C3, **9**, 49, 713, 1988.

CHAPITRE II

ECAILLAGE : MECANISMES PHYSIQUES ET MODELISATION



CHAPITRE II

ECAILLAGE : MECANISMES PHYSIQUES ET MODELISATION

I. INTRODUCTION	II-1
II. MECANISMES DE L'ECAILLAGE	II-2
II.1 Amorçage (Nucleation)	II-4
II.2 Croissance (Growth)	II-7
II.3 Coalescence	II-13
1) Généralités	II-13
2) Bandes de cisaillement	II-14
III. CRITERES DE RUPTURE	II-18
III.1 Approche mécanique (macroscopique)	II-19
III.2 Approche statistique	II-27
III.3 Approche phénoménologique	II-34
IV. CONCLUSION	II-44
REFERENCES DU CHAPITRE II	II-46

I. INTRODUCTION

Plusieurs mécanismes différents interviennent dans la rupture par écaillage d'un matériau. Certains paramètres ont une influence plus ou moins directe sur ces mécanismes. En faisant varier la contrainte appliquée et le temps de chargement, on obtient des niveaux d'écaillage variables que l'on peut définir par exemple comme suit: absence d'écaillage, initiation, initiation avancée, écaillage, écaillage avancé ou séparation totale. On peut ainsi figer les étapes successives et étudier la cinétique des mécanismes d'endommagement.

Le premier objectif de ce chapitre est de décrire les mécanismes physiques complexes menant aux différents stades d'écaillage au sein d'un matériau soumis à un impact plan, puis de mieux comprendre l'influence des différents paramètres liés au chargement, au matériau et aux conditions initiales. Une meilleure compréhension de ces mécanismes doit permettre de proposer une modélisation de la rupture dynamique.

La connaissance des mécanismes de déformation des matériaux et de leurs lois de comportement correspondantes, rend possible le calcul des déformations et des contraintes que subies une pièce soumise à des efforts d'origines variées. Il se pose alors le problème de connaître les limites qu'ils ne doivent pas dépasser sous peine d'endommager les structures et de provoquer leur rupture. La rupture macroscopique est étudiée depuis fort longtemps. De nombreux critères ont été proposés mais ce n'est qu'assez récemment que l'on s'est préoccupé de modéliser la détérioration progressive de la matière qui précède la rupture macroscopique. En 1958, Kachanov publie le premier mémoire consacré à une variable continue d'endommagement, imaginée dans le cadre de la rupture par fluage des métaux sous sollicitation unidimensionnelle. Cette notion a été reprise dans les années 1970, principalement en France (Lemaitre et Chaboche), en Suède (Hult), en Angleterre (Leckie) et au Japon (Murakami), et étendue au cas de la rupture ductile et de la rupture par fatigue. Elle a ensuite été généralisée au cas tridimensionnel isotrope dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles. D'autres modèles, mécanique, statistique et phénoménologique ont été développés afin de mieux rendre compte des divers mécanismes d'endommagement menant à la rupture.

Un matériau est supposé vierge de tout endommagement s'il est dépourvu de fissures et de cavités à l'échelle microscopique ou, d'un point de vue plus pragmatique, si son comportement à la déformation est celui du matériau élaboré dans les meilleures conditions. Le stade final de l'endommagement est la rupture de l'élément de volume, c'est-à-dire l'existence d'une fissure macroscopique de la taille de l'élément de volume représentatif (0.1 à 1mm pour les métaux et les polymères). Au delà, c'est le domaine de la fissuration.

La théorie de l'endommagement intéresse tous les matériaux aux températures basses et élevées et tous les types de sollicitations. C'est par la nature des modèles d'évolution que l'on traduira les différents phénomènes pouvant se cumuler ou interagir les uns avec les autres. Connaissant l'histoire des contraintes et des déformations relatives à un élément de volume donné d'une structure, les lois d'endommagement fournissent, par intégration dans le temps, son évolution jusqu'à l'amorçage de la fissure macroscopique.

Une description, la plus exhaustive possible, des critères de rupture dynamique appliqués à l'écaillage ayant trait à des approches mécanique, statistique ou phénoménologique est faite dans la troisième partie de ce chapitre. Cette description et les résultats expérimentaux obtenus sur nos matériaux doivent permettre de proposer une modélisation, présentée au chapitre III.

Ce chapitre sera illustré dans la mesure du possible d'images obtenues à partir de nos matériaux.

II. MECANISMES DE L'ECAILLAGE

Les deux principaux mécanismes élémentaires d'endommagement et de rupture locale sont la rupture fragile par clivage, et la rupture ductile mettant en jeu de grandes déformations plastiques locales.

L'endommagement dit fragile ne met en jeu que des ruptures de liaisons interatomiques sans déformations plastiques globales appréciables. Ces endommagements interviennent lorsque l'énergie de déformation locale due aux sollicitations extérieures devient égale à l'énergie nécessaire à la décohésion atomique. Les défauts du réseau ou les accidents géométriques qui

engendrent toujours des concentrations de contraintes locales jouent un rôle essentiel dans l'amorçage du processus. Le mécanisme de clivage se rencontre dans les matériaux cristallins et se produit de préférence le long de plans atomiques denses. Pour les matériaux cubique à faces centrées, le clivage est très rarement observé et on parle de pseudo-clivage. A la traversée de sous-joints, de joints de macles, de joints de grains, l'orientation des plans de clivage change. Pour compenser les désorientations il apparaît des marches sur la surface de rupture. Dans le cas des macles cela se traduit par des sortes d'indentations appelées languettes. Dans celui des sous-joints ou des joints, les marches exercent une force de freinage sur le front de clivage. Son équilibre provoque la convergence des marches les plus proches. Celles-ci finissent par se rejoindre en formant une marche de plus grande hauteur et les fractographies montrent l'aspect caractéristique de "rivières" dessinées par ces marches, fig.II-1. Elles semblent couler dans la direction de propagation des clivages.

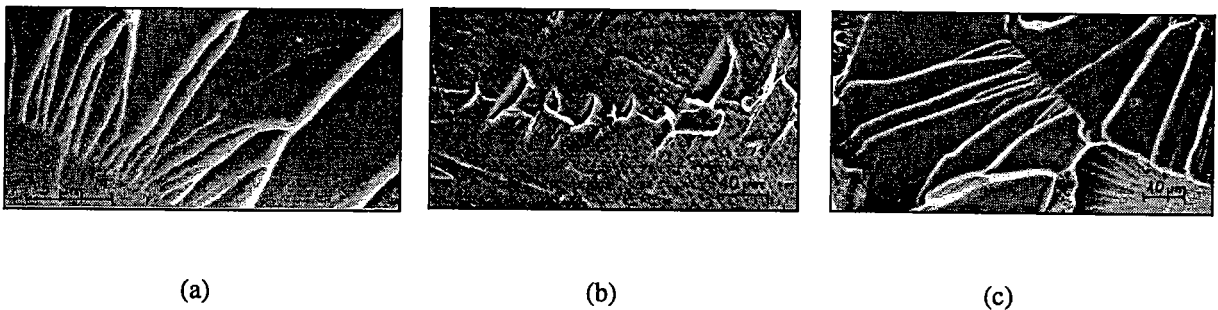


Figure.II-1 Faciès micrographique de rupture fragile à clivages, (a) rivières, (b) languettes, (c) franchissement d'un joint, [II.1].

La rupture ductile est le résultat de l'instabilité des très grandes déformations locales engendrées au voisinage des défauts cristallins. Selon la densité de ces défauts, la déformation macroscopique globale peut être importante ou non, si bien qu'un matériau montrant des faciès de rupture ductile peut présenter un comportement global ductile ou fragile. Les défauts responsables de l'amorçage de la rupture ductile sont les particules d'éléments d'addition dans les alliages, les inclusions, les précipités de mise en solution par traitements thermiques, les empilements de dislocations, et les joints de grains et principalement les points triples. Au voisinage de ces défauts les sollicitations extérieures créent des concentrations de contraintes qui engendrent de grandes déformations plastiques. La particule ou défaut étranger étant en général moins ductile que la matrice, par effet d'instabilité il y a décohérence à l'interface ou rupture par clivage de la particule créant ainsi l'amorçage d'une microfissure ou cavité. La croissance de ces cavités s'opère par glissements plastiques avec des déformations locales

pouvant largement dépasser 100% jusqu'au moment où les pédoncules de métal qui séparent les trous se trouvent dans les conditions de l'instabilité par striction. Leurs ruptures provoquent la coalescence des cavités qui conduit à la rupture finale. Souvent la surface de rupture se présente comme une juxtaposition de cupules au fond desquelles se situe un précipité ou une inclusion, fig.II-2.

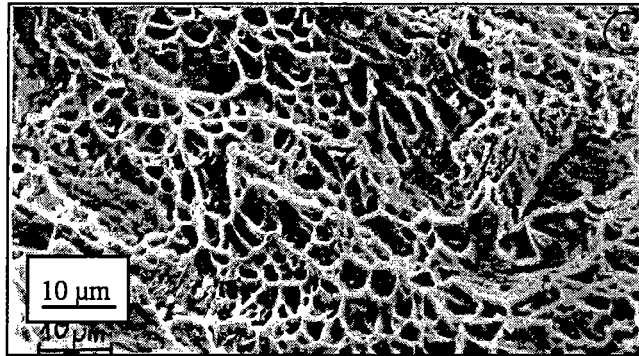


Figure.II-2 Faciès micrographique d'une rupture ductile : cupules, [II.1].

L'ensemble des auteurs qui se sont intéressés à la rupture sous sollicitations dynamiques s'accordent à dire que la rupture finale résulte d'un processus progressif de création de vides ou fissures qui vont sous l'action de certains facteurs s'agrandir puis coalescer et ainsi former la zone endommagée. Il est intéressant d'essayer d'expliquer leur évolution et l'influence des principaux paramètres, externes (température, vitesse de sollicitations, durée du chargement,...) ou internes (taille de grains, fraction volumique d'inclusions,...). Malgré ce consensus sur la description des mécanismes physiques conduisant à la rupture finale, les différentes approches possibles (phénoménologiques, microstatistiques, cumulatifs, activation thermique, mécanique des milieux endommageables) ne permettent pas de formuler un critère de rupture universel.

II.1 Amorçage (Nucleation)

L'amorçage est la première étape du processus d'écaillage. La création de vides (rupture ductile) ou de fissures (rupture fragile) a tendance à se localiser dans des lieux microstructuraux privilégiés. On considère qu'il y a eu naissance d'un vide ou d'une fissure à

partir du moment où sa taille est comparable à la plus petite taille moyenne de grain constituant la matière. Dans les métaux polycristallins, avec des tailles de grains de quelques micromètres, l'apparition de vides de la taille d'environ 1 μm , aux joints de grains (intergranulaire) ou à l'intérieur des grains (transgranulaire), constituera l'étape d'amorçage. Les lieux privilégiés sont : les joints de grains et notamment les points triples, les impuretés présentent dans la matière homogène, les inclusions et particule de seconde phase et les vides ou fissures préexistant (porosité initiale) résultant par exemple, du procédé d'obtention du matériau :

- les matériaux géologiques ou les matériaux du génie civil tels que les roches, le béton, les céramiques, et les composites contiennent une forte proportion de vides, qui peuvent avoir des tailles comparables à la taille de grain moyen. En fait cette porosité initiale peut supprimer en partie la phase d'amorçage puisqu'elle correspond à un endommagement initial existant. Par contre dans les bétons, la force de cohésion entre les graviers et la matrice est faible, ceux-ci joueront donc le rôle des inclusions dans les matériaux métalliques,

- on observe communément aux différentes vitesses de déformation, la naissance de vides généralement sur des inclusions ou particules de seconde phase aboutissant à une surface de cassure présentant des cupules. L'amorçage peut être le résultat soit de leur rupture par clivage, soit de la rupture des liaisons à l'interface. Celle-ci peut notamment être affaiblie par la ségrégation d'impuretés,

- pour de nombreux mécanismes, les joints de grains sont des sites favorables à la germination. On observe, à haute température, en condition de fluage, la formation de vides aux joints de grains par regroupement et migration de vides. En fonction de la température à laquelle l'essai est réalisé, on observera plutôt la formation de cavités sphériques ou plutôt la formation de fissures,

- dans les matériaux qui contiennent peu d'inclusions, il est souvent difficile d'identifier les sites de germination. C'est le cas par exemple des aluminiums de la série 1100 et du cuivre de haute pureté, chargés par impact, où il est presque impossible de corréler la germination de vide avec l'existence de site d'inclusion ou de joint de grains. Dans ces cas, la nucléation doit avoir lieu au niveau des hétérogénéités submicroscopiques, telles que celles générées par le mouvement

des dislocations. La germination de vides sera le résultat de la migration de dislocations et de leurs empilement. Ce mode de déformation requiert un écoulement plastique.

La phase d'amorçage est donc contrôlée par une contrainte seuil. Si elle est dépassée localement, elle entraîne la rupture mésoscopique du matériau par clivage ou par la décohésion avec la matrice de particules plus dures. Cette étape ne consomme que peu d'énergie par rapport aux deux suivantes et se produit presque instantanément. Comme pour tous les problèmes de rupture, il faut que la contrainte locale soit au moins égale à la contrainte de rupture et l'énergie libérée à l'énergie de rupture. En écrivant que la contrainte dans l'inclusion, ou à son interface est égale à la contrainte de rupture correspondante, et dans le cas d'une contrainte appliquée uniaxiale Σ , l'approche continue du modèle de Argon et autres, [II.2], donne :

$$\sigma = \Sigma + \frac{2}{3} \alpha E_p \varepsilon_{eq}^p \quad (II.1)$$

où σ est la contrainte dans l'inclusion ou à l'interface, α un facteur de forme, E_p le module tangent de la matrice plastifiée et ε_{eq}^p la déformation plastique équivalente. Dans cette expression, $E_p \varepsilon_{eq}^p$, peut être remplacé par $(\Sigma_{eq} - \sigma_e)$, et la condition d'amorçage devient alors (avec $\sigma = \sigma_d$):

$$\Sigma_d = \sigma_d - \lambda (\Sigma_{eq} - \sigma_e) \quad (II.2)$$

σ_e désigne la limite d'écoulement et λ un facteur de forme. On peut chercher à diminuer λ de façon à augmenter la contrainte d'amorçage Σ_d , en obtenant par exemple des inclusions sphériques ($\lambda = 1$) plutôt qu'elliptiques ($\lambda = 3.2$). Par exemple, dans les aciers, les sulfures de manganèse, plastiques aux températures de mise en forme à chaud, s'étirent comme la matrice qui les entoure. Par addition de terres rares, notamment de cérium, on réussit à les durcir suffisamment pour empêcher leur allongement lors des opérations de mise en forme à chaud, [II.3].

Une approche différente, Goods et Brown, [II.4], basée sur la théorie des dislocations, applicable aux particules de petites tailles ($<1\mu\text{m}$), estime que la présence des dislocations au voisinage de la particule provoque une augmentation, $\Delta\sigma_d$, de la contrainte de décohesion suivant la relation :

$$\sigma_d = \sigma_1 + \Delta\sigma_d \quad \sigma_d = \sigma_1 + 5.4\alpha\mu\sqrt{\frac{\varepsilon_1 b}{r}} \quad (\text{II.3})$$

α est une constante comprise entre 0.14 et 0.33, μ est le module de cisaillement, σ_1 et ε_1 sont respectivement la contrainte et la déformation principale maximale, b la norme du vecteur de Burgers et r le rayon de la particule.

II.2 Croissance (Growth)

La croissance des cavités ou fissures est la seconde étape du processus d'écaillage. Sous l'action du chargement qui se prolonge dans le temps, les vides après leurs créations, vont être amenés à croître. La croissance se fait par diffusion d'atomes, par processus ductile, par propagation de fissures ou par cisaillement. Chacun de ces processus peut être identifié après endommagement car il leur correspond une fractographie bien particulière. La phase de croissance apparaît comme la suite logique du processus d'amorçage et débute lorsque la contrainte appliquée dépasse un seuil critique (growth threshold). A basse température ou à grande vitesse de chargement, l'écoulement plastique est inhibé ce qui favorise la rupture fragile. A haute température ou à vitesse de chargement faible, la croissance ductile de vides est encouragée puisque le processus de migration des dislocations responsable de l'écoulement plastique est encouragé. Par exemple le fer Armco est endommagé sous chargement quasistatique à température ambiante par la formation de vides. Sous chargement par impact, on observe la formation de fissures, mais si on réalise cet impact à 300°C , des vides se forment et le processus d'endommagement devient similaire au cas de chargement quasistatique. Il est d'ailleurs possible d'observer un mode mixte de rupture à la fois ductile et fragile.

Dans la littérature, on traite généralement le problème de la cavité isolée et du milieu poreux. Un des premiers modèle traitant de la croissance d'une cavité isolée, est celui de McClintock,

[II.5], qui a étudié la croissance d'une cavité cylindrique de rayon R , dans un matériau parfaitement plastique, qui s'allonge dans la direction de l'axe de la cavité et qui est soumis à une contrainte radiale Σ_r à l'infini :

$$\frac{dR}{R} = dE_{eq} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{sh} \sqrt{3} \left(\frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} - \frac{1}{3} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (\text{II.4})$$

où dE_{eq} est la vitesse de déformation macroscopique équivalente. Ce modèle reste très approximatif, mais il fait apparaître l'influence très importante du taux de triaxialité des contraintes (rapport de la contrainte moyenne, Σ_m , sur la contrainte équivalente au sens de Von Mises, Σ_{eq}). Rice et Tracey, [II.6], ont alors proposé un modèle plus réaliste en partant de cavités sphériques de rayon R placées dans un massif infini de comportement rigide parfaitement plastique avec un chargement axisymétrique.

$$\frac{dR}{R} = A \chi dE_{eq} \exp \left(\frac{3}{2} \chi \frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} \right) - B \chi dE_{eq} \exp \left(-\frac{3}{2} \chi \frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} \right) \quad (\text{II.5})$$

Expression dans laquelle $\chi = +1$ si la contrainte axiale est supérieure à la contrainte radiale et $\chi = -1$ dans le cas contraire. Les premières estimations donnaient $A = 0.283$ et $B = 0.275$. Des travaux plus récents ont montré que A pourrait avoir une valeur supérieure et être, de plus, une fonction croissante du taux de triaxialité des contraintes Σ_m / Σ_{eq} . En général, on ne retiendra que le premier terme puisqu'on s'intéresse surtout aux forts taux de triaxialité des contraintes positifs en extension axiale. Le modèle de Rice et Tracey a été généralisé par Budiansky, Hutchinson et Slutsky, [II.7], pour un matériau obéissant à une loi de viscosité de Norton-Hoff, $\sigma = \sigma_0 \dot{\epsilon}^m$, donnant également par analogie, le comportement d'un matériau écrouissable :

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{2} (\operatorname{sign} \Sigma_m) \dot{E}_{eq} \left\{ \frac{3}{2} m \frac{|\Sigma_m|}{\Sigma_{eq}} + (1-m) \left[1 + m(a + b \chi (\operatorname{sign} \Sigma_m)) \right] \right\}^{1/m} \quad (\text{II.6})$$

avec $a = 0.4175$ et $b = 0.0144$. Ce modèle montre que le taux de croissance des cavités est ralenti lorsque l'exposant d'écrouissage augmente, bien que son influence ne soit pas trivial à calculer.

Dans un matériau réel, on ne peut bien souvent plus considérer le cas d'une cavité isolée. Il est alors plus commode d'assimiler le matériau comportant des vides de tailles différentes à un matériau poreux avec une distribution uniforme de vides et avec une fraction volumique f , puis de trouver pour ce nouveau matériau homogène et isotrope une loi constitutive semblable à la loi de Von Mises dans le cas d'un matériau dense. La loi proposée par Gurson, [II.8, II.9], est la plus utilisée dans les modélisations du comportement des matériaux poreux. Pour un matériau rigide parfaitement plastique, la condition d'écoulement macroscopique est représentée par la fonction potentielle suivante :

$$\Phi(\Sigma_{eq}, \bar{\sigma}, f) = \left(\frac{\Sigma_{eq}}{\bar{\sigma}} \right)^2 + 2f \cosh\left(\frac{3\Sigma_m}{2\bar{\sigma}} \right) - (1 + f^2) \quad \Phi = 0 \quad (II.7)$$

Σ_{eq} est la contrainte équivalente macroscopique, $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente dans la matrice, f la fraction volumique et Σ_m la contrainte hydrostatique macroscopique. Cette surface d'écoulement se réduit à celle de Von Mises pour un matériau dense ($f = 0$) et donc incompressible. Cependant, la rupture ductile est le résultat d'une instabilité plastique correspondant à la formation de bandes de localisation de la déformation, dont le modèle de Gurson ne peut pas rendre compte puisqu'il ne considère pas l'interaction entre vides. En ajustant ses résultats expérimentaux au modèle de Gurson modifié par l'adjonction de deux paramètres d'ajustages q_1 et q_2 , Tvergaard, [II.10], propose pour un vide sphérique dans une cellule de base cylindrique, la fonction potentielle suivante :

$$\Phi(\Sigma_{eq}, \bar{\sigma}, f) = \left(\frac{\Sigma_{eq}}{\bar{\sigma}} \right)^2 + 2q_1 f \cosh\left(\frac{3q_2 \Sigma_m}{2\bar{\sigma}} \right) - \left(1 + (q_1 f)^2 \right) \quad \Phi = 0 \quad (II.8)$$

Cette modification a pour effet d'amplifier l'influence de la pression hydrostatique à tous les niveaux de déformation et d'augmenter la proportion de vides. Or le comportement d'un matériau réel dévie peu des prévisions de la plasticité classique pour la plupart des niveaux de

déformation, jusqu'à l'initiation de la rupture. D'où la modification apportée par Tvergaard et Needleman, [II.11], qui consiste à définir une fraction volumique effective f^* par les relations :

$$f^* = \begin{cases} f & \text{pour } f \leq f_c \\ f_c - \frac{f_u^* - f_c}{f_F - f_c} (f - f_c) & \text{pour } f \geq f_c \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

où f_c , f_u^* et f_F sont des paramètres d'ajustages. Le paramètre $f_u^* = 1/q_1$, correspond à la valeur de f^* lorsque le matériau perd rapidement sa résistance mécanique qui correspond au stade de coalescence rapide (instabilité), f_c est la fraction volumique critique à partir de laquelle l'instabilité se produit. Ce dernier paramètre a été déterminé récemment par Tvergaard, [II.12], il varie linéairement entre 0.04 et 0.012 lorsque la fraction volumique initiale de vides, f_0 , varie entre 0 et 0.06. Le paramètre d'endommagement, ici la fraction volumique f , évolue avec la formation de nouveaux vides et la croissance des vides existants, d'où l'idée de découpler leur influence.

$$\dot{f} = \dot{f}_{\text{croissance}} + \dot{f}_{\text{germination}} \quad (\text{II.10})$$

Le taux de fraction volumique lié à la croissance des vides est déterminé à partir de l'incompressibilité plastique de la matrice :

$$\dot{f}_{\text{croissance}} = (1 - f) \dot{\epsilon}_{ij}^p \delta_{ij} \quad (\text{II.11})$$

Le taux de fraction volumique lié à l'amorçage de vide par décohésion ou fissuration des particules de seconde phase ou inclusions, est donné par la forme relativement simple proposée par Needleman et Rice, [II.13] :

$$\dot{f}_{\text{germination}} = A \dot{\sigma} + \frac{B}{3} \dot{\Sigma}_m \quad (\text{II.12})$$

où A et B représentent respectivement l'influence de l'incrément de contrainte équivalente dans la matrice et de contrainte hydrostatique sur la vitesse d'amorçage des vides. Suite à

certaines travaux, on peut supposer que la décohésion des particules avec la matrice est contrôlée par la déformation plastique locale. La vitesse d'amorçage est alors décrite par une loi de distribution normale comme il a été proposée par Chu et Needleman, [II.14] :

$$\begin{cases} A = \frac{f_n}{\sqrt{2\pi}hS} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\bar{\epsilon}^p - \epsilon_N}{S}\right)^2\right\} \\ B = 0 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

$\bar{\epsilon}^p$ est la déformation plastique effective, ϵ_N la déformation de profusion (déformation donnant une vitesse d'amorçage maximum), f_n la fraction volumique de vides naissant, h le module plastique tangent et S le paramètre de la loi de distribution. D'autres travaux, suggèrent que le processus d'amorçage des vides est contrôlé par la contrainte normale maximale agissant à l'interface particule - matrice. Toujours d'après [II.14], les paramètres A et B sont définis par la relation suivante :

$$A = B = \frac{f_n}{\sqrt{2\pi}S} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\bar{\sigma} + \Sigma_m - \sigma_N}{S}\right)^2\right\} \quad (\text{II.14})$$

σ_N est la contrainte de profusion (contrainte donnant une vitesse d'amorçage maximum).

On citera rapidement quelques autres expressions qui ont été proposées pour le potentiel du milieu poreux. Michel et Suquet, [II.3], à partir d'un modèle autocohérent, arrivent à l'expression suivante pour un milieu rigide parfaitement plastique :

$$\left(1 + \frac{2}{3}f\right) \left(\frac{9}{4}C\Sigma_m^2 + \Sigma_{eq}^2\right)^2 = \sigma_0^2(1-f)^2 \quad (\text{II.15})$$

où C est donné implicitement par : $\sqrt{C} \ln f = \arctg \sqrt{C} - \frac{\pi}{2}$. Ou pour un modèle de sphères :

$$\frac{9}{4} \left(\frac{1-f}{\ln f}\right)^2 \Sigma_m^2 + \left(1 + \frac{2}{3}f\right) \Sigma_{eq}^2 = \sigma_0^2(1-f)^2 \quad (\text{II.16})$$

Pour un matériau viscoplastique d'équation $\sigma = \sigma_0 \dot{\epsilon}^m$, Duva et Hutchinson, [II.3], ont déterminé un potentiel approximatif pour des faibles valeurs du taux de porosité f :

$$\Phi = \frac{m\sigma_0}{m+1} \left(\frac{\Sigma_{eq}}{\sigma_0} \right)^{(m+1)/m} \left\{ 1 + \frac{f}{m} \left[\frac{3}{2} m \frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} + (1-m)(1+0.4319m) \right] \right\}^{(m+1)/m} \quad (II.17)$$

Guenouni et François, [II.15], proposent encore une autre formulation de la surface d'écoulement, pour une cavité cylindrique placée dans une cellule rectangulaire au comportement rigide parfaitement plastique :

$$\Phi = \sqrt{3} \left[\left(\frac{\bar{\sigma}_e}{B\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\bar{\sigma}_m}{A\sigma_n} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \quad \Phi = 0 \quad (II.18)$$

$$\text{avec } \begin{cases} A = -(1 - a_1 f_v + a_2 f_v^2 - a_3 f_v^3) \ln f_v \\ B = \sqrt{3} (1 - b_1 f_v^{0.6}) \quad \text{si } f_v < b_2 \\ B = c_1 [\exp(-c_2 f_v) - c_3] \quad \text{autrement} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} a_1 = 1.92, a_2 = 5.57, a_3 = 6.04 \\ b_1 = 1.33, b_2 = 0.1256 \\ c_1 = 2.06, c_2 = 4.09, c_3 = 0.044 \end{cases}$$

σ_n est la contrainte d'écoulement, $\bar{\sigma}_e$ la contrainte équivalente, $\bar{\sigma}_m$ la contrainte principale et f_v la porosité. Ces diverses expressions du potentiel permettent de calculer le taux de croissance des cavités par la relation :

$$\frac{1}{\dot{\epsilon}_{eq}} \frac{dR}{R} = \frac{1}{3f} \frac{\partial \Phi / \partial \Sigma_m}{\partial \Phi / \partial \Sigma_{eq}} \quad (II.19)$$

Pour procéder à des vérifications expérimentales du taux de croissance des cavités il faut disposer d'éprouvettes soumises à des taux de triaxialité des contraintes connus, c'est le cas des éprouvettes entaillées.

En résumé, pour les matériaux « plastiques », l'étape de croissance débute lorsque la contrainte seuil est dépassée localement et se poursuit jusqu'à l'apparition d'une instabilité due à la localisation de la déformation plastique entre les cavités.

II.3 Coalescence

1) Généralités

Le stade final de la rupture correspond à l'étape de coalescence des cavités. Les observations microscopiques révèlent un large panel de processus de coalescence. Il s'agit d'un phénomène d'instabilité plastique difficile à mettre en équations. La matière qui subsiste entre les trous forme des ligaments. Ceux-ci se comportent un peu comme des micro-éprouvettes dont l'instabilité est d'autant plus retardée que l'exposant d'écrouissage est grand. Lorsqu'au contraire le matériau se consolide peu, l'instabilité se produit plutôt par cisaillement macroscopique très localisé. Les observations microscopiques d'une section de cible écaillée révèlent une multitude de micro-bandes de cisaillement formées entre les cavités. Pour une même section, on trouvera localement par endroit une absence de déformation plastique, un début de localisation de la déformation plastique, des bandes de cisaillement adiabatique, ou la rupture du segment de liaison. La technique d'impact plaque sur plaque se trouve être un excellent moyen d'étude des bandes de cisaillement. Son intérêt est qu'elle permet d'atteindre de très grandes vitesses de déformation et de former des réseaux de BCA, sous des conditions de déformation uniaxiale. Avant de s'intéresser au cisaillement, on peut donner la condition de coalescence la plus simple, qui consiste à écrire que le rapport de la taille des cavités à leur distance moyenne atteint une valeur critique. Le modèle de Rice et Tracey conduit à l'expression :

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = aE_{eq} \exp\left(\frac{3\Sigma_m}{2\Sigma_{eq}}\right) \quad a = 0.283 \quad (II.20)$$

Si le taux de triaxialité reste constant au cours du chargement, alors la coalescence a lieu lorsque :

$$E_{eq}^R = 3.5 \ln\left(\frac{R}{L_0}\right)_c \ln\left(\frac{4\pi}{3f}\right)^{1/3} \exp\left(-\frac{3\Sigma_m}{2\Sigma_{eq}}\right) \quad (II.21)$$

où f est la fraction volumique d'inclusions, L_0 la distance moyenne entre les cavités. Le modèle de Budianski, Hutchinson et Slutsky donne :

$$E_{eq}^R = \left[\frac{3}{2} m \frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} + (1 - m)(1 + 0.43m) \right]^{-1/m} \ln \left(\frac{R}{L_0} \right)_c \left(\frac{4\pi}{3f} \right)^{1/3} \tag{II.22}$$

En réalité, la distribution des inclusions n'est jamais homogène et ce sont les zones où la fraction volumique locale est la plus grande qui commencent par se rompre, entraînant la ruine totale du matériau, [II.16]. Cet aspect statistique des répartitions est important pour comprendre ces phénomènes de coalescence. Dans certaines zones, l'adoucissement dû à l'endommagement par croissance des cavités peut conduire à une instabilité alors que l'allongement global, calculé en supposant que tous les éléments de volume fonctionnent en série, est encore relativement petit. La présence des cavités diminue le module effectif du matériau et lui procure un écrouissage apparent plus faible au point que le comportement peut devenir adoucissant. Ce phénomène est source d'instabilités.

2) Bandes de cisaillement

Cette partie donne un aspect descriptif des bandes de cisaillement qui doit permettre de mieux comprendre la démarche adoptée dans la nouvelle modélisation qui sera abordée au dernier chapitre. Les nombreuses observations réalisées sur l'acier Mars 190, montre que la coalescence se produit par localisation de la déformation plastique suivant des bandes joignant deux microfissures voisines, fig.II-3.

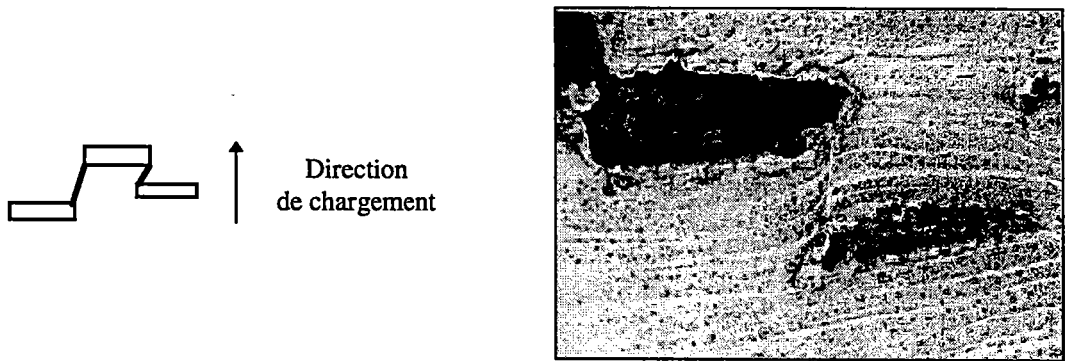


Figure.II-3 Formation de bandes de cisaillement adiabatique (BCA) entre les microfissures dans l'acier Mars 190.

Cette localisation de la déformation conduit à la formation de bandes de cisaillement à caractère adiabatique, puis à la rupture du segment de liaison, fig.II-4.

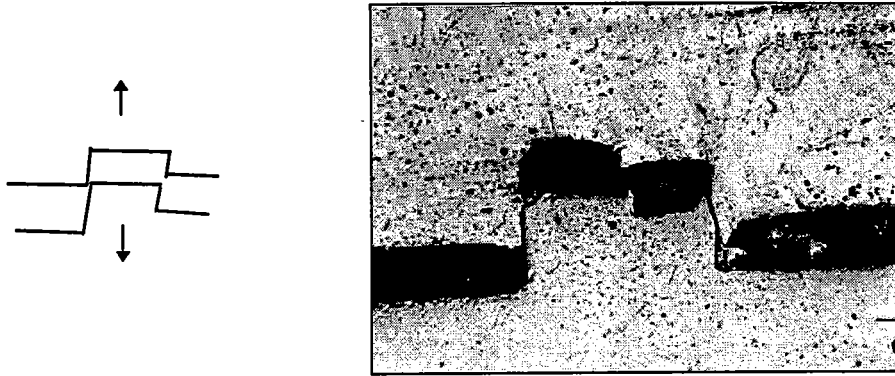


Figure.II-4 Rupture des segments liant les microfissures dans l'acier Mars 190.

La formation de bandes de cisaillement a été observée dès le XIX^{ième} siècle par Tresca (1878), [II.17], puis par Zener et Hollomon (1944), [II.18], mais véritablement étudiée depuis le début des années 1970 aussi bien d'un point de vue expérimental et métallurgique que par les approches de modélisation thermo-mécanique. Les BCA se caractérisent par la formation de surfaces très étroites, dont l'épaisseur varie entre quelques μm et quelques centaines de μm en moyenne selon le matériau et le type de sollicitation, où la déformation est fortement localisée. L'ordre de grandeur du cisaillement local γ_{moyen} dans la matière peut aller de 100 à 1000%, alors que l'élément de structure n'a subi qu'une déformation plastique globale de quelques pour-cent. Cette localisation se produit dans un temps très court, de l'ordre de la μs et moins. Le principal mécanisme retenu par les différents auteurs est celui d'une élévation de température créée par la dissipation du travail de déformation plastique. Cet échauffement adoucit alors le matériau dans une zone privilégiée peu étendue qui constituera la BCA. La déformation de cisaillement est favorisée jusqu'à la fin de la sollicitation, ensuite la matière non déformée au voisinage de la BCA provoque un refroidissement rapide (trempe locale) par diffusion de la chaleur. Le mécanisme d'apparition de la localisation, à l'origine des bandes de cisaillement adiabatique, est aujourd'hui le principal centre d'intérêt. Le phénomène de propagation a été le plus souvent étudié et semble maintenant bien identifié comme étant un cycle compétitif auto-catalytique entre l'écrouissage du matériau dû à la déformation plastique et l'adoucissement thermique qui en résulte. Bien que la localisation par bande de cisaillement adiabatique soit possible dans un matériau non endommagé mais déjà écroui, la présence d'un milieu micro-endommagé par des vides ou des fissures accélère le processus, [II.19].

Giovanola, [II.20, II.21], a observé que la localisation de la déformation était plutôt due à un fort adoucissement géométrique qu'à la température, lorsque les microcavités se forment.

La plasticité adiabatique est favorisée dans les matériaux fortement sensibles à la vitesse de déformation et de faible conductivité thermique. Staker, [II.22], et Dormeal, [II.23], ont défini un matériau idéalement sensible au cisaillement adiabatique comme un matériau présentant une haute résistance, un faible écrouissage, une faible chaleur spécifique ou un rapide adoucissement thermique. Les bandes de déformation s'observent dans l'aluminium et ses alliages, le cuivre et ses alliages, le titane pur, et les alliages de tungstène. Les bandes de transformation sont présentes dans les alliages de titane (principalement le TA6V) ou d'uranium et dans les aciers où le pourcentage de carbone est supérieur à 0.22.

La formation des bandes de cisaillement peut se décomposer généralement en trois étapes correspondant à des mécanismes différents. Tout d'abord débute la mise en place de la sollicitation de cisaillement où la déformation reste encore homogène même s'il s'agit de fortes déformations. Ensuite commence la phase de localisation qui conduit à une déformation rapide non homogène. Cette étape correspond au moment où l'élévation de température entre également en jeu. Cette phase intéresse la propagation de la bande jusqu'à la dernière étape qui concerne la rupture de la pièce par l'apparition de microfissurations. Ces deux étapes sont souvent très proches l'une de l'autre. Après attaque chimique, les BCA sont aisément observables dans de nombreux aciers grâce à leur couleur blanche. Les avis restent partagés au sujet de la nature microstructurale de ces bandes. Parmi les propositions, les phases métallurgiques en présence peuvent être la martensite initiale déformée à l'extrême, de la martensite nouvelle, ou de la ferrite- δ . Dans le cas de la martensite, la transformation implique un échauffement rapide, provoquant une température élevée dans l'échantillon. Cette température, supérieure à 1200K, conduit à la transformation de la ferrite cubique centrée en austénite cubique face centrée à haute température. Ensuite, l'austénite subit une trempe rapide, due à la présence de la matière environnante, formant de fines bandes de martensite. Le plus souvent une microfissuration fragile prend naissance dans les bandes et conduit à la rupture. Mais on observe également sur certaines cibles, la formation d'une chaîne de cavités plus petites à l'intérieur des bandes de cisaillement qui indique un mode ductile de rupture du segment de liaison, fig.II-5, [II.24].

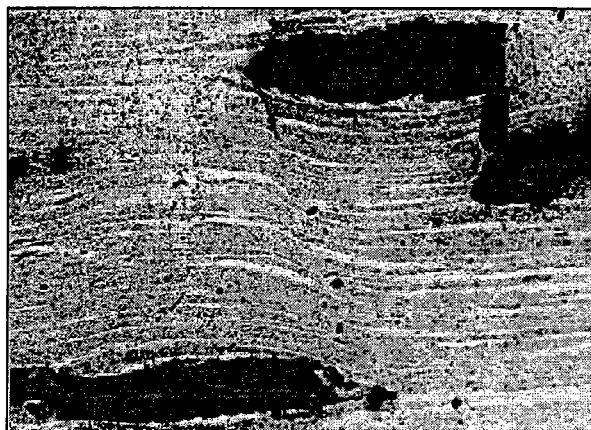


Figure.II-5 Formation dans l'acier Mars 190 d'une chaîne de cavités le long de la BCA.

De nombreuses données expérimentales confirment que le processus de cisaillement adiabatique résulte d'une succession d'états de la déformation du matériau : déformation en cisaillement homogène, instabilité menant à une déformation non homogène, apparition d'une zone de cisaillement faiblement localisée, formation complète d'une zone de cisaillement fortement localisée et fissuration ou rupture le long de ces zones. Des observations effectuées par Marchand et Duffy (1987), [II.25], avec un dispositif expérimental de barres de torsion sur plusieurs éprouvettes tubulaires en acier HY100, mettent en évidence les trois étapes principales dans la formation des BCA dans ce matériau, fig.II-6.

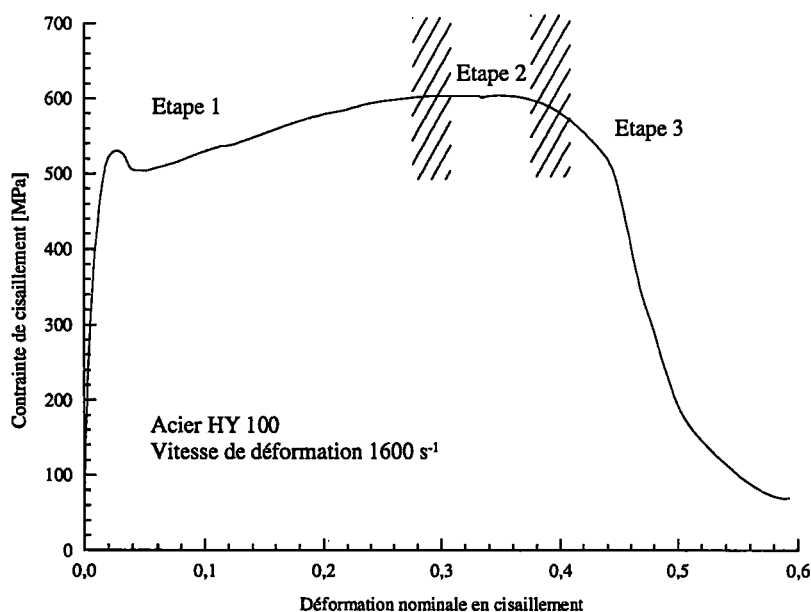


Figure.II-6 Courbe contrainte - déformation d'un acier HY 100, [II.25].

L'étape n°1 s'interrompt au point où la contrainte de cisaillement est maximum, la déformation dans l'éprouvette est homogène. Au cours de l'étape n°2, la contrainte commence à décroître légèrement et la déformation devient non homogène. L'étape n°3, correspond à la chute brutale de la contrainte qui coïncide avec une localisation de la déformation en de fines bandes.

Le cisaillement adiabatique est dans la plupart des cas traité comme une instabilité plastique à partir d'un défaut initial dont les origines sont diverses. Il peut s'agir d'un défaut géométrique introduit volontairement ou non, d'un défaut thermique créé par un gradient thermique initial qui engendre l'existence d'un gradient de déformation, d'un défaut d'origine métallurgique apparaissant au cours d'une des étapes de traitements lors de l'élaboration, ou d'une concentration des efforts due à la configuration du chargement appliqué. L'apparition de BCA est le signe d'un mode de transition allant d'une déformation homogène dans le matériau, vers une localisation.

La description physique des mécanismes d'amorçage, de croissance et de coalescence de micro-défauts, menant à la rupture du matériau doit permettre de mieux appréhender la modélisation de ces mécanismes. Cependant la variété des approches ne permet pas de proposer un critère de rupture universel. Dans l'objectif de mieux comprendre notre démarche pour proposer un critère de rupture dynamique, nous allons passer en revue les critères de rupture correspondant aux différentes approches.

III. CRITERES DE RUPTURE

Dans l'écriture des formules, nous avons fait le choix de respecter les notations utilisées par les auteurs dans leurs publications et ouvrages.

Les critères classiques utilisés en mécanique de la rupture dans le domaine quasi-statique traitent de l'instabilité et de la croissance d'une seule fissure isolée en fonction des champs de déformation et de contrainte à la pointe de celle-ci. Ces critères peuvent difficilement être utilisés ici puisque la notion de distance caractéristique n'existe plus ou du moins devient difficile à définir et le traitement individuel de chaque microfissure n'est pas raisonnable. En fait la rupture dynamique par traction résulte de la nucléation, croissance et coalescence de

vides ou de fissures microscopiques, et fait intervenir une variété de processus à différentes échelles : micro, méso et macro.

Globalement, trois approches permettent de traiter le problème. La première est une approche macroscopique liée à la mécanique des milieux endommageables, ou l'on cherche à caractériser l'endommagement du matériau par une variable scalaire ou tensorielle. Ces modèles restent macroscopiques par leur formulation, ils ne décrivent pas explicitement les aspects physiques mais ils les décrivent implicitement par le biais de grandeurs mécaniques macroscopiques. Outre la dispersion des résultats et la dépendance de ces modèles à des paramètres déterminés expérimentalement, le grand nombre de fissures ou de vides microscopiques a motivé l'utilisation d'approches de type microstatistique. Ces modèles supposent soit un amorçage contrôlé par la contrainte de tension et la température, soit un amorçage contrôlé par la déformation plastique. Les premiers sont basés sur l'effet de la contrainte agissant sur la fonction de l'énergie libre de la rupture de la liaison interatomique, et les seconds sur le glissement des hétérogénéités microscopiques engendrées par les contraintes de cisaillement locales. Bien que ces modèles tiennent compte des mécanismes physiques de la rupture et de la topologie microscopique du matériau, ils ne sont pas très pratique pour l'ingénieur car la détermination des paramètres s'avère très lourde et nécessite un grand nombre d'expériences, d'observations et d'analyses micrographiques. La dernière approche, phénoménologique, inclut les critères cumulatifs et les critères basés sur l'activation thermique. Elle permet de prendre en compte les mécanismes physiques, le temps de chargement et la température tout en restant simple dans sa formulation et utilisation.

III.1 Approche mécanique (macroscopique)

On inclura dans cette partie les critères basés sur la définition d'une contrainte critique ou d'un paramètre d'endommagement. Lorsque l'amplitude de la contrainte de mise sous tension du matériau dépasse une valeur critique, une accumulation progressive de défauts provoque la relaxation des contraintes et ainsi modifie l'état de contrainte général de l'échantillon.

Dans le cadre de la mécanique des milieux endommageables, Kachanov (1958), [II.26], Rabotnov (1969), [II.27], Leckie et Hayhurst (1977), [II.28], Chaboche et Lemaitre (1985),

[II.29], ont développé une approche par la mécanique des milieux continus dans laquelle l'endommagement est repéré par des quantités scalaires ou tensorielles. Les développements les plus récents s'appuient sur la thermodynamique des processus irréversibles et le formalisme des variables internes. Cette approche permet de modéliser le processus de germination et de croissance des cavités dans le matériau à partir de la définition d'un paramètre d'endommagement D variant entre 0 et 1. La rupture intervient certainement lorsqu'il est total ($D = 1$) mais plus généralement bien avant pour une valeur critique de D . Dans un essai uniaxial, la contrainte qui agit sur la partie sans vide du matériau est donc une contrainte effective $\bar{\sigma}$ telle que :

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{1-D} \quad \bar{\sigma}_{ij}(D \rightarrow 1) = +\infty \quad (\text{II.23})$$

et si le comportement est linéaire, le module élastique E , est modifié par l'endommagement tel que :

$$E_D = \frac{E}{1-D} \quad (\text{II.24})$$

Dans cette approche, on suppose que l'endommagement D dépend non seulement de la contrainte et de la température, mais également de la valeur actuelle de D .

$$\dot{D} = g(\bar{\sigma}_{ij}, T, D) \quad (\text{II.25})$$

Diverses formes ont été proposées pour la fonction g , correspondant à une approche micromécanique, microstatistique ou phénoménologique. En s'inspirant par exemple du critère de Tuler et Butcher, on obtient l'expression suivante, [II.30] :

$$D = \frac{1}{B} \int_{t_0}^t \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{1-D} \right)^\lambda dt \quad \sigma > \sigma_0 \quad (\text{II.26})$$

Contrairement au critère de Tuler-Butcher, σ_0 est une variable du matériau qui décroît avec l'évolution de D :

$$\sigma_0 = \sigma^* (1 - D)^b \quad (\text{II.27})$$

σ^* est la contrainte seuil d'initiation de l'endommagement dans le matériau vierge, et b une constante. Cependant, cette forme ne permet pas le découplage entre la charge appliquée et l'endommagement. Elle ne permet donc pas de restituer les conditions d'accumulation non linéaire de l'endommagement. En accord avec les idées de Lemaître, Cagnoux, [II.30], propose une loi d'évolution de D plus complexe :

$$\dot{D} = \frac{1}{B} \int_{t_0}^t \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{1 - D} \right)^\gamma (1 - D)^{\gamma - b(\sigma)} dt \quad (\text{II.28})$$

Avec $B(\sigma) = \sigma$. La valeur de γ est prise arbitrairement, fixé à 1. Cette loi a ensuite été généralisée au cas tridimensionnel et appliquée à un verre Pyrex :

$$\dot{D} = \frac{1}{B} \left(\frac{\min(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) - \sigma_0}{1 - D} \right) (1 - D)^{1 - b \cdot \min(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)} \quad (\text{II.29})$$

Murakami et autres, [II.31], font l'hypothèse du développement des cavités et de la dégradation des propriétés mécaniques approximativement isotropes pour un matériau ductile dont l'endommagement est principalement gouverné par la pression hydrostatique et obtiennent la loi d'évolution suivante :

$$dD = \left(\frac{P - P_D}{(1 - D)S_D} \right)^{q_D} \frac{dP}{S_0} \quad (\text{II.30})$$

P la pression hydrostatique ($P = \sigma_{kk}/3$) et P_D sa valeur critique correspondant à l'amorçage de l'endommagement. S_D et q_D sont des constantes du matériau. La contrainte effective définis à partir du paramètre d'endommagement sera utilisée dans les lois de comportement, en thermoélasticité et viscoplasticité respectivement :

$$\begin{cases} \varepsilon_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E} \frac{\sigma_{ij}}{1-D} - \frac{\nu}{E} \frac{\sigma_{kk}}{1-D} \delta_{ij} + \alpha \Delta T \delta_{ij} \\ \dot{\varepsilon}_{ij}^p = \frac{\gamma}{2} \left(\frac{\sqrt{J_2}}{(1-D) \left\{ q + (\kappa_0 - q) \exp(-\beta \varepsilon_{eq}^p) \right\}} - 1 \right)^m \frac{\sigma_{ij}}{\sqrt{J_2} (1-D)} \end{cases} \quad (II.31)$$

γ , κ_0 , m sont respectivement une constante de viscosité, la limite élastique quasistatique et une constante du matériau. $J_2 = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij}$, désigne le second invariant du déviateur des contraintes. Les paramètres q et b sont liés au durcissement du matériau et apparaissent dans la loi d'écrouissage isotrope non-linéaire suivante : $\sigma_e = q + (\sigma_{e0} - q) \exp(-\beta \varepsilon_{eq}^p)$, où ε_{eq}^p est la déformation viscoplastique équivalente.

J.B.Feng et autres, [II.32], introduisent un paramètre d'endommagement $\alpha(t)$ défini par la relation :

$$\alpha(t) = \frac{A_d(t)}{A(t)} \quad (II.32)$$

$A(t)$ désigne l'aire de la section considérée à l'instant t et $A_d(t)$ l'aire endommagée au même instant t . Puis ils proposent une loi d'évolution pour $\alpha(t)$:

$$\dot{\alpha} = \frac{[(1-\alpha)(\sigma - \sigma_0)]^2}{\eta K} \quad (II.33)$$

σ_0 est la limite à la rupture, K le module de durcissement et η la viscosité effective du matériau. En intégrant, on obtient la loi suivante :

$$\frac{\alpha(t)}{1-\alpha(t)} = \int_0^t \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{\eta K} dt \quad (II.34)$$

Zhou et Cheng [II.33], Cochran et Banner [II.34], définissent la variable d'endommagement $D(x,t)$, comme le volume de microfissures par unité d'aire, par la relation :

$$D(x,t) = \int_0^t \frac{dv}{A} \quad dv > 0 \quad (II.35)$$

D n'évolue que lorsque la contrainte est supérieure à la contrainte d'écaillage. t^* est le temps mis pour atteindre cette contrainte, dv désigne la variation de volume de matière et A l'aire unitaire considérée. La contrainte effective est donnée par :

$$\bar{\sigma}_{ij} = F \sigma_{ij} \quad \text{avec} \quad F(x,t) = 1 - \left(\frac{D(x,t)}{D_0} \right)^{2/3} \quad (II.36)$$

Lorsque $D(x,t) = D_0$ il y a séparation complète du matériau. Dans les relations précédentes la rupture débute lorsqu'une contrainte critique locale ou globale est franchie. Cependant, dans le cadre de la rupture ductile, piloté par la déformation plastique, le paramètre d'endommagement D peut être une fonction de la déformation :

$$D = \sum \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon_f} \quad (II.37)$$

qui signifie que lorsque la déformation cumulée sera égale à ϵ_f , on aura rupture ($D=1$). Zurek et autres, [II.35], reprennent les résultats de Nash et Cullis, [II.35], obtenus pour le cuivre OFHC et donnent à ϵ_f la forme :

$$\epsilon_f = \epsilon_0 + \Delta \epsilon \exp \left(-\alpha \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) = \ln \left(\frac{S_0}{S} \right) \quad (II.38)$$

où $\sigma_m = \sigma_{kk}$, σ_{eq} la contrainte équivalente, S_0 la section minimale initiale et S la section minimale à rupture. Malgré le fait que ces derniers résultats aient été obtenus pour des vitesses de déformations quasi-statiques, certains auteurs reprennent directement ces formulations en y

incluant la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. Johnson et Cook, [II.35], définissent le taux de déformation critique valable pour $\dot{\epsilon} \leq 650 \text{ s}^{-1}$ par :

$$\epsilon_f = \left(D_1 + D_2 \exp \left(D_3 \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) \right) \left(1 + D_4 \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right) (1 + D_5 T^*) \quad (\text{II.39})$$

$$\text{avec } T^* = \frac{T - T_{amb}}{T_m - T_{amb}}$$

Toujours dans le cas d'une rupture pilotée par la déformation, on peut supposer qu'elle intervient lorsque la quantité $\int_0^{\epsilon_{eq}} f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\epsilon_{eq}$, caractéristique du chemin de déformation, atteint une valeur critique dépendant uniquement du matériau étudié. Oyane, [II.35], propose une forme linéaire de la fonction f :

$$f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) = 1 + a \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) \quad (\text{II.40})$$

alors que Tai et autres, [II.35], Lemaître, [II.35], définissent f par :

$$f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) = \frac{2}{3} (1 + \nu) + 3(1 - \nu) \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right)^2 \quad (\text{II.41})$$

L'approche par la mécanique des milieux continus permet de mesurer l'endommagement et la rupture d'un matériau sous sollicitations dynamiques par la définition d'un paramètre scalaire ou tensorielle à partir des contraintes ou des déformations. Ces modèles d'endommagement continu ont été testés sur le verre Pyrex, un verre sodo-calcique et le cuivre OFHC, et semblent fournir des résultats en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par différentes équipes de recherche, malgré le fait que dans la réalité la distribution des vides et des fissures ne soit pas du tout isotrope.

Le paramètre d'endommagement peut être défini très simplement en observant que le chargement du matériau, puis son endommagement donnent lieu à des contraintes résiduelles. Letian, Yilong et Shida, [II.36], utilisent la contrainte résiduelle σ_r présente dans les cibles endommagées pour définir le paramètre F:

$$F = 1 - \frac{\sigma_r}{\sigma_b} \quad (\text{II.42})$$

où σ_b désigne la limite de rupture. Dans le cadre de chargement par impulsion laser, Resséquier et Cottet, [II.37], expriment D par la relation :

$$D(x, t) = \frac{V_v}{V} = 1 - \frac{V_s}{V} \quad (\text{II.43})$$

où x, désigne la distance à la surface irradiée par laser, V, le volume de la cellule, V_v , le volume de vide dans la cellule, et V_s , le volume de solide dans la cellule.

La technique de mesure des profils de vitesse de surface libre, U_{sl} , en face arrière de la cible a été présentée au chapitre I. Ces profils, fig.II-7, sont très riche en informations : niveau d'endommagement, contrainte d'écaillage, vitesse de déformation dans le plan d'écaillage, limite élastique de Hugoniot, vitesse Lagrangienne de l'onde plastique, notion de fragilité/ductilité, etc.

Lorsque l'onde incidente de compression se réfléchit sur la surface libre, point A, la vitesse U_{sl} diminue jusqu'à une valeur U_{sl}^B . Cette valeur vaut zéro si il n'y a pas d'endommagement, sinon $U_{sl}^B > 0$. A partir de cette vitesse, la réflexion de l'onde de détente sur la zone endommagée provoque un ressaut de vitesse jusqu'à U_{sl}^C . La différence de vitesse $\Delta U_{sl} = U_{sl}^A - U_{sl}^B$, est caractéristique du niveau d'endommagement de la cible. L'approche acoustique permet de calculer la contrainte d'écaillage par la relation simple suivante :

$$\sigma_I = \frac{1}{2} \rho C_L \Delta U_{sl} \quad (\text{II.44})$$

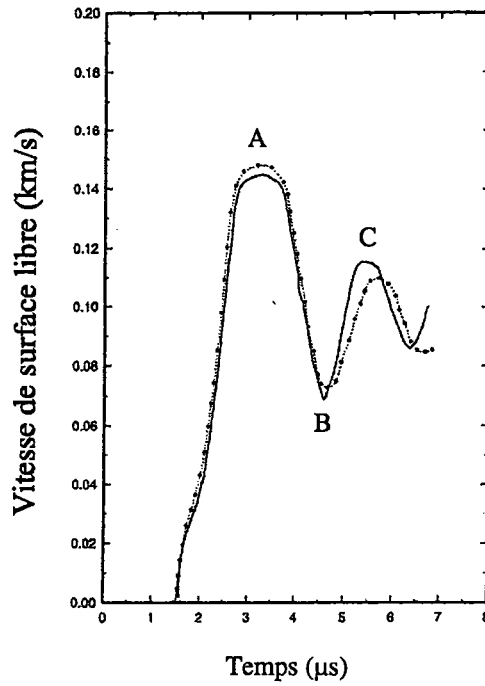


Figure.II-7 Exemple de profil de vitesse de surface libre.

Speight et Taylor, [II.38], calcule la contrainte seuil d'initiation de l'écaillage par la relation (II.44) et détermine une fonction endommagement F , par l'expression suivante :

$$F \equiv \frac{1}{\sigma_I} \int_0^{\sigma_{\max} - \sigma_I} d\sigma \quad \Rightarrow \quad F \equiv \frac{\sigma_{\max} - \sigma_I}{\sigma_I} \quad \sigma_{\max} > \sigma_I \quad (\text{II.45})$$

$\sigma_{\max}$ est la contrainte maximale atteinte dans le matériau. Toujours en exploitant la mesure de vitesse de surface libre, mais dans le cadre d'une approche élasto-plastique, Romanchenko et Stepanov, [II.39], définissent la contrainte d'écaillage par les relations suivantes (pb = Pullback, sp = spalling) :

$$\sigma_{sp} = \rho_0 \left(\frac{C_p C_L}{C_p + C_L} \right) \Delta U_{sl} \left(1 + \frac{\delta}{2\Delta t} \left(\frac{1}{C_p} - \frac{1}{C_L} \right) \right) \quad (\text{II.46})$$

avec $\Delta t = t_B - t_A$, et δ représente la distance entre le plan d'écaillage et la face arrière (épaisseur d'écaille). Petit et Sarrant, [II.40], calcule Δt par la relation plus exacte suivante :

$$\Delta t = (t_B - t_A) \frac{C_L}{C_p + C_L} - \frac{\delta}{2} \left(\frac{1}{C_p} - \frac{1}{C_L} \right) \quad (\text{II.47})$$

La vitesse de déformation dans le plan d'écaillage est définie à partir de la relation proposée par Ek et Asay, [II.41] :

$$\dot{\epsilon}_{ec} = \frac{1}{2U_p} \frac{\Delta U_{sl}}{\Delta t} \quad (\text{II.48})$$

Des informations sur le comportement plutôt ductile ou plutôt fragile de l'endommagement peuvent être également obtenus à partir du profil de vitesse de surface libre. En effet la pente du segment de courbe allant du point A au point B est variable. La pente sera très grande pour une rupture quasi-instantanée (type fragile) alors qu'elle sera plus faible pour une rupture plus ductile avec un délai dû à la formation et croissance plastique de vides.

La représentation de l'endommagement par un paramètre scalaire ou tensoriel est une approximation commode à l'échelle macroscopique permettant de définir un critère de rupture simple. Elle pose cependant le problème de la définition d'un volume élémentaire auquel on applique la mécanique des milieux continus. Ceci est possible tant que la fraction volumique de vide reste petite en comparaison de la taille du volume élémentaire, c'est-à-dire au cours des quelques premières nanosecondes du processus de rupture.

III.2 Approche statistique

Que ce soit pour des vitesses de chargement quasistatique ou dynamique, on observe le phénomène de rupture par amorçage, croissance et coalescence de vide (ductile) ou de fissures (fragile). En faisant varier le niveau d'endommagement, il est possible de suivre l'évolution respective de ces trois étapes afin de formuler des lois reproduisant au mieux l'observation. Dans le cas de matériaux poreux, on peut représenter la répartition des vides par une loi de distribution statistique aléatoire ou définie. Il faut ensuite suivre l'évolution de cette distribution au cours du temps. On comprend bien que cette approche est beaucoup plus complexe que la précédente car elle fait intervenir de nombreux paramètres et coefficients que

seule l’expérience et l’observation permettent de déterminer. En contre partie, nous sommes beaucoup plus proche des mécanismes physique menant à la rupture. L’approche microstatistique passe par l’observation microscopique du nombre, de la répartition et de la taille des vides ou fissures formés au cours du chargement. Les travaux réalisés par Curran, Seaman, Shockey, Barbee et Crewdson, [II.42, II.43, II.44, II.45, II.46], sur l’endommagement de matériaux ductile et fragile soumis à une impulsion rectangulaire de contrainte par la technique expérimentale d’impact de plaque, a permis d’obtenir la relation, donnant la vitesse d’amorçage $\dot{N}$ et la vitesse de croissance $\dot{R}$ des micro-cavités pour un alliage d’aluminium 1145 et le cuivre OFHC :

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp\left(\frac{\sigma - \sigma_{n0}}{\sigma_1}\right) \tag{II.49}$$

$$\dot{R} = \frac{\sigma - \sigma_{g0}}{4\eta} R \tag{II.50}$$

où σ_{n0} est la contrainte seuil d’amorçage des vides, σ_1 la sensibilité à la contrainte pour l’amorçage, $\dot{N}_0$ la vitesse seuil de nucléation, σ_{g0} la contrainte seuil pour la croissance des vides, η un paramètre de viscosité et R le rayon du vide ou de la fissure. Les valeurs expérimentales de chacun de ces paramètres sont fournies dans le tableau.II-1.

Tableau.II-1 Constantes du modèle de Curran et autres, déterminées pour trois matériaux, [II.42].

Paramètres	Unité	Description	Aluminium 1145	Cuivre OFHC	Fer Armco
η	Poise	viscosité	200	200	417
σ_{g0}	GPa	seuil de croissance	0.4	0.5	0.02
R_0	μm	rayon initial	1	1	0.5
$\dot{N}_0$	$\text{no.}/\text{mm}^3/\text{s}$	coefficient d’amorçage	3.10^6	$2.8 \cdot 10^9$	10^{10}
σ_{n0}	GPa	seuil d’amorçage	0.3	0.5	0.3
σ_1	GPa	paramètre d’amorçage	0.04	0.2	0.95

Paramètres	Unité	Description	Aluminium 1145	Cuivre OFHC	Fer Armco
K_{Ic}	$MPa\sqrt{m}$	facteur d'intensité de contrainte			0.34
v_t	m/s	vitesse maxi de propagation de fissure			3

La taille initiale des vides est prise égale à $R_0 = 1\mu m$. Si on fait le calcul pour le cuivre, chargé par une impulsion d'amplitude 1.5GPa, de durée 0.1 μs , en utilisant les coefficients du tableau.II-1, la plus grande taille de vide produite dans l'échantillon devrait être de 3.5 μm . Ce critère ne peut pas être appliqué à des vides dont la taille excèdent au cours de la croissance 20 μm car les effets d'inertie deviennent trop important.

D'autres essais ont été menés par l'équipe sur le fer Armco, un matériau au comportement fragile à température ambiante. Il est moins aisé de définir un critère simple, semblable à celui formulé pour les matériaux ductiles, pour décrire l'amorçage et la croissance de microfissures.

Dans le cas d'un matériau fragile, le seuil de croissance, σ_{g0} est considéré comme la contrainte critique de croissance de fissure issue de la mécanique classique de la rupture, [II.47], qui donne pour une fissure arrondie à sa pointe (penny shape) soumise à un champ unidirectionnel élastique de traction :

$$R^* = \frac{\pi K_{Ic}^2}{4\sigma_{g0}^2}$$

(II.51)

Si le rayon en pointe de fissure est inférieur à R^* , la croissance n'a pas lieu. Si il devient supérieur, la croissance peut se produire avec une vitesse donnée par la relation de Dulaney et Brace, [II.48], valable dans le cas de la propagation d'une fissure plane dans un matériau élastique :

$$\left(\frac{\dot{R}}{v_t}\right)^2 = \left(1 - \frac{R^*}{R}\right) \left[1 - (2n^2 - 1) \frac{R^*}{R}\right] \quad (\text{II.52})$$

$\dot{R}$ est le taux de croissance, v_t la vitesse finale limite, R le rayon en pointe de fissure et $n = \sigma_c/\sigma$, le rapport de la contrainte critique sur la contrainte appliquée, compris entre 0 et 1. Les valeurs déterminées expérimentalement de K_{Ic} , σ_1 , v_t , σ_{n0} et $\dot{N}_0$ sont données dans le tableau.II-1.

Klöcker et Montheillet, [II.49], proposent dans le domaine des grandes vitesses de déformation, en négligeant cependant les effets d'inertie et en considérant une géométrie cylindrique pour les vides, une loi d'évolution de R :

$$\frac{R}{R_0} = \exp(\dot{\chi} - \dot{\epsilon}) \frac{t}{2} \quad (\text{II.53})$$

où R_0 est le rayon initial, $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation et $\dot{\chi}$ une variable liée au taux de triaxialité ζ . Dans le cas d'un comportement visqueux rendu par une loi puissance, ζ est défini par la relation :

$$\zeta = \frac{1}{3} + \frac{1}{\sqrt{3}} \int_0^{\frac{\dot{\chi}}{\sqrt{3}\dot{\epsilon}}} (1 + x^2)^{m-1/2} dx \quad (\text{II.54})$$

et dans le cas d'un comportement linéaire par la relation :

$$(\sigma_0 + \beta\dot{\epsilon}) \left(\zeta - \frac{1}{3} \right) - \frac{\sigma_0}{\sqrt{3}} \sinh^{-1} \left(\frac{2\dot{\chi}}{\sqrt{3}\dot{\epsilon}} \right) - \frac{2\beta\dot{\chi}}{3} = 0 \quad (\text{II.55})$$

La résistance à la rupture d'un matériau fragile soumis à un état de contrainte homogène donné est liée à la concentration et à la sévérité des défauts dans le matériau. Si un certain nombre ou une certaine sévérité de défauts est nécessaire pour provoquer la rupture, l'avènement de celle-ci est dépendant de la probabilité de rencontrer la condition (ou les conditions) critique(s) dans le matériau. L'approche statistique, définie précédemment au sens de la microstructure, peut

donc également trouver son origine dans la dépendance de la rupture à la probabilité de rencontrer la condition critique dans le matériau.

Depuis 1948, la résistance d'un matériau à la rupture fragile est correctement décrite par le concept de facteur d'intensité de contrainte critique K_{IC} . Dans le cas d'un chargement dynamique, le facteur d'intensité de contraintes est influencé par la vitesse de chargement. Les ruptures par clivage, les ruptures des céramiques et du verre prennent naissance à partir d'éléments microstructuraux, grains, indentations, qui présentent une distribution statistique. Pour ces ruptures fragiles, c'est en général l'élément le moins résistant qui en est responsable. Il est alors possible d'utiliser les théories statistiques du maillon le plus faible. C'est un modèle de rupture en série qui n'est pas applicable à l'écaillage puisqu'on a un mode de rupture en parallèle. Lorsque l'hypothèse du maillon le plus faible est correcte, on attribue à chaque élément une probabilité de rupture sous une contrainte ou une déformation donnée. Cette probabilité cumulée est $P_0(\sigma)$. La probabilité de rupture des N éléments est donnée par :

$$P_R(\sigma) = 1 - [1 - P_0(\sigma)]^N \quad (\text{II.56})$$

Si le volume de chaque élément est V_0 , et V le volume total, on a $N = V/V_0$, et donc la probabilité de rupture augmente avec le volume :

$$P_R(\sigma, V) = 1 - \exp\left[-\frac{V}{V_0} f(\sigma)\right] \quad (\text{II.57})$$

Si le matériau est soumis à une contrainte hétérogène, on peut le diviser en un grand nombre de volumes élémentaires dV , chacun soumis à une contrainte σ :

$$P_R = 1 - \exp\left[-\int_V f(\sigma) \frac{dV}{V_0}\right] \quad (\text{II.58})$$

Weibull, [II.50], a proposé pour la fonction $f(\sigma)$ la forme suivante :

$$f(\sigma) = \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_u} \right)^m \quad (\text{II.59})$$

σ_0 représente un seuil de contrainte en dessous duquel la probabilité de rupture est nulle. Le module de Weibull, m , donne une idée de la dispersion. Plus il est faible, plus cette dispersion sera importante. σ_u représente approximativement la contrainte de rupture moyenne d'un échantillon de volume V_0 . En prenant la contrainte seuil nulle :

$$P_R = 1 - \exp \left[- \int_V \left(\frac{\sigma}{\sigma_u} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right] \quad (\text{II.60})$$

En considérant un matériau soumis à une contrainte uniaxiale σ , contenant des microfissures circulaires toutes perpendiculaires à l'axe de traction, et suffisamment éloignées les unes des autres pour ne pas interférer, la probabilité de rupture s'écrit pour un volume unitaire:

$$P_R(\sigma_c) = 1 - \exp[-n(\sigma_c)] \quad n(\sigma_c) = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_u} \right)^m \quad (\text{II.61})$$

$n(\sigma_c)$ représente le nombre de fissures par unité de volume provoquant la rupture pour une contrainte inférieure à σ_c . Cependant, en réalité toutes les microfissures ne sont pas orientées perpendiculairement à l'axe de traction. Batdorf, [II.51, II.52], tient compte de cet effet de désorientation en introduisant la contrainte effective, qui provoque la propagation d'une microfissure dès qu'elle dépasse une valeur critique σ_c . Cette valeur critique, est une fonction de la contrainte normale σ_n et du cisaillement τ qui agissent sur le plan de la microfissure. L'expression de σ_c n'est pas évidente à obtenir puisque la propagation se fait en général avec bifurcation. Des études effectuées sur des céramiques de blindage montrent une diminution du module de Weibull lorsque l'on passe d'essais statiques à des essais dynamiques.

L'évolution du processus de rupture peut être quantifié par le biais de la mécanique probabiliste de la rupture soit d'une façon purement phénoménologique en s'intéressant à

l'évolution du module de Weibull soit en relation avec les données de l'analyse fractographique quantitative.

Pour conclure ce paragraphe, il convient de citer le modèle d'accroissement du volume de vide, v_t , proposé par Kanel, [II.53], sous la forme suivante:

$$\begin{cases} \frac{dv_t}{dt} = -k \sin(P)(\sigma_{\max} - \sigma_{0e})(v_t - v_{t1}) & \text{si } |\sigma_{\max}| \geq \sigma_{0e} \\ \frac{dv_t}{dt} = 0 & \text{si } |\sigma_{\max}| < \sigma_{0e} \end{cases} \quad (\text{II.62})$$

$$\text{Avec } \sigma_{0e} = \sigma_0 \left(\frac{v_{t1}}{v_t + v_{t1}} \right).$$

Trois paramètres à déterminer, σ_{0e} , k , v_{t1} . k est une constante fonction de la viscosité du matériau ($k = 10^8 \text{ GPa}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour Al et Cu), σ_0 est le seuil de contrainte initiale ($v_t=0$), v_t est le volume spécifique de vide dans l'échantillon et v_{t1} la valeur critique de v_t correspondant à l'accélération du processus de croissance. La création de surface libre dans le matériau engendre une relaxation des contraintes qu'il prend en compte par les relations :

$$Y_0 = Y_0 \left[\frac{v_{t1}}{v_t + v_{t1}} \right] \quad (\text{limite élastique}) \quad (\text{II.63})$$

$$G_0 = G_0 \left[\frac{v_{t1}}{v_t + v_{t1}} \right] \quad (\text{module de cisaillement})$$

Des relations, telles que celles proposées par Shockey, Seaman et Curran, ou bien Gurson, Tvergaard et Needleman, sont très séduisantes car elles modélisent bien le mécanisme physique de création de la zone d'endommagement. Mais, de part leur complexité, elles nécessitent la détermination de nombreux paramètres pour chaque matériau et pour chaque condition de chargement. D'un point de vue de l'utilisation du critère, par l'ingénieur dans des codes de calcul aux éléments finis, on lui préférera une approche phénoménologique.

III.3 Approche phénoménologique

L'expérience a montré que l'endommagement sous sollicitations dynamiques, qu'il soit ductile ou fragile, dépend de nombreux paramètres tels que la température, la vitesse de déformation, la microstructure et le temps de chargement. Les critères présentés dans ce paragraphe, par une approche phénoménologique tenant compte de l'influence de chacun de ces différents paramètres, quantifient l'évolution de l'endommagement et implicitement décrivent la physique de formation de la surface libre dans le cas de l'écaillage.

La description de ces mécanismes de rupture peut être basée sur un raisonnement énergétique, [II.54], en écrivant l'équilibre qui s'établit entre l'énergie dissipée par la création de la surface libre, l'énergie cinétique et l'énergie élastique. Elles s'expriment respectivement sous les formes suivantes :

$$\begin{cases} \Gamma = \frac{3K_c^2}{\rho C_0^2 s} \\ T = \frac{1}{120} \rho \dot{\epsilon}^2 s^2 \\ U = \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\rho C_0^2} \end{cases} \quad (\text{II.64})$$

s désigne la taille moyenne du fragment formé par rupture du solide ($s \leq 2C_0 t$), σ est la contrainte principale de traction agissant au sein du matériau ($\sigma = \rho C_0^2 \dot{\epsilon} t$). La contrainte critique d'écaillage est alors donnée pour une rupture fragile par la relation :

$$\sigma_c = (3\rho \dot{\epsilon} C_0 K_c^2)^{1/3} \quad (\text{II.65})$$

Pour un alliage d'aluminium 6061-T6, Christman et autres, [II.55], obtiennent la valeur expérimentale de $0.8 \leq \sigma_c \leq 1.5$ GPa, et la valeur théorique calculée par la relation précédente est $0.86 \leq \sigma_c \leq 1.9$ GPa. Buchar, [II.56], revient sur l'expression de σ_c (fragile) en remplaçant K_c par K_{Id} :

$$\sigma_c = (3\rho C_0 K_{Id}^2)^{1/3} \quad (II.66)$$

$$K_{Id} = a + b \exp(cT) \quad (II.67)$$

C_0 est la célérité des ondes élastiques longitudinales, a , b et c sont trois constantes. Dans le cadre d'une rupture ductile, [II.54], on conserve cette approche énergétique, la seule différence avec la rupture fragile étant l'expression de l'énergie dissipée à la rupture. L'écaillage ductile est produit par l'amorçage, croissance et coalescence de cavités, l'énergie dissipée à la rupture correspond donc à une énergie de déformation plastique locale au cours de la croissance des vides. Une estimation de cette énergie a été faite par Gurson (1977), [II.8], Tvergaard et Needleman (1984), [II.11], et d'autres. Ils considèrent une cavité sphérique en expansion dans une matrice parfaitement plastique. Le processus de rupture ductile est stable jusqu'au moment où on atteint une fraction volumique de vide critique ε_c , à partir de laquelle les cavités vont croître très rapidement et coalescer. D'autres études, Brown et Embury (1973), [II.57], Goods et Brown (1979), [II.4], indiquent que la coalescence se produit lorsque le diamètre des vides approche la distance caractérisant l'espace entre vides. En suivant le raisonnement de Gurson, on obtient une expression de l'énergie dissipée à la rupture W :

$$W = Y \varepsilon_c \quad (II.68)$$

et la contrainte critique d'écaillage pour une rupture ductile est alors donnée par la relation :

$$\sigma_c = (2YC_0^2 \rho \varepsilon_c)^{1/2} \quad (II.69)$$

ρ la masse volumique, $C_0 = \sqrt{K/\rho}$, K le module de compressibilité, K_c le facteur d'intensité de contrainte, Y la limite d'écoulement plastique. Pour un alliage d'aluminium doux ($0.015 \leq Y \leq 0.03$ GPa), Davison et Graham (1979), [II.58], obtiennent la valeur expérimentale de $0.5 \leq \sigma_c \leq 1.1$ GPa, et la valeur théorique calculée par la relation précédente est $0.57 \leq \sigma_c \leq 0.81$ GPa.

A partir de l'approche énergétique utilisée pour le calcul de $\sigma_c(\text{fragile})$ et $\sigma_c(\text{ductile})$, on peut exprimer la vitesse de déformation critique (transition fragile-ductile) en écrivant que les énergies dissipées sont égales, d'où la relation :

$$\dot{\epsilon}_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{8B_0^2(Y\epsilon_c)^3}{9\rho K_c^4}} \quad (\text{II.70})$$

Ce mécanisme de transition a également été interprété en utilisant la mécanique de la rupture ductile, que l'on doit à Dugdale (1960), [II.59], et d'autres (Lawn et Wilshaw (1975), [II.60]).

Ces critères basés sur une approche énergétique des mécanismes de rupture fragile ou ductile utilisent le facteur d'intensité de contrainte ou la déformation critique. Une autre approche consiste à décrire l'évolution de la porosité du matériau à partir d'un modèle vide-matrice.

Carroll et Holt, [II.61], établissent une relation donnant la pression d'équilibre pour une porosité ξ donnée, en fonction de la contrainte d'écoulement Y . Cette relation est valable en négligeant les effets d'inertie, en considérant une répartition homogène de vides sphériques, et à partir d'une porosité ξ_2 ($\alpha_2 = (2G\alpha_0)/(2G+Y)$) correspondant à la transition élasto-plastique/plastique. La première transition étant la transition élastique/élasto-plastique qui se produit pour une porosité ξ_1 ($\alpha_1 = (2G\alpha_0 + Y)/(2G + Y)$).

$$P_t = \frac{2Y}{3} \ln \xi \quad \text{pour } \alpha_2 \geq \alpha \geq 1 \quad (\text{II.71})$$

où G désigne le module de cisaillement. α est relié à la porosité ξ par la relation $\xi = (\alpha - 1) / \alpha$. Par exemple pour une porosité initiale, $\alpha_0 = 0.0003$, une contrainte d'écoulement de $Y = 0.255$ GPa, on obtient une pression d'équilibre $P_t = -1.4$ GPa. Cette relation est très simple d'utilisation dans la mesure où on peut facilement déterminer la porosité initiale du matériau étudié. Cependant, on note une différence considérable entre P_t calculée et P_t mesurée (jauge au manganin), que l'on peut expliquer notamment par le fait que Carroll et Holt considèrent une répartition homogène des vides.

Johnson, [II.62], reprend le modèle de Carroll et Holt, mais en tenant compte des variations de la limite d'écoulement plastique et d'une pression interne P_g agissant à l'intérieur des cavités. L'effet d'une pression interne positive, dans la cavité, aura le même effet qu'une pression externe (agissant sur les parois externes de la cavité) négative (tension). Johnson considère un vide unique sphérique, entouré d'un élément de matrice solide sphérique au comportement élastique - parfaitement plastique, et suppose que la croissance des vides se fait à symétrie sphérique, fig.II-8.

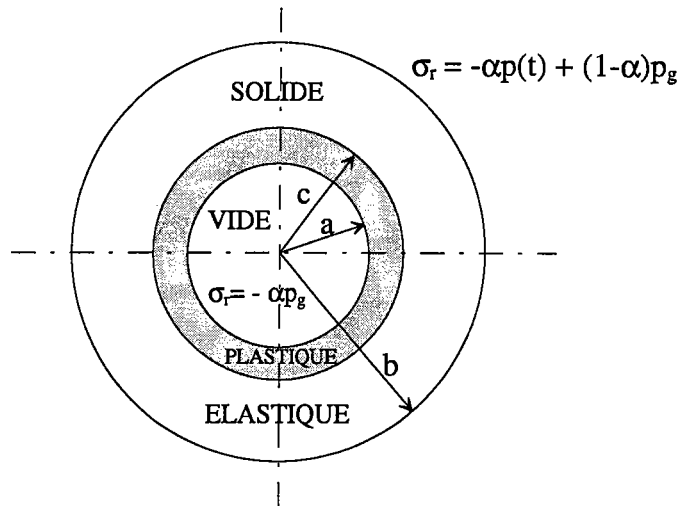


Figure.II-8 Modèle de Johnson du vide sphérique.

Il obtient alors la relation générale suivante :

$$\tau^2 Y_0 Q(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha) - \eta \frac{\dot{\alpha} F(\alpha, \alpha_0)}{\alpha(\alpha - 1)} = \alpha \Delta p \quad (\text{II.72})$$

Le premier terme désigne la résistance à la croissance des vides, dû aux effets d'inertie, le second, la résistance à l'écoulement plastique, et le terme à droite de l'égalité désigne la contrainte pilote. Les différents termes de l'équation (II.72) s'expriment comme suit :

$$\tau^2 \equiv \frac{\rho a_0^2}{3 Y_0 (\alpha_0 - 1)^{2/3}} \quad (\text{II.73})$$

$$Q(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha) = -\ddot{\alpha}[(\alpha - 1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3}] + \frac{1}{6}\dot{\alpha}^2[(\alpha - 1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3}] \quad (\text{II.74})$$

$$\eta = \frac{2D}{3b^2N} \quad (\text{II.75})$$

$$F(\alpha, \alpha_0) = \alpha \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha_0 - 1} \right)^{2/3} - (\alpha - 1) \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^{2/3} \quad (\text{II.76})$$

$$\Delta p \equiv \bar{p} - p_g - p_{eq}(\alpha) \quad \text{avec} \quad p_{eq}(\alpha) = \pm \frac{2Y_0}{3\alpha} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \quad (\text{II.77})$$

a_0 est le rayon moyen initial des vides, ρ la densité de la matrice solide, Y_0 la limite élastique de la matrice solide, α_0 est la valeur initiale de α , D le coefficient de frottement, b le vecteur de Burgers et N la densité de dislocations mobiles. Cette relation générale peut s'écrire, en négligeant les effets d'inertie et en supposant $p_g = 0$, sous la forme simplifiée suivante :

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = 0 & \Delta p \geq 0 \\ \dot{\alpha} = -\frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{\eta} \alpha (\alpha - 1)^{1/3} \Delta p & \Delta p < 0 \end{cases} \quad (\text{II.78})$$

$$\Delta p = \bar{p} + \frac{a_s}{\alpha} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \quad (\text{II.79})$$

$\bar{p}$ est la contrainte principale moyenne, η la viscosité et a_s un paramètre lié au matériau. Lorsque α atteint une valeur critique α_c , l'endommagement est terminé. Pour ce qui est du paramètre η , Grady, [II.63], propose $\eta \cong \eta_0 \varepsilon^{-1/2}$, Zhang Ruoqi, [II.63], propose $\eta \cong \varepsilon^{-(1/n-1)}$, n étant une constante approximativement égale à deux et Barker, [II.63], propose $\eta \cong 3,16 \cdot 10^4 \varepsilon^{-1/2}$. Perzyna, [II.64], a modifié le modèle proposé par Carroll, Holt et Johnson, en considérant une matrice élasto - viscoplastique. Pour les matériaux de faible porosité initiale, et suite aux travaux de Carroll et Holt, on peut négliger la partie élastique initiale de la déformation et ne prendre en compte que la déformation viscoplastique autour de la cavité.

Puisque la matrice est supposée avoir un écrouissage viscoplastique, le second invariant du déviateur des contraintes J'_2 est lié à la racine carré du second invariant de la vitesse de déformation plastique $\dot{\bar{\epsilon}}_p$, [II.65, II.66, II.67, II.68], par la relation :

$$\sqrt{J'_2} = Y \left(1 + \Phi^{-1} \frac{\dot{\bar{\epsilon}}_p}{\gamma_0} \right) \quad (\text{II.80})$$

$$Y = Y_0 + H(\dot{\bar{\epsilon}}_p) \quad (\text{II.81})$$

Y est la limite élastique exprimée en fonction des effets d'écrouissage. Dans ces conditions, Perzyna aboutit à la même relation générale donnant l'évolution de la porosité que Carroll, Holt et Johnson, mais l'expression de Δp est différente :

$$\Delta p \equiv \bar{p} - p_{eq}(\alpha) \quad (\text{II.82})$$

$$\text{avec } p_{eq}(\alpha) = p_g \pm \frac{2Y_0}{3\alpha} \ln\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right) - \pm \frac{2H'}{3\alpha} F_1(\alpha, \alpha_0) \quad (\text{II.83})$$

$$\text{et } F_1(\alpha, \alpha_0) = 3 \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} \right)^{1/3} \left[1 - \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^{1/3} \left(\frac{\alpha_0 - 1}{\alpha - 1} \right)^{1/3} \right] \quad (\text{II.84})$$

H' est le coefficient de proportionnalité dans le cas d'une relation linéaire de la fonction $H(\dot{\bar{\epsilon}}_p)$. Dans les cas de chargement par impact, caractérisés par des temps courts, la germination des vides est activée thermiquement. A partir de là, on peut postuler la loi d'évolution de la porosité par germination, [II.64], suivante :

$$\dot{\xi}_{\text{germination}} = \frac{h(\xi)}{1-\xi} \left[\exp\left(\frac{m_2 |\sigma - \sigma_N|}{k\theta} \right) - 1 \right] \quad (\text{II.85})$$

où $m_2 |\sigma - \sigma_N|$ est l'énergie d'activation du mécanisme de germination, $\sigma = J_1 / 3$ la contrainte principale moyenne, σ_N la contrainte principale moyenne seuil de germination, θ la température, k la constante de Boltzmann et m_2 un paramètre du matériau. La définition de la fonction $h(\xi)$ permet de tenir compte des effets d'interaction entre vides. L'évolution de la porosité par croissance des vides est donnée par la relation :

$$\dot{\xi}_{\text{croissance}} = \frac{g(\xi)}{\eta} F(\xi, \xi_0) \Delta\sigma \quad (\text{II.86})$$

où $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_G$, est la contrainte de début de croissance des vides, avec σ_G donnée par l'expression :

$$\sigma_G = k_1 \left[\frac{2}{3} Y_0 (1 - \xi) \ln \left(\frac{1}{\xi} \right) - \frac{2H'}{3} (1 - \xi) F_1(\xi, \xi_0) \right] \quad (\text{II.87})$$

k_1 est un coefficient d'interaction et $g(\xi)$ est une fonction qui permet de prendre en compte les effets d'interaction entre vides. Ces modèles ne trouvent pas d'application dans le cas de nos matériaux car nous n'observons pas de croissance ductile de cavités sphériques.

Nous avons également vu que le temps de chargement et le niveau de contrainte sont des facteurs importants dans la prédiction de la rupture d'un matériau sous sollicitations dynamiques. Dans le cas de l'écaillage, la rupture du matériau est dû à une onde de détente. La séparation ne se fait pas instantanément mais après un certain délai, analogue au délai de plasticité, [II.69]. Cette dépendance au temps a été observée au cours d'expériences d'écaillages obtenus par impact plaque sur plaque, où l'on observe que la contrainte augmente lorsque le temps de chargement diminue. L'influence du temps de chargement et de l'amplitude de contrainte est à l'origine des critères cumulatifs.

Un modèle basé sur l'accumulation des microdommages a été proposé par Tuler et Butcher, [II.70], qui s'écrit sous sa forme généralisée :

$$t_{c_0} = \int_0^{t_f} (\sigma_F - \sigma_{F_0})^\delta dt \quad \sigma_F > \sigma_{F_0} \quad (\text{II.88})$$

t_{c_0} , σ_{F_0} , et δ sont trois constantes à déterminer à partir des données de l'expérience. Morozov et Petrov, [II.71], proposent également une approche de la rupture fragile sous sollicitations dynamiques par un critère cumulatif :

$$\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \frac{1}{d} \int_0^d \sigma(r, t') dr dt' \leq \sigma_c \quad (\text{II.89})$$

avec $d = \frac{2K_{Ic}^2}{\pi\sigma_c^2}$ pour un état de déformation plane.

Comme nous l'avons déjà évoqué auparavant, la rupture est le résultat d'une succession de mécanismes microscopiques. Aucun de ces processus n'est directement accessible par une modélisation ou analyse globale. La cinétique de chaque processus dépend des conditions de chargement et de la température. L'approche par la théorie des processus thermo-activés, par analogie avec la plasticité dynamique, [II.72], est bien adaptée à l'étude de l'écaillage. Cette théorie d'activation est présentée par Tobolsky et Eyring, [II.73]. Elle est basée sur l'existence d'un nombre statistique de liaisons soumises à des fluctuations thermiques, continuellement rompues et cicatrisées. La rupture intervient lorsque la vitesse de cassure des liaisons devient supérieure à la vitesse de cicatrisation. Si on considère qu'un travail mécanique est effectué dans l'élément du matériau au cours de ces processus, la vitesse d'amorçage est donnée par la relation suivante :

$$\dot{N} = \frac{NkT}{nh} \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{\sigma\varepsilon}{NkT}\right) - \exp\left(-\frac{\sigma\varepsilon}{NkT}\right) \right] \quad (\text{II.90})$$

avec N , le nombre de défauts microscopiques par unité de volume, ΔG , l'énergie d'activation, k la constante de Boltzmann, ε la déformation de rupture des liaisons, σ la contrainte actuelle s'exerçant sur la liaison avant qu'elle ne rompe et h , la constante de Planck. Il faut ensuite relier la contrainte microscopique σ , appliquée sur la liaison, à la contrainte moyenne macroscopique. Ceci a été fait par Zhurkov, [II.74], en remplaçant σ par $\gamma\sigma$ où σ est interprété

cette fois comme une contrainte moyenne macroscopique et γ un facteur généralement plus grand que 1, qui permet de tenir compte des effets de concentration de contrainte au voisinage des inclusions ou autres hétérogénéités. Zhurkov a effectué des études systématiques sur les relations existantes entre la durée de vie du matériau sous chargement, l'amplitude de la contrainte de tension et la température. Si τ désigne l'intervalle de temps entre le début de chargement et l'initiation de la rupture, c'est-à-dire, le temps nécessaire à l'accumulation d'un nombre critique de défauts obtenus par germination, il obtient la relation suivante :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{u_0 - \gamma\sigma}{kT}\right) \quad (\text{II.91})$$

τ_0 est une constante, u_0 est approximativement égale à l'énergie de séparation des liaisons interatomiques du solide et γ un coefficient lié à la microstructure. Pour les métaux, γ rend compte du traitement thermique et de la composition du matériau. Pour les monocristaux, γ rend compte de l'orientation cristallographique et de la densité de dislocations. La fonction $u(\sigma) = u_0 - \gamma\sigma$ représente la barrière énergétique à franchir. On peut remplacer $\gamma\sigma$ par une fonction Φ afin d'obtenir un critère local avec :

$$u(\sigma) = u_0 - \Phi(\sigma_L, v_a) \quad (\text{II.92})$$

σ_L est la contrainte locale et v_a le volume d'activation. Dans le cadre d'une approximation linéaire, $\Phi(\sigma_L, v_a) = v_a \sigma_L$ et σ_L est proportionnelle à la contrainte macroscopique : $\sigma_L = q(t)\sigma$. Une expression de $q(t)$ est :

$$q(t) = 1 + \kappa_0 \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\theta_0}\right)^{\alpha-1}\right] \right\} \quad (\text{II.93})$$

où κ_0 , θ_0 et α sont des paramètres d'ajustement. Le taux d'accumulation des défauts $\dot{\Phi}$ est défini par :

$$\dot{\Phi} = \tau_0^{-1} \exp\left(\frac{-u_0 + v_a \sigma_L}{kT}\right) \quad (\text{II.94})$$

La fonction Φ étant nulle au stade initiale ($t = 0$) et, égale à l'unité lorsqu'on se trouve à la fin du stade thermiquement activé ($t = \tau$). On peut écrire la relation :

$$\int_0^{\tau} \dot{\Phi} dt = 1 \quad (\text{II.95})$$

La formulation d'un critère phénoménologique basé sur la théorie de l'activation thermique, la statistique de Boltzmann et tenant compte de l'aspect cumulatif de la rupture, permet d'obtenir des expressions généralement assez simple tout en tenant compte globalement des mécanismes microscopiques mis en jeu. Dans cet esprit, Klepaczko, [II.75], propose un critère qui s'écrit sous sa forme généralisée :

$$t_{c_0} = \int_0^{t_c} \left(\frac{\sigma_F(t)}{\sigma_{F_0}} \right)^{\alpha(T)} dt \quad t_c \leq t_{c_0} \quad \text{et} \quad \sigma_F \geq \sigma_{F_0} \quad (\text{II.96})$$

avec $\alpha(T) = \Delta G_0 / kT$. Lorsque l'intégrale prend la valeur t_{c_0} , il y a rupture du matériau. A température constante, σ_{F_0} , t_{c_0} et α sont trois constantes du matériau. Si le processus n'est pas isotherme, l'exposant α dépend de la température et du temps $\alpha(T, t) = \Delta G_0 / kT(t)$. Dans le cas d'une onde de chargement rectangulaire, d'amplitude σ_F et de durée t_c , le critère prend la forme simple suivante :

$$\sigma_F = \sigma_{F_0} \left(\frac{t_{c_0}}{t_c} \right)^{1/\alpha} \quad \alpha = \frac{\Delta G_0}{kT} \quad (\text{II.97})$$

Nous ne détaillerons pas plus en détail ce dernier critère puisqu'il fera l'objet d'une étude approfondie au chapitre III.

IV. CONCLUSION

La rupture dynamique par écaillage se déroule en trois étapes bien connues : l'amorçage, la croissance et la coalescence. Ces étapes peuvent coexister dans le temps. La microstructure et plus particulièrement la répartition des hétérogénéités dans la matière joue un rôle primordial sur l'étape d'amorçage. L'étape de coalescence est la plus délicate à aborder car elle fait intervenir des mécanismes variés tels que le cisaillement adiabatique, la fissuration, et la naissance d'une seconde population de cavités. Ces mécanismes peuvent en plus interagir entre eux. Leur étude montre que l'on doit s'intéresser aux effets de dispersion et aux effets d'échelle.

La présentation, la plus exhaustive possible, des critères de rupture sous sollicitations dynamiques permet de mieux appréhender la formulation d'un nouveau critère. Basées sur les concepts de la mécanique des milieux endommageables, l'approche microstatistique, l'aspect cumulatif et/ou d'activation thermique, et phénoménologique, chaque critère propose un compromis différent entre le rendu des phénomènes physiques, la complexité (nombre de variables) et la facilité d'exploitation (utilisation par l'ingénieur, implantation dans un code de calcul aux éléments finis). D'une manière générale, la température, la vitesse de déformation, la microstructure et l'histoire du chargement sont les paramètres principaux à prendre en compte pour modéliser le comportement du matériau. Les critères issus de la mécanique des milieux endommageables, correspondant à une approche macroscopique, sont basés sur la définition plus ou moins complexe d'un paramètre d'endommagement. L'approche microstatistique fournit de bons résultats mais reste mieux adaptée à la compréhension et à la modélisation des mécanismes physiques de création de la surface libre (endommagée) plutôt qu'à une exploitation industrielle permettant de prévoir la rupture. Enfin, les critères phénoménologiques donnent de bons résultats quant au calcul de la contrainte seuil tout en restant simple.

La rupture de nos matériaux est le résultat de la création de microfissures puis de leur propagation. Nous n'observons pas de cavités et de croissance ductile de vides. Aussi les critères et modèles traitant ce dernier cas ne sont pas appropriés pour prévoir la rupture par écaillage de nos deux matériaux.

La description des phénomènes physiques qui entrent en jeu au cours de la rupture sous sollicitations dynamique et l'étude des critères correspondant aux différentes approches, associées aux résultats expérimentaux obtenus sur nos deux matériaux, nous permettrons de proposer un critère.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [II.1] J.Barralis, G.Maeder, Précis de métallurgie, Ed. Nathan, 1995.
- [II.2] A.S.Argon, J.Im, R.Safoglu, Cavity formation from inclusions in ductile fracture, Metall. Trans., **6A**, 825, 1975.
- [II.3] D.François, A.Pineau, A.Zaoui, Comportement mécanique des matériaux : viscoplasticité, endommagement, mécanique de la rupture, mécanique du contact, Ed. Hermès, 175, 1993.
- [II.4] S.H.Goods, L.M.Brown, The nucleation of cavities by plastic deformation, Acta Metall., **27**,1,1979.
- [II.5] F.A.McClintock, A criterion for ductile fracture by the hole growth of holes, J.Appl.Phys., **35**, 363, 1968.
- [II.6] J.R.Rice, D.M.Tracey, On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields, J. Mech. Phys. Solids, **17**, 201, 1969.
- [II.7] B.Budiansky, J.W.Hutchinson, S.Slutsky, Void growth and collapse in viscous solids, Mechanics of solids, The Rodney Hill 60th anniversary volume, Eds. H.G.Hopkins et M.J.Sewell, Pergamon Press, Oxford, 13, 1982.
- [II.8] A.L.Gurson, Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth, Part I : Yield criteria and flow rules for porous ductile media, J. Eng. Mater. Tech., **99**, 2, 1977.
- [II.9] A.L.Gurson, Plastic flow and fracture of ductile materials incorporating void nucleation, growth and interaction, Thèse de l'Université de Brown, 1975.
- [II.10] V.Tvergaard, Micromechanics of damage in metals, in Mechanical Behaviour of Materials,ESIS, Delft University Press, Delft, 1955.
- [II.11] V.Tvergaard, A.Needleman, Analysis of the cup-cone fracture in round tensile bar, Acta. Metall., **32**, 157, 1984.
- [II.12] V.Tvergaard, Material failure by void growth to coalescence, Adv. Appl. Mech., **27**, 83, 1990.
- [II.13] A.Needleman, J.R.Rice, Limits to ductility set by plastic flow localization, Mechanics of sheet metal forming, Eds. D.P.Koistinen, N.M.Wang, Plenum Press, 267, 1978.
- [II.14] C.C.Chu, A.Needleman, Void nucleation effects in biaxially stretched sheets, J. Eng. Mat. Tech., **102**, 249, 1980.

- [II.15] G.C.Li, T.Guennouni, D.François, Influence of secondary void damage in the matrix material around voids, *Fatigue. Fract. Eng. Mater. Struct.*, **12**, 105, 1989.
- [II.16] A.Pineau, Effect of inhomogeneities in the modelling of mechanical behaviour and damage of metallic materials, *Mechanical behaviour of materials*, Ed. A.Bakker, Delft University Press, 1, 1995.
- [II.17] Tresca, On further applications of the flow of solids, *Proc. Int. Mech. Eng.*, **30**, 304, 1878.
- [II.18] C.Zener, J.H.Hollomon, Effect of strain rate upon plastic flow of steel, *Journal de Physique*, **15**, 22, 1944.
- [II.19] Y.L.Bai, B.Dodd, *Adiabatic shear localization, Occurrence Theorie and application*, Pergamon Press, 1992.
- [II.20] J.H.Giovanola, Adiabatic shear banding under pure shear loading, Part I :Direct observation of strain localisation and energy dissipation measurements, *Mech. Mat.*, **59**, 1988.
- [II.21] J.H.Giovanola, Adiabatic shear banding under pure shear loading, Part II :Fractographic and metallurgic observations, *Mech. Mat.*, **73**, 1988.
- [II.22] M.R.Staker, The relation between adiabatic shear instability strain and material properties, *Acta. Metall.*, **29**, 683, 1981.
- [II.23] R.Dormeval, The adiabatic shear phenomenon, *Materials at high strain rates*, Eds. T.Z. Blazynski, Elsevier Applied Science, Barking Essex, **47**, 1987.
- [II.24] A.Pineau, Mécanismes et mécanique de la rupture ductile des matériaux métalliques, *Colloque National MECAMAT*, **31**, 1998.
- [II.25] A.Marchand, J.Duffy, An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel, *J. Phys. Solids.*, **36**, 3, 251, 1988.
- [II.26] L.M.Kachanov, *Introduction to continuum damage mechanics*, Murtinus Nijhoff, Netherlands, 1986.
- [II.27] Y.N.Rabotnov, *Proc.XII IUTAM, Stanford*, Eds. Hetenyi et Vincenti, Springer, **342**, 1969.
- [II.28] F.A.Leckie, D.R.Hayhurst, *Acta. Metall.*, **25**, 1059, 1977.
- [II.29] J.L.Chaboche, J.Lemaitre, *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, 1985.
- [II.30] J.Cagnoux, *Déformation et ruine d'un verre pyrex soumis à un choc intense : Etude expérimentale et modélisation du comportement*, Thèse de l'Université de Poitiers, 1985.

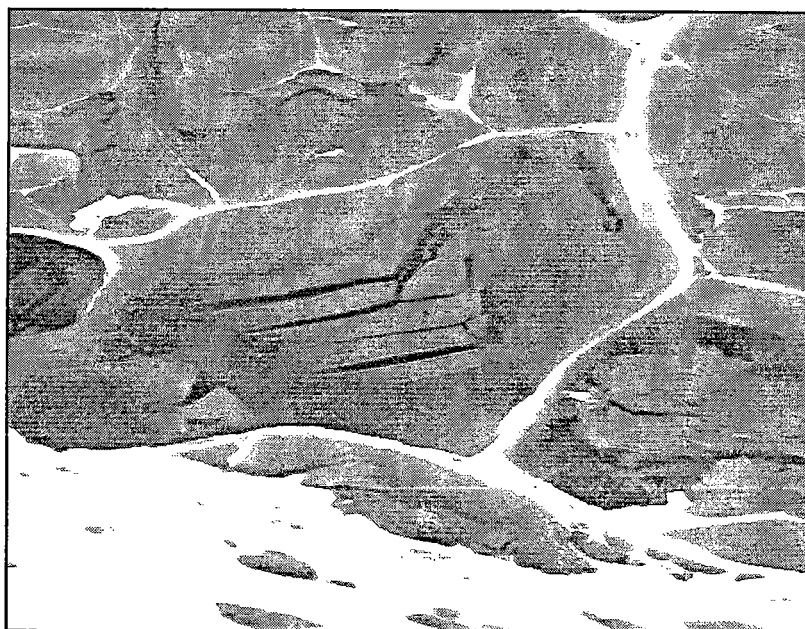
- [II.31] S.Murakami, T.Umeda, H.Takizawa, M.Itoh, Application of Damage Mechanics to the Analysis of Spall Damage, JSME International Journal, A, **39**, 3, 375, 1996.
- [II.32] J.B.Feng, F.Q.Jing, L.X.Su, J.W.Han, Studies of the explosion expanding fracture process of a thin cylindrical shell, CJHPP 2, 97, 1988.
- [II.33] G.O.Zhou, J.Y.Cheng, Dynamic-Active Constitutive Relations with Damage, Private communication.
- [II.34] S.Cochran, D.Banner, Spall studies in uranium, J. Appl. Phys., **48**, , 1977.
- [II.35] C.Dumont, C.Levallant, Croissance de cavités dans des matériaux à matrice ductile, DYMAT 6^{ième} Journée Nationale, **2**, 1, 1990.
- [II.36] S.Letian, B.Yilong, Z.Shida, Experimental study of spall damage in an aluminium alloy, Proceedings of the International Symposium on Intense Dynamic Loading and its Effects, China, 753, 1986.
- [II.37] T.Rességuier, F.Cottet, Spallation of glass materials under laser induced shocks, Journal de Physique IV, C8, supplément au journal de physique III, **4**, 629, 1994.
- [II.38] C.S.Speight, P.F.Taylor, Dynamic Fracture Criteria from Free Surface Velocity Measurements, in Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena, Ed. by Murr, Staudhammer, Meyers, Marcel Dekker Inc., 805, 1986.
- [II.39] V.I.Romanchenko, G.V.Stepanov, Dependence of the critical stresses on the loading time parameters during spall in copper, aluminum, and steel, Translated from Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki, n°4, 141, 1980.
- [II.40] J.X.Petit, Y.Sarrant, Etude de l'écaillage des aciers MARS, Rapport CEG.
- [II.41] D.R.Ek, J.R.Asay, The stress and strain rate dependence of spall strength in two aluminum alloys, Shock waves in condensed matter, Ed. Y.M. Gupta, Plenum Press, 413, 1989.
- [II.42] T.W.Barbee, L.Seaman, R.Crewdson, D.Curran, Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals, Journal of Materials, JMLSA, **7**, 3, 393, 1972.
- [II.43] D.R.Curran, L.Seaman, D.A.Shockey, Dynamic failure of solids, Physics reports, 147, 5-6, North-Holland-Amsterdam, 1987.
- [II.44] D.A.Shockey, L.Seaman, D.R.Curran, Linking dynamic fracture to microstructural processes, in Shock waves and high strain rate phenomena in metals, Eds. M. M. Meyers and L. E. Murr, Plenum Press, N. Y., 129, 1981.

- [II.45] D.R.Curran, Microstatistical fracture Mechanics in dynamic fracture, Crack Dynamics in Metallic Materials, Ed. J.R. Klepaczko, Springer Verlag, 455, 1990.
- [II.46] D.A.Shockey, Understanding dynamic fracture phenomenology with fractography, Metallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena, 151, 1995.
- [II.47] G.R.Irwin, Fracture, Encyclopaedia of physics, Ed. S.Flugge, vol.VI, Elasticity and plasticity, Springer, New York, 551, 1958.
- [II.48] E.N.Dulaney, W.F.Brace, Velocity behavior of a growing crack, J. Appl. Phys., **31**, 2233, 1960.
- [II.49] H.Klöcker, F.Montheillet, Modeling the Ductile Growth of Voids at High Strain Rates, Journal de Physique, C3-9, **49**, 313, 1988.
- [II.50] W.Weibull, A statistical distribution function of wide applicability, J. Appl. Mech., **18**, 293, 1951.
- [II.51] S.B.Batdorf, Fundamentals of the statistical theory of fracture, Fract. Mech. Ceram., Ed. R.C.Bradt, D.P.H.Hasselman, F.F.Lange, Plenum Press, 1978.
- [II.52] S.B.Batdorf, Fracture statistics of brittle materials with intergranular cracks, Nuclear Eng. And Design., **35**, 349, 1975.
- [II.53] V.E.Fortov, V.V.Kostin, S.Eliezer, Spallation of metals under laser irradiation, J. Appl. Phys., **70**, 4524, 1991.
- [II.54] D.E.Grady, The spall strength of condensed matter , J. Mech. Phys. Solids, **36**, 353, 1988.
- [II.55] D.R.Christman, W.M.Isbell, S.G.Babcock, A.R.McMillan et S.J.Green, DNA Report DASA 2501-3, AD 735966, 1971.
- [II.56] J.Buchar, S.Rolc, J.Pechacek, Dynamic fracture (Spalling) of some structural steels, Shock waves loading and high strain rate phenomena, Eds. M.A.Meyers et autres, Marcel Dekker, New York, 1992.
- [II.57] L.M.Brown, J.D.Embury, The initiation and growth of voids at second phase particles, Proc. Int. Conf. Strength of metals and alloys, **1**, 164, 1973.
- [II.58] L.Davison, R.A.Graham, Shock compression of solids, Phys. Rept., **55**, 257, 1979.
- [II.59] D.S.Dugdale, Yielding of steel sheets containing slits, J.Mech.Phys.Solids, **8**, 100, 1960.

- [II.60] B.R.Lawn et T.R.Wilshaw, *Fracture of brittle solids*, Cambridge University Press, 1975.
- [II.61] M.M.Carroll, A.C.Holt, Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials, *J. Appl. Phys.*, **43**, 1972.
- [II.62] J.N.Johnson, Dynamic fracture and spallation in ductile solids, *J. Appl. Phys.*, **52**, 2812, 1981.
- [II.63] D.Wang, S.Ma, G.Shi, Y.Li, D.Chen, Dynamic fracture in solids, *Proceedings of the international symposium on intense dynamic loading and its effect*, 1986.
- [II.64] P.Perzyna, Internal state variable description of dynamic fracture of ductile solids, *Int. J. Solids. Structures*, **22**, 797, 1986.
- [II.65] P.Perzyna, The constitutive equations for rate sensitive plastic materials, *Q. Appl. Math.*, **20**, 321, 1963.
- [II.66] P.Perzyna, Fundamental problems in viscoplasticity, *Adv. Appl. Mech.*, **9**, 243, 1966.
- [II.67] P.Perzyna, Coupling of dissipative mechanisms of viscoplastic flow, *Arch. Mech.*, **29**, 607, 1977.
- [II.68] P.Perzyna, Modified theory of viscoplasticity. Application to advanced flow and instability phenomena, *Arch. Mech.*, **32**, 403, 1980.
- [II.69] J.D.Campbell, The dynamic yielding of mild steel, *Acta. Metall.*, **1**, 706, 1953.
- [II.70] F.R.Tuler, B.M.Butcher, A criterion for the time dependence of dynamic fracture, *Int. J. of Fract. Mech.*, **4**, 431, 1968.
- [II.71] Y.V.Petrov, N.F.Morozov, On the Modeling of Fracture of Brittle Solids, *J. Appl. Mech.*, **61**, 710, 1994.
- [II.72] L.Davison, M.E.Kipp, Calculation of spall damage accumulation in ductile metals, in *High velocity deformation of solids*, Ed. K.Kawata, J. Shiori, Springer, New York, 163, 1978.
- [II.73] A.Tobolsky, H.Eyring, *J. Chem. Phys.*, **11**, 125, 1943.
- [II.74] S.N.Zhurkov, Kinetic concept of the strength of solids, *Int. J. Fracture*, **1**, 311, 1965.
- [II.75] J.R.Klepaczko, Dynamic Crack Initiation Some Experimental Methods and Modelling, *Cracks Dynamics in Metallic Materials*, Ed. J.R.Klepaczko, Springer-Verlag, Vienna-New-York, 428, 1990.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX, ANALYSE ET CRITERES



CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX, ANALYSE ET CRITERES

I. INTRODUCTION	III-1
II. MATERIAUX	III-1
II.1 Alliages d'aluminium	III-2
1) Alliage d'aluminium 2017A-T4	III-3
2) Alliage d'aluminium 7020-T6	III-4
2) Alliages d'aluminium B95 (7075-T651), 6061-6	III-8
II.2 Aciers MARS 190	III-10
III. RESULTATS	III-15
III.1 Contrainte appliquée - Temps de chargement	III-15
III.2 Observations et discussion	III-27
1) Microscopie optique	III-27
2) Microscopie électronique à balayage	III-31
IV. EFFETS DE LA TEMPERATURE INITIALE	III-40
V. CRITERES PROPOSES	III-45
V.1 Formulation de base	III-47
V.2 Effet de la température initiale	III-49
1) Module élastique	III-49
2) Energie d'activation	III-50
3) Formulation généralisée	III-57
VI. CONCLUSION	III-61
REFERENCES DU CHAPITRE III	III-64

I. INTRODUCTION

Dans ce travail, nous avons étudié la rupture par écaillage de deux matériaux de microstructures et de caractéristiques mécaniques très différentes, l'alliage d'aluminium 7020-T6 et l'acier Mars 190. Ces deux matériaux ont cependant le point commun d'être utilisés pour le blindage d'engins militaires. Une bonne compréhension des mécanismes de rupture, décrits au chapitre précédent, qui interviennent dans nos matériaux, nécessite une description métallurgique (composition, caractéristiques mécaniques, microstructures, élaboration, etc.) de ceux-ci. De nombreuses observations fractographiques viendront illustrer nos propos. Les résultats quantitatifs sont présentés sous forme de graphe donnant la contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour plusieurs stades de rupture par écaillage. A partir de ces points expérimentaux, il est possible de déterminer les constantes du critère de Klepaczko (formulation de base), [III.1]. Les effets de la température initiale sur la contrainte d'écaillage sont également étudiés. En supposant la rupture dynamique comme un processus cumulatif, activé thermiquement, nous avons proposé une formulation généralisée à l'ensemble du domaine de température de ce premier critère.

II. MATERIAUX

Afin de vérifier que le lanceur à gaz conçu au L.P.M.M. nous permettrait d'obtenir l'écaillage de matériaux industriels, des essais préliminaires ont été réalisés sur un alliage d'aluminium bien connu et très utilisé en assemblages mécaniques, le 2017A ou A-U4G. Ces premiers essais ont permis de valider l'ensemble du dispositif expérimental et également de vérifier que la contrainte critique d'écaillage déterminée par l'expérience était en accord avec les valeurs fournies dans la bibliographie pour cet alliage, [III.2].

L'étude a été poursuivie sur un second matériau, un peu moins répandu que le premier mais toujours disponible dans le commerce. C'est un alliage d'aluminium - Zinc - Magnésium, dont la désignation numérique est 7020-T6 (NF A02-104).

Plus tard, une coopération avec GIAT Industrie nous a permis d'étudier un troisième matériau, très différent des deux précédents de part sa nature : un acier martensitique désigné par Creusot-Loire Industrie MARS 190.

Afin de compléter, de comparer et de valider nos résultats, plusieurs travaux concernant d'autres matériaux, deux alliages d'aluminium, B95 (7075-T651), 6061-T6 ; quatre aciers, 1020, Armco, Armco 80, 1045HRS ; un cuivre et un uranium, ont été analysés.

II.1 Alliages d'aluminium, [III.3]

Les propriétés des alliages d'aluminium sont déterminées par leur microstructure qui est essentiellement conditionnée par la nature, la quantité et surtout la répartition des éléments d'addition. La plupart des éléments métalliques peuvent être alliés à l'aluminium, mais seul un nombre restreint d'éléments est utilisé à titre d'addition principale et conditionne les propriétés maîtresses des alliages. Ces éléments sont le cuivre, le magnésium, le manganèse, le silicium, le zinc et, plus récemment, le lithium. Par contre, un grand nombre d'éléments dits secondaires sont utilisés pour obtenir une propriété spécifique, les principaux étant le fer, le chrome, le nickel, le zirconium, le titane, le cobalt, le vanadium, le plomb, le bismuth, l'étain, le cadmium, etc. Le maximum de solubilité des éléments d'addition à l'état solide est généralement observé à la température eutectique. Lorsque la température diminue, la limite de solubilité diminue. Cette diminution de concentration en solution solide en fonction de la température est une des caractéristiques fondamentales de la métallurgie des alliages d'aluminium. Les traitements thermiques comportant une mise en solution solide, un refroidissement, une maturation et ou un revenu, permettent une amélioration importante des caractéristiques mécaniques des alliages. Les éléments d'addition à l'aluminium peuvent également être présents sous forme de phases intermétalliques. La composition de ces phases mais surtout leur finesse, leur répartition, leur cohérence vis-à-vis de la matrice d'aluminium, leur fragilité intrinsèque, leur stabilité en fonction des traitements thermiques et ou mécaniques sont également déterminantes pour les propriétés de l'alliage. Ces particules constituent des sites d'amorçage de microfissures : la rupture des particules elles-mêmes ou leur décohésion créant des cavités qui, sous l'action des tensions, s'agrandissent et se développent sous forme de fissures. Trois types de particule hors solution sont présents dans les alliages d'aluminium :

- les grosses particules de taille 1 à 50 μm sont les plus nocives : Elles sont du type Mg_2Si , FeAl_6 , $(\text{FeMnCu})\text{Al}_6$, $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$, etc. De nombreuses investigations ont montré que la baisse des teneurs en impuretés et plus particulièrement en fer et en silicium diminuait leur importance et augmentait la tenacité,
- les particules intermédiaires de taille 0.02 à 0.5 μm sont les bases dispersoïdes renfermant les éléments Cr, Mn, Zr. Bien que favorable pour éviter la recristallisation et le grossissement du grain ainsi que les ruptures du type intergranulaire, ces éléments doivent être soigneusement ajustés car ils ont par ailleurs l'inconvénient d'augmenter la sensibilité à la vitesse de trempe et de diminuer la tenacité en favorisant l'initiation des fissures,
- les particules les plus fines (0.001 à 0.5 μm) correspondent aux précipités formés lors du revenu et sont inhérentes au durcissement structural : leur présence est obligatoire pour obtenir la résistance mécanique. Les conditions de revenu, qui déterminent essentiellement leur grosseur, leur répartition sont souvent un compromis entre résistance mécanique et tenacité.

1) Alliage d'aluminium 2017A-T4, [III.4]

L'alliage 2017A(AlCu_4MgSi) est un alliage d'aluminium à durcissement structural à résistance élevée. L'addition de magnésium et de silicium est effectuée pour augmenter les propriétés de résistance par précipitation d'une phase Mg_2Si . Le pourcentage élevé de cuivre, de l'ordre de 4%, lui confère une résistance élevée à l'état trempé-revenu, une bonne tenue à chaud ($\approx 350^\circ\text{C}$), mais une soudabilité et une résistance à la corrosion faible. Le pourcentage élevé de magnésium, de l'ordre de 1%, conduit à la précipitation de la phase Al_2CuMg , et a pour effet d'augmenter encore la résistance. Il trouve ses principales applications dans l'aéronautique, l'automobile, les cycles, l'horlogerie, rivets et les pièces forgées. Le matériau se présente sous forme de tôle d'épaisseur 10 mm à l'état T4 (trempe, maturation). Sa composition chimique et ses caractéristiques mécaniques sont résumées dans le tableau III-1 et III-2 respectivement. La contrainte générée dans la cible est calculée à partir de la polaire de choc de cet alliage, [III.2], défini par : $C_1 = 5330 + 1.338u \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ avec $u = V_0/2$ où V_0 désigne la vitesse d'impact. La masse volumique de l'alliage est $\rho_0 = 2792 \text{ kg.m}^{-3}$.

Tableau.III-1 Composition chimique en % de l’alliage 2017A-T4.

Teneurs en % (Mini - Maxi)							
Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti
0.2	0.7	3.5	0.4	0.4	0.1	0.25	0.25
0.8	-	4.5	1.0	1.0	-	-	-

Tableau.III-2 Caractéristiques mécaniques de l’alliage 2017A-T4.

R _m (MPa)	R _{p0.2} (MPa)	A %
300	180	27

2) Alliage d’aluminium 7020-T6

Du fait de leurs caractéristiques mécaniques relativement élevées obtenues après traitement thermiques (T6), les alliages Al-Zn-Mg-Cu de la série 7000, constituent, par excellence les alliages d’aluminium dits à haute résistance, dont le plus utilisé est l’alliage 7075 (AlZn_{5,5}MgCu) en boulonnerie, aéronautique, armement (pièces diverses et munitions), cycles (plateaux de pédalier) et pièces forgées. Toutefois ces caractéristiques mécaniques élevées sont obtenues au détriment de la ténacité et, dans le cas des produits épais, de la résistance à la corrosion sous tension. La ténacité et le comportement en fatigue sont améliorés par l’utilisation d’alliages à faible teneur en impuretés ; l’alliage 7475 peut être d’ailleurs considéré comme étant celui qui présente la meilleure ténacité $K_{IC} \cong 40\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$. Les alliages Al-Zn-Mg à moyenne résistance dont le plus représentatif est l’alliage 7020, se caractérisent par :

- une bonne aptitude à la déformation à chaud par filage en particulier,
- une faible vitesse critique de trempe qui autorise, après mise en solution, le refroidissement à l’air si l’épaisseur ne dépasse pas 10 à 12 mm,
- une bonne soudabilité opératoire et métallurgique : la zone adoucie par la chaleur lors du soudage se durcit à nouveau ensuite spontanément par simple séjour à la température ambiante, ce qui permet d’obtenir sur l’état brut de soudage des caractéristiques mécaniques élevées,

- des caractéristiques moyennes ($R_{p0.2} = 320 \text{ MPa}$, $R_m = 380 \text{ MPa}$),
- une résistance à la corrosion et aux agents atmosphériques satisfaisante à l'état T6.

L'alliage 7020 ($\text{AlZn}_{4.5}\text{Mg}_1$) trouve ses applications industrielles dans les véhicules routiers et ferroviaires, dans les charpentes et structures mécanosoudées, les pièces forgées et l'armement (blindage léger). La matière se présente sous forme de tôles d'épaisseur 5 mm et 10 mm dans l'état T6. Les éléments d'alliages (Zn et Mg) représentent environ 6% de la masse et l'élément d'addition secondaires (Cr) a pour rôle d'affiner le grain par blocage de la recristallisation. Le procédé d'élaboration est le suivant : après coulée du lingot, un premier traitement thermique d'homogénéisation est effectué avant le laminage à chaud, vient ensuite une remise en solution, suivie d'une trempe à l'air calme et des traitements thermiques de durcissement. Après coulée, le lingot possède une structure dendritique. Les dendrites sont constituées d'une solution solide d'aluminium contenant d'une part le zinc, le magnésium et le cuivre, et d'autre part, au cœur de celles-ci le chrome sous forme de dispersoïde. L'homogénéisation permet de résorber en partie les phases apparues dans les zones interdendritiques lors du refroidissement et de favoriser la précipitation des dispersoïdes au chrome $\text{Al}_{18}\text{Cr}_2\text{Mg}_3$. Le laminage, en donnant la forme finale au produit permet de corroyer suffisamment le matériau afin d'obtenir une structure qui confère à l'alliage des propriétés mécaniques optimales après traitements thermiques. La température de laminage est choisie afin de permettre le meilleur compromis entre une faible limite d'écoulement et une bonne ductilité. Le traitement thermique T6 consiste en un maintien de 24 à 26 heures à la température de 140°C . La principale précipitation obtenue est celle de la phase métastable η' ($\approx 70\%$, [III.5], composition possible $\text{Mg}_3\text{Zn}_{11}\text{Al}$) le reste de celle-ci étant constituée de la phase η . La phase η' de structure hexagonale et cohérente avec la matrice est responsable de l'essentiel du durcissement maximal de l'alliage. Cette phase η' est constituée de plaquettes de 3 à 10 nm de diamètre et d'épaisseur 2 nm, orientées parallèlement aux plans $\{111\}_{\text{Al}}$, elle est présente avec une densité de l'ordre de 10^3 à $10^4 / \mu\text{m}^3$, [III.6]. La microstructure de cet alliage est non recristallisée ou très partiellement, avec des grains allongés dans la direction de laminage. La restauration dynamique durant le laminage lui confère une sous-structure très stable, constituée de cellules sensiblement équiaxes, bordées par des parois contenant une forte densité de dislocations, ou, des micro-bandes de cisaillement, [III.7, III.8]. On sait également que cette sous-structure est formée de feuillets séparés les uns des autres par des dispersoïdes au chrome ayant de fortes

interactions avec les dislocations et qui ancrent les sous-grains, [III.9, III.10]. Les traitements thermiques de revenu ne font évoluer cette microstructure qu'aux environs des joints de grains, où il se forme alors une zone dénuée de précipitation (Precipitate free zone (PFZ)) dont la taille est de l'ordre de 30 nm à l'état T6, [III.11, III.12]. Des essais de traction à plusieurs vitesses de déformation comprises entre 0.008 s^{-1} et 42 s^{-1} ont été réalisés sur des éprouvettes prélevées dans le sens longitudinal de la tôle, fig.III-1.

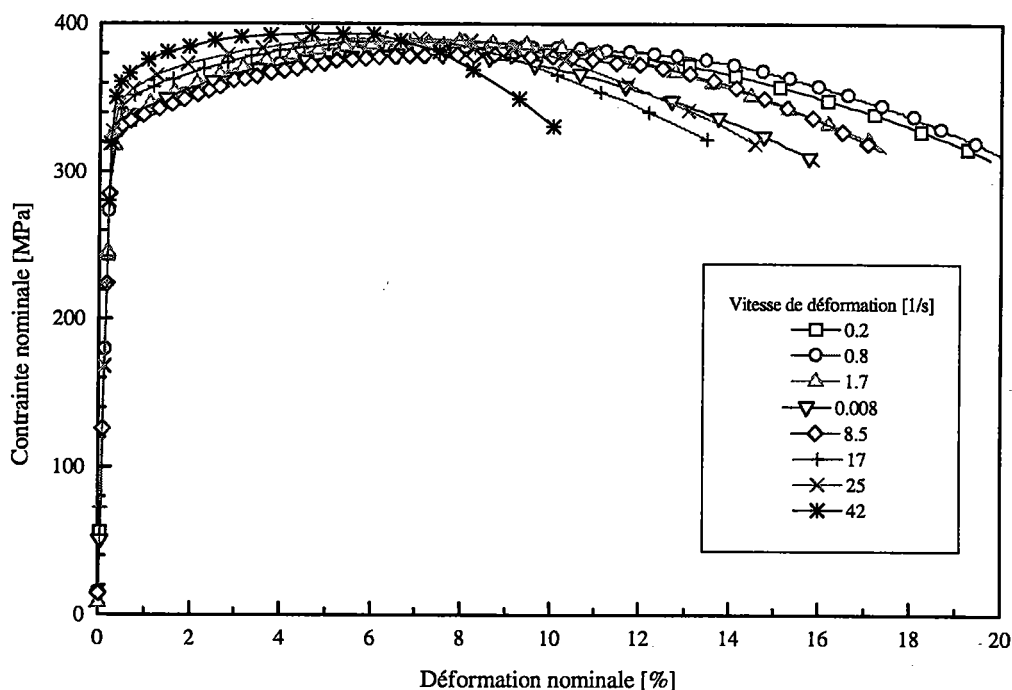


Figure.III-1 Essais de traction : Courbe contrainte nominale - déformation nominale pour l'alliage 7020-T6 (sens L) et pour plusieurs vitesses de déformation.

On choisit pour décrire le comportement de cet alliage d'aluminium, une loi élasto-plastique avec écrouissage isotrope. Le taux de déformation global est décomposé en une partie élastique et une partie inélastique.

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^p \quad (\text{III.1})$$

Les taux de déformation élastique et inélastique sont donnés respectivement par l'équation (III.2) et les équations (III.3) à (III.6).

Elasticité :

$$\dot{\sigma}_{ij} = 2\mu\dot{\epsilon}_{ij}^e + \lambda\delta_{ij}\dot{\epsilon}_{kk}^e \quad (\text{III.2})$$

Plasticité :

$$\sqrt{\frac{3}{2}s_{ij}s_{ij}} - \sigma_y(\bar{\epsilon}^p) = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\bar{\epsilon}^p = \int_0^t \dot{\bar{\epsilon}}^p dt \quad \dot{\bar{\epsilon}}^p = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\epsilon}_{ij}^p\dot{\epsilon}_{ij}^p} \quad (\text{III.4})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \frac{3}{2} \frac{s_{ij}}{\sigma_e} \dot{\bar{\epsilon}}^p \quad (\text{III.5})$$

La dépendance du matériau à la vitesse de déformation est donnée par une loi puissance, [III.13], de la forme :

$$\bar{\sigma} = B(T)(\bar{\epsilon}^p + \epsilon_0)^{n(T)} \left(1 + \left(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}^p}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{m(T)} \right) \quad (\text{III.6})$$

$$\text{avec} \quad B(T) = B_0 \left(1 - q \frac{T}{T_m} \right) \quad n(T) = n_0 \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \quad m(T) = m_0 \frac{T}{T_m}$$

où $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente, B_0 est le module de plasticité, ϵ_0 et $\dot{\epsilon}_0$ sont respectivement la déformation de référence et la vitesse de déformation de référence, n_0 et m_0 le coefficient d'écrouissage et le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation, à OK, q la sensibilité à la température. Les différentes constantes ont été déterminées pour l'alliage 7020-T6 et sont résumées dans le tableau III-3.

Tableau.III-3 Constantes des lois constitutives de l'alliage 7020-T6.

B_0 (MPa)	q	T_m (K)	n_0	m_0	$\dot{\epsilon}_0$ (s ⁻¹)	ϵ_0
1352	1.118	877	0.289	0.2248	1.88E12	0.007

La composition de l'alliage et ses caractéristiques mécaniques sont données dans le tableau III-4 et III-5 respectivement. Sa masse volumique est de 2780 kg.m⁻³, la célérité des ondes élastiques longitudinales en déformation uniaxiale est $C_1 = 5750$ m.s⁻¹.

Tableau.III-4 Composition chimique de l'alliage 7020-T6.

Teneurs en % (Mini - Maxi)						
Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn
-	-	-	0.05	1.00	0.10	4.00
0.35	0.40	0.20	0.50	1.40	0.35	5.00

Tableau.III-5 Caractéristiques mécaniques de l'alliage 7020-T6.

$R_{p0.2}$ (MPa)	R (MPa)	A5.65 %	E (MPa)	$R_{\text{cisaillement}}$ (MPa)	R_{fatigue} (MPa)	HB
320	380	12	71500	245	125	120

3) Alliages d'aluminium B95 (7075-T651), 6061-T6

La composition chimique et les caractéristiques mécaniques de l'alliage d'aluminium B95, trouvées dans la littérature, [III.14], sont similaires à celles de l'alliage d'aluminium dont la désignation Afnor est 7075-T651. C'est un alliage qui a d'excellentes propriétés mécaniques, comparables à celle de l'acier mi-dur. L'alliage 7075 a été, et est toujours, universellement utilisé sous forme de produits laminés, filés et matricés dans de nombreuses applications telles que le transport (industrie aéronautique en particulier), la mécanique et boulonnerie, l'armement, les cycles et les pièces forgées. Sa masse volumique est de 2800 kg.m⁻³. Sa

composition chimique et ses caractéristiques mécaniques sont résumées dans les tableaux III-6 et III-7 respectivement. La célérité des ondes élastiques dans le matériau est $C_1=5340\text{ m.s}^{-1}$.

Tableau.III-6 Composition chimique de l’alliage d’aluminium B95.

Teneurs en %				
Cu	Mg	Mn	Zn	Cr
1.7	2.3	0.4	6.0	0.17

Tableau.III-7 Caractéristiques mécaniques de l’alliage d’aluminium B95.

Rp0.2 (MPa)	R (MPa)	A %	E (MPa)	HB
464	545	14	73000	145

Les alliages Al-Si-Mg à moyenne résistance de la série 6000 sont couramment utilisés pour des structures travaillantes (mâts de bateaux, jantes de cycles, châssis de voitures ferroviaires, barreaux d’échelle, etc.). La notion de ténacité est délicate à utiliser pour ces alliages du fait de leur faible limite d’élasticité. Les éléments d’addition mineurs tels que le manganèse et le chrome peuvent être à la base de la précipitation de phases du type Al-Mn-Si, Al-Fe-Mn-Si, Al-Cr-Mg-Si, extrêmement favorables pour la ténacité. La précipitation se produit à l’intérieur des grains et favorise ainsi un mode de rupture intergranulaire. La ténacité est d’autant plus élevée que les précipités sont plus fins, plus nombreux, plus rapprochés et plus uniformément répartis. Le traitement de trempe structurale de cet alliage d’aluminium comprend une mise en solution solide à $535^{\circ}\text{C}\pm 5^{\circ}\text{C}$, suivie d’un refroidissement suffisamment rapide pour maintenir à la température ambiante la solution solide existante à des températures plus élevées, eau à 40°C maximum, et d’un traitement de revenu ultérieur à l’ambiante (maturation 8 jours minimum) ou à une température supérieure qui conduit à un durcissement de l’alliage, 8 heures à 175°C . Sa composition chimique et ses caractéristiques mécaniques sont résumées dans les tableaux III-8 et III-9. Sa masse volumique est de 2703 kg.m^{-3} , la célérité des ondes longitudinales dans le domaine élastique et plastique sont respectivement $C_1= 6400\text{ m.s}^{-1}$ et $C_2= 5500\text{ m.s}^{-1}$.

Tableau.III-8 Composition chimique de l’alliage d’aluminium 6061-T6.

Teneurs en % (Mini - Maxi)							
Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti
0.40	-	0.15	-	0.80	0.04	-	-
0.80	0.70	0.40	0.15	1.20	0.35	0.25	0.15

Tableau.III-9 Caractéristiques mécaniques de l’alliage d’aluminium 6061-T6.

Rp0.2(MPa)	R(MPa)	A5.65%	E(MPa)	Rcisaillage (MPa)	Rfatigue (MPa)	HB
270	305	13	69000	205	98	95

II.2 Acier MARS 190, [III.15]

L’acier martensitique Mars 190 a été mis au point par le Centre de Recherche des Matériaux du Creusot et élaboré à l’usine de Creusot Loire Industrie (Usinor). La dureté des aciers de blindage a été jugée jusqu’à maintenant comme prédominante dans le mécanisme d’arrêt d’un projectile cinétique ou d’une charge creuse. La dureté de cet acier est de l’ordre de 310 HB.

Son mode d’élaboration correspond à une procédure classique pour ce type d’aciers (fusion de ferraille et coulée en lingotière). Chaque tôle mère est laminée à haute température (1150 à 1250°C) jusqu’à l’épaisseur désirée. Le laminage s’effectue en plusieurs passes suivant deux sens orthogonaux, aussi le produit reste essentiellement isotrope dans le plan de laminage. L’acier est ensuite chauffé entre 800 et 960 °C puis placé dans une presse automatisée et trempé à l’huile. La presse permet d’éviter les défauts de planéité dus au gonflement de la transformation martensitique et d’avoir une grande homogénéité sur toute la surface de la tôle. La trempe à l’huile, moins rapide que la trempe à l’eau, permet d’éviter les tapures et les criques. Enfin, il subit un revenu à une température supérieure à 550°C. Le revenu à haute température permet d’avoir une très bonne résilience tout en évitant la zone 300-500°C où

pourrait apparaître la fragilité au bleu (vers 300°C) et à plus haute température la fragilisation de revenu. Le refroidissement se fait ensuite à l’air.

La composition chimique partielle de l’acier est donnée dans le tableau III-10. Une teneur en soufre extrêmement faible est obtenue par affinage, ce qui permet d’éviter la formation de particules de sulfure. Ces inclusions et en particulier les particules de sulfure de manganèse, sont fragilisantes. En effet, elles sont très ductiles à haute température et prennent des formes allongées lors du laminage. Elles constituent des amorces de rupture à température ambiante.

Tableau.III-10 Composition chimique de l’acier Mars 190.

Teneurs Eléments en % Masse			
C	Mo	Ni	Cr
0.25	0.42	0.32	0.32

L’opération de laminage a pour effet de réduire la taille du grain. En fait, la déformation de compression qui est appliquée à chaque passe fait recristalliser le grain austénitique tout en multipliant les germes, ainsi le nombre de grains augmente et leur taille diminue. En abaissant la taille de grain, la température critique de clivage diminue et on favorise la ductilité de l’acier. Nous verrons d’ailleurs qu’à température ambiante, la rupture de cet acier est toujours ductile.

Les micrographies optiques, après attaque à l’acide picrique, montrent une structure en bandes ségréguées. Ces ségrégations sont constituées essentiellement de chrome, manganèse et molybdène. Cette structure est due à l’action conjointe de la solidification et du laminage. En effet lors de la solidification du métal, les éléments d’addition et les impuretés sont rejetés à l’interface solide-liquide car leur solubilité est plus faible dans le solide que dans le liquide. Ainsi ces éléments se trouvent répartis sur les frontières des dendrites de solidification. En laminant cette structure, ces éléments se retrouvent en bandes dans l’acier.

Lors du revenu, le carbone vient former des carbures avec le fer, le chrome et le molybdène. Ces carbures, assez gros (50 à 150 nm) dans le cas d’un revenu à haute température, favorisent

la germination de microvides, eux-mêmes responsables de la formation de fissures dans l’acier. Ces carbures sont allongées et réparties le long des joints des lattes de martensite.

Les caractéristiques mécaniques de cet acier son résumées dans le tableau III-11. Sa masse volumique est de 7788 kg.m⁻³. Dans le sens épaisseur, on mesure la vitesse des ondes longitudinales C_l = 5915 m.s⁻¹ et la vitesse des ondes transversales C_s = 3281 m.s⁻¹.

Tableau.III-11 Caractéristiques mécaniques de l’acier Mars 190, [III.15].

Rp0.2% (MPa)	R (MPa)	A %	E(MPa)	HB	K _{IC} (MPa√m)
967	1085	10.6	215000	310	115

En raison du domaine de sollicitation qui nous intéresse, nous avons choisit des lois de comportement élasto-viscoplastique. Gailly, [III.15], a procédé à de nombreux essais en vue de déterminer les coefficients des lois de Johnson-Cook et Zerilli-Armstrong qui s’appliquent à l’acier Mars 190. Ces lois s’appliquent dans un large domaine de déformation (jusqu’à 40%) et de vitesse de déformation (10⁻³ s⁻¹ à 10⁵ s⁻¹). En revanche, elles ne s’appliquent que pour des températures où la sensibilité à l’adoucissement thermique reste faible.

La loi de Johnson-Cook prends la forme suivante :

$$\sigma = \left(\sigma_0 + k\varepsilon_p^n\right)(1 + C\ln\dot{\varepsilon})\left(1 - T^{*m}\right)$$

(III.7)

avec $T^* = \frac{T - T_r}{T_f - T_r}$

$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0}$

$\dot{\varepsilon}_0 = 1s^{-1}$

avec σ la contrainte, ε_p la déformation plastique, $\dot{\varepsilon}_p$ la vitesse de déformation plastique, T la température de l’échantillon, T_r la température de la pièce et T_f la température de fusion de l’acier.

Dahan, Chevalier et Lenevez, [III.16], ont proposé une modification du terme d'écrouissage :

$$\left(\sigma_0^* + A \ln \left(1 + \frac{\epsilon_p}{\epsilon_0} \right) \right)$$

(III.8)

Cette formulation permet de reproduire les courbes contrainte-déformation à la fois dans le domaine des déformations faibles (inférieures à 5%) et dans celui des déformations élevées (supérieures à 20%). Cependant les coefficients utilisés dans cette loi sont plus éloignés de la réalité physique que ne le sont ceux de la loi de Johnson-Cook. Les coefficients trouvés sont donnés dans le tableau III-12. Ils ont été déterminés dans le domaine : $-50^{\circ}\text{C} < T < 400^{\circ}\text{C}$, $1\text{s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 3000\text{s}^{-1}$ et $1\% < \epsilon < 40\%$.

Tableau.III-12 Coefficients de la loi de Johnson-Cook et Johnson-Cook modifiée déterminés pour l'acier Mars 190.

σ_0 (MPa)	k (MPa)	n	m	C	σ_0^* (MPa)	A (MPa)	ϵ_0
612	845.9	0.146	1.058	0.0168	773	79.71	$3.1 \cdot 10^{-4}$

L'adoucissement linéaire est acceptable pour les températures inférieures à 300°C, au-delà il est préférable de décrire l'adoucissement par une loi polynomiale du troisième degré :

$$\left(1 + a_1 T^* + a_2 T^{*2} + a_3 T^{*3} \right)$$

(III.9)

Les coefficients trouvés pour cette loi sont donnés dans le tableau III-13. Ils ont été déterminés dans le domaine : $20^{\circ}\text{C} < T < 700^{\circ}\text{C}$, $10^{-2}\text{s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 3000\text{s}^{-1}$ et $0.1\% < \epsilon < 40\%$.

Tableau.III-13 Coefficients de la loi polynomiale déterminés pour l'acier Mars 190.

a_1	a_2	a_3
-1.79	6.79	-11.86

La loi de Zerilli-Armstrong, pour les matériaux cubiques centrés, prend la forme suivante :

$$\sigma = \sigma_0 + c_1 \exp(-c_3 T + c_4 T \ln \dot{\epsilon}) + c_5 \epsilon^n \tag{III.10}$$

Les coefficients trouvés sont donnés dans le tableau III-14. Ils ont été déterminés dans le domaine : 20°C < T < 180°C , 10⁻²s⁻¹ < $\dot{\epsilon}$ < 3000s⁻¹ et 0.1% < ϵ < 40% .

Tableau.III-14 Coefficients de la loi de Zerilli-Armstrong déterminés pour l’acier Mars 190, [III.15].

σ_0 (MPa)	C_5 (MPa)	n	c_1 (MPa)	c_3	c_4
138	622.7	0.164	1080	0.0014	0.000036

La figure.III-2 résume les différents modèles présentés ci-dessus pour l’acier Mars 190, pour une vitesse de déformation de 2500 s⁻¹.

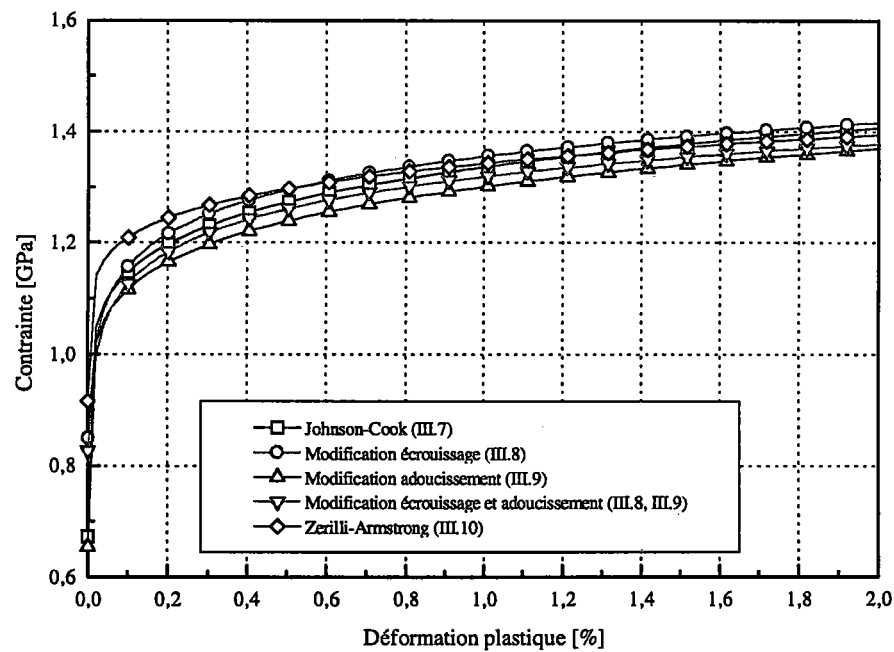


Figure.III-2 Lois de comportement de l’acier Mars 190, T = 293K, $\dot{\epsilon}$ = 2500s⁻¹.

III. RESULTATS

III.1 Contrainte appliquée - Temps de chargement

Dans un premier temps, pour vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble expérimental d'impact plaque sur plaque, une série de quatre essais a été menée sur l'alliage d'aluminium 2017A-T4. Chaque essai correspond à une vitesse d'impact différente mais à un temps de chargement constant égal à 1.7µs. Les résultats de ces tirs sont présentés dans le tableau III-15. La tension d'écaillage déterminée ainsi est voisine de 1.7 GPa pour une durée de chargement de 1.7 µs.

Tableau.III-15 Résumé des tirs effectués sur l'alliage d'aluminium 2017A-T4.

N° du tir	Vitesse d'impact (m.s ⁻¹)	Contrainte appliquée (GPa)	Constatation
5001	125	0.945	Absence d'écaillage
5002	180	1.371	Initiation
5003	220	1.682	Ecaillage
5004	270	2.077	Séparation

Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus par M.Lacomme et autres, [III.2], et Z.Rosenberg et autres, [III.17], tableau III-16.

Tableau.III-16 Résultats bibliographique concernant l'alliage d'aluminium 2017A-T4.

Référence	Temps de chargement (µs)	Contrainte d'écaillage (GPa)
[III.2]	0.8	1.82
[III.17]	2	1.7

Il n'est pas envisageable de déterminer les constantes du critère de Klepaczko, [III.1], pour cet alliage au vu de ces seuls résultats. D'une manière générale, on rencontre une grande difficulté à comparer quantitativement les résultats des différents auteurs sur la contrainte d'écaillage. En effet, cette contrainte est liée au type d'expérience, au niveau d'endommagement que l'on se fixe, et aux relations utilisées pour son calcul (approximation acoustique, profil de vitesse de

surface libre, méthodes numériques, etc.). Mais surtout, pour un même matériau, la contrainte d'écaillage mesurée, peut varier en fonction de sa provenance (numéro de coulée), d'environ 15% pour les temps de chargement courts. Une grande prudence doit donc être observée lorsqu'on souhaite comparer les valeurs de la contrainte seuil d'écaillage pour un matériau à partir de plusieurs sources bibliographiques. L'objectif poursuivi ici est cependant atteint puisque cette étude préliminaire nous permet d'affirmer que le dispositif expérimental d'impact plaque sur plaque conçu au L.P.M.M. rend possible l'étude du comportement à l'écaillage d'un matériau, et que les contraintes calculées ne sont pas aberrantes.

Nous cherchons ensuite à déterminer la contrainte qui correspond à l'initiation de l'endommagement dans l'alliage d'aluminium 7020-T6 et l'acier Mars 190 pour six et sept temps de chargement respectivement. En faisant varier l'épaisseur de l'impacteur entre 2.30 et 6.25 mm, on obtient des temps de chargement compris entre 0.7 et 2.1 μ s. On choisira toujours une épaisseur de cible égale au double de l'épaisseur de l'impacteur afin de localiser le plan d'écaillage au milieu de la cible. La procédure expérimentale a été décrite en détail au chapitre I. Nous rappelons simplement qu'après chaque tir, la cible est coupée en deux, la section est polie puis observée au microscope optique afin de déterminer le niveau d'endommagement. Ceux-ci ont été fixés arbitrairement au nombre de cinq :

- absence d'écaillage, [NS] aucun microdéfaut n'est observé dans la section jusqu'à un grossissement de 1000,
- initiation, [IS] présence de quelques microdéfauts, dispersés dans la section, fig.III-3
- initiation avancée, [IIS] présence de nombreux microdéfauts dispersés dans la section,
- écaillage, [S] formation d'une fissure macroscopique par liaison des microdéfauts, fig.III-4
- écaillage avancé, [IS] fissure importante, déformation plastique macroscopique importante.

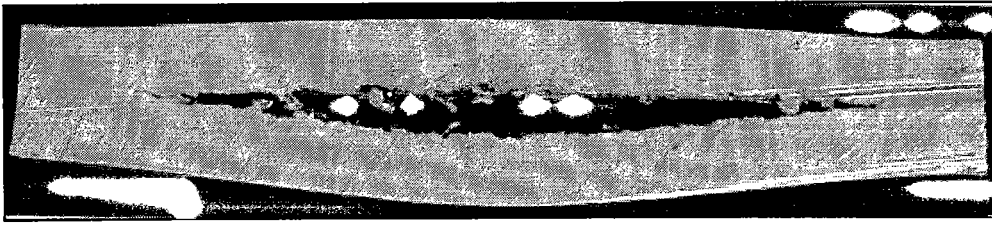


Figure.III-3 Cible écaillée (IS, 4002), alliage d'aluminium 7020-T6.



Figure.III-4 Cible écaillée (S, N5), acier Mars 190.

La vitesse d'impact est ajustée après chaque tir pour trouver le seuil d'initiation. Le calcul de la contrainte se fait dans le cadre d'une approximation acoustique par la relation (III.11) et correspond à la contrainte appliquée à la cible pour une onde de chargement de forme rectangulaire.

$$\sigma = \frac{1}{2} \rho C_1 V_{\text{impact}} \quad (\text{III.11})$$

Le temps de chargement correspond à la durée de l'onde de chargement, défini par la relation (III.12).

$$t_c = \frac{2L_i}{C_1} \quad (\text{III.12})$$

Les niveaux de contrainte varient entre 0.76 et 2.62 GPa pour le 7020-T6, 4.58 et 7.37 GPa pour le Mars 190. Les tirs effectués pour ces deux matériaux sont résumés dans les tableaux III-17 et III-18. Les notations abrégées utilisées dans la colonne « niveau », correspondent aux abréviations de l'anglais No Spall, Incipient Spall, Important Incipient Spall, Spall, Important Spall.

A partir de ces points expérimentaux tracés dans un repère Contrainte appliquée [GPa] - Temps de chargement [μ s], en utilisant dans la mesure du possible les contraintes correspondants au seuil d’initiation de l’écaillage, il est possible de déterminer par la méthodes des moindres carrés la valeur des trois constantes du critère de Klepaczko dans sa formulation de base. Les figures III-5 à III-15 donnent les résultats pour nos deux matériaux et pour neuf autres matériaux issus de la bibliographie, deux alliages d’aluminium B95 et 6061-T6, quatre aciers 1020, Armco, Armco 80, 1045HRS, 4340, puis un cuivre et un uranium. Sur chacun des graphes, la courbe en trait continu représente le critère de Klepaczko, [III.1]. Les constantes du critère pour tous ces matériaux sont résumés dans le tableau.III-19.

Tableau. III-17 Résultats des tirs effectués sur l’alliage d’aluminium 7020-T6.

L ₁ (mm)	V _i (m.s ⁻¹)	t _c (μs)	σ _{appliquée} (GPa)	Désignation	Niveau
3	238	1	1.9	3007	S
3	95	1	0.76	3001	NS
3	294	1	2.35	3004	ImS
3	164	1	1.31	3005	NS
3	247	1	1.97	3006	S
4	171	1.4	1.37	4005	IS
4	251	1.4	2.01	4002	ImS
4	220	1.4	1.76	4003	S
4	184	1.4	1.47	4004	S
4	154	1.4	1.23	4006	NS
4	413	1.4	3.3	4001	ImS
5	169	1.7	1.35	5003	S
5	144	1.7	1.15	5005	NS
5	256	1.7	2.05	5001	ImS
5	150	1.7	1.2	5002	IS
2	238	0.7	1.9	N19	NS
2	311	0.7	2.49	N7bis	S
2	328	0.7	2.62	N18	S
2	284	0.7	2.27	N17	IS
3.5	235	1.25	1.88	N9	ImS
3.5	245	1.25	1.96	N6bis	ImS
3.5	188	1.25	1.5	-	IS
3.5	178	1.25	1.42	-	NS
4.5	148	1.6	1.18	-	NS
4.5	234	1.6	1.87	N4bis	ImS
4.5	263	1.6	2.1	N3	ImS
4.5	158	1.6	1.26	-	IS
4.5	216	1.6	1.73	N6bis	ImS
6	130	2.1	1.04	N15bis	IS
6	175	2.1	1.4	N1bis	S
6	213	2.1	1.7	N2bis	ImS
6	138	2.1	1.1	N14bis	IIS

Tableau.III-18 Résultats des tirs effectués sur l'acier Mars 190.

L_1 (mm)	V_1 (m.s ⁻¹)	t_c (μs)	$\sigma_{appliquée}$ (GPa)	Désignation	Niveau
6.25	233.111	2.09	5.43	MT25-6.25N2	ImS
6.25	205.764	2.09	4.79	MT20-6.25N1	S
6.25	196.850	2.09	4.58	MT18-6.25N4	IIS
6.25	-	2.09	-	MT35-6.25N3	NS
5.25	314.084	1.75	7.31	MT35-5.25N6	ImS
5.25	290.697	1.75	6.77	MT23-5.25N7	ImS
5.25	263.157	1.75	6.13	MT26-5.25N5	S
5.25	218.340	1.75	5.08	MT17-5.25N31	IIS
5.25	210.476	1.75	4.90	MT19-5.25N30	IS
4.25	282.167	1.42	6.57	MT30-4.25N11	ImS
4.25	241.688	1.42	5.63	MT23-4.25N8	IIS
4.25	229.357	1.42	5.34	MT19-4.25N10	IS
4.25	220.183	1.42	5.13	MT21-4.25N9	IS
3.80	260.416	1.27	6.064	MT27-3.80N16	IIS
3.80	251.429	1.27	5.854	MT24-3.80N14	IIS
3.80	231.272	1.27	5.385	MT22-3.80N12	IS
3.80	-	1.27	-	MT24-3.80N13	NS
3.80	-	1.27	-	MTxx-3.80N15	NS
3.25	304.878	1.08	7.1	MT32-3.25N19	S
3.25	271.739	1.08	6.327	MT25-3.25N17	IIS
3.25	260.496	1.08	6.065	MT29-3.25N18	IIS
2.30	316.679	0.77	7.374	MT40-2.30N22	ImS
2.30	295.857	0.77	6.89	MT27-2.30N21	IIS
2.30	290.022	0.77	6.753	MT29-2.30N20	IS

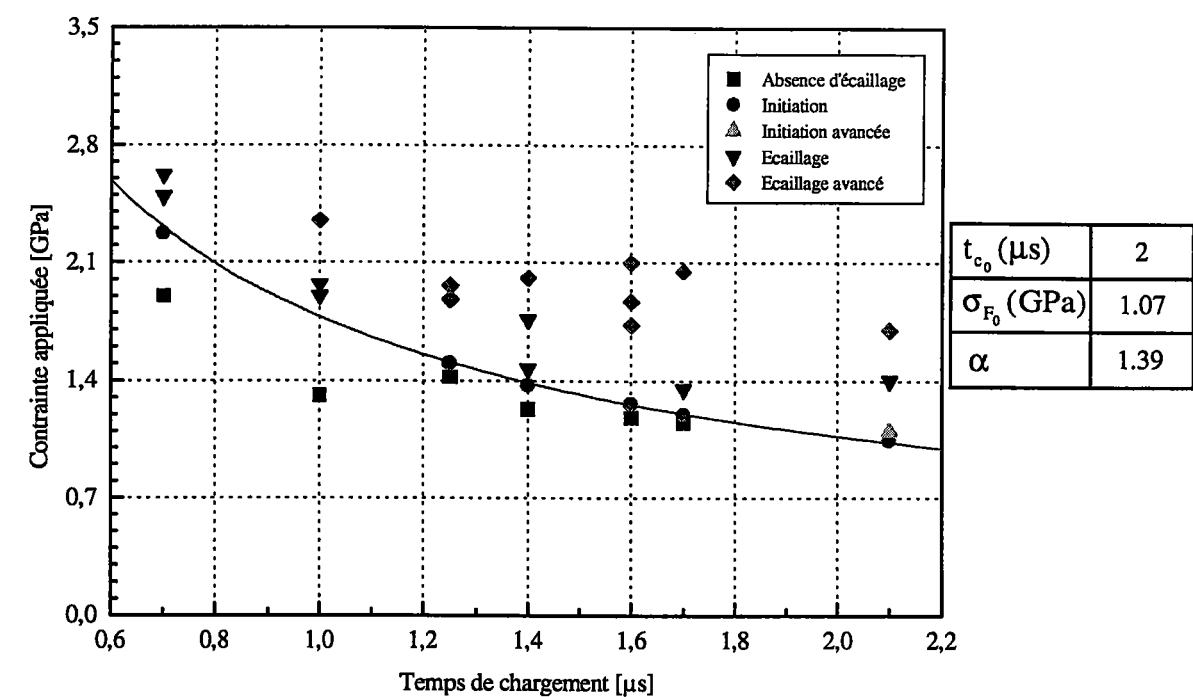


Fig.III-5 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour l'alliage d'aluminium 7020-T6, critère de Klepaczko en ligne continue.

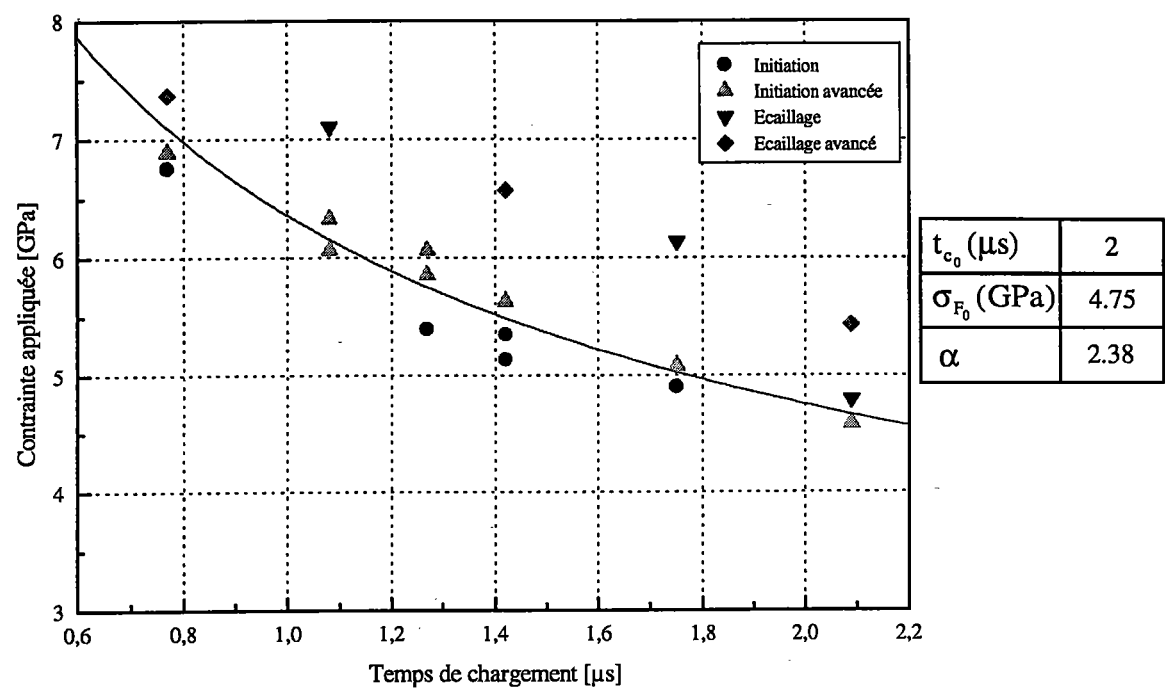


Fig.III-6 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier MARS190, critère de Klepaczko en ligne continue.

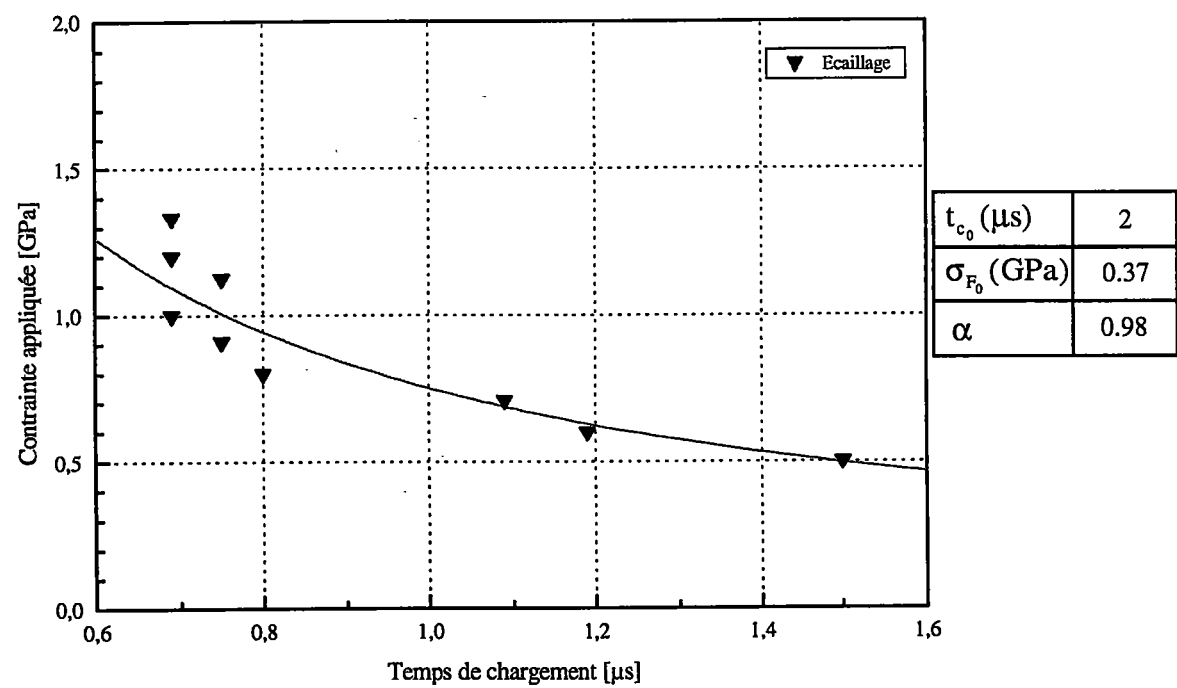


Fig.III-7 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un alliage d'aluminium B95, [III.18], critère de Klepaczko en ligne continue.

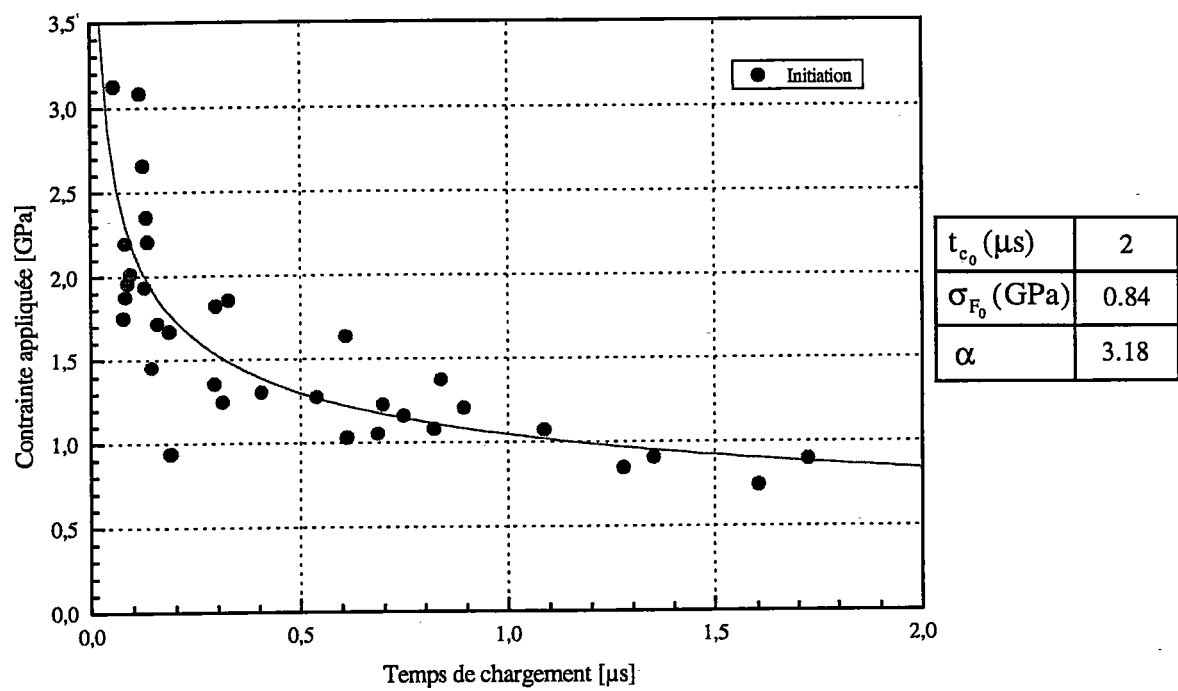


Fig.III-8 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un alliage d'aluminium 6061-T6, [III.19 à III.26], critère de Klepaczko en ligne continue.

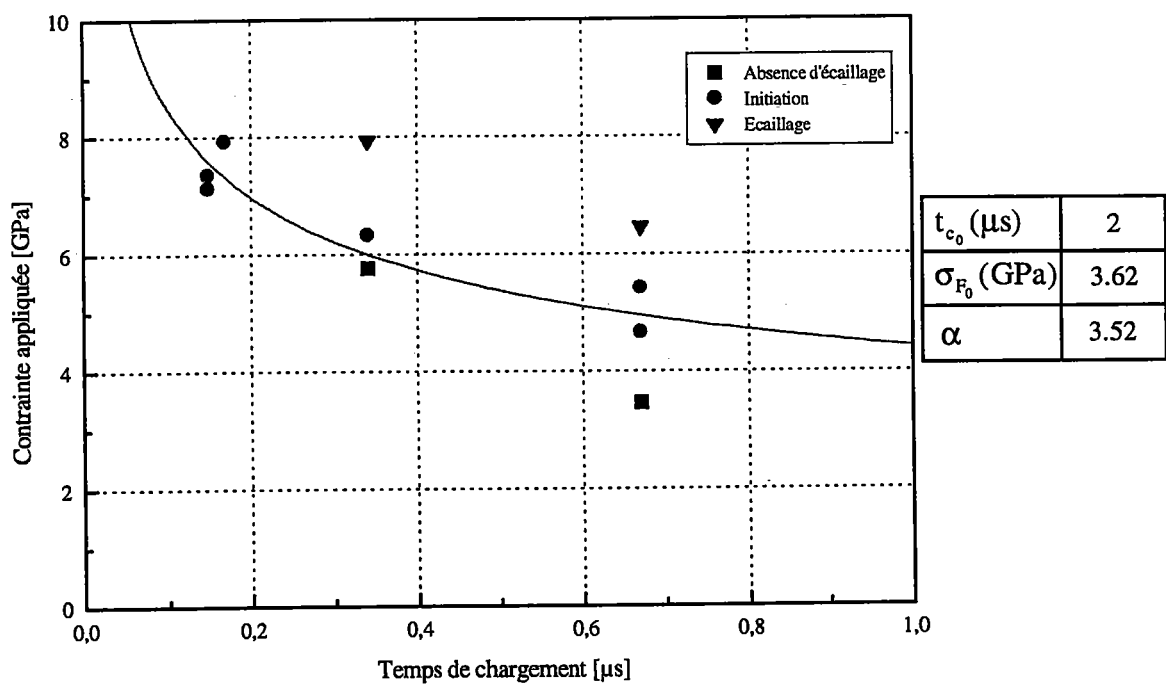


Fig.III-9 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 1020, [III.27], critère de Klepaczko en ligne continue.

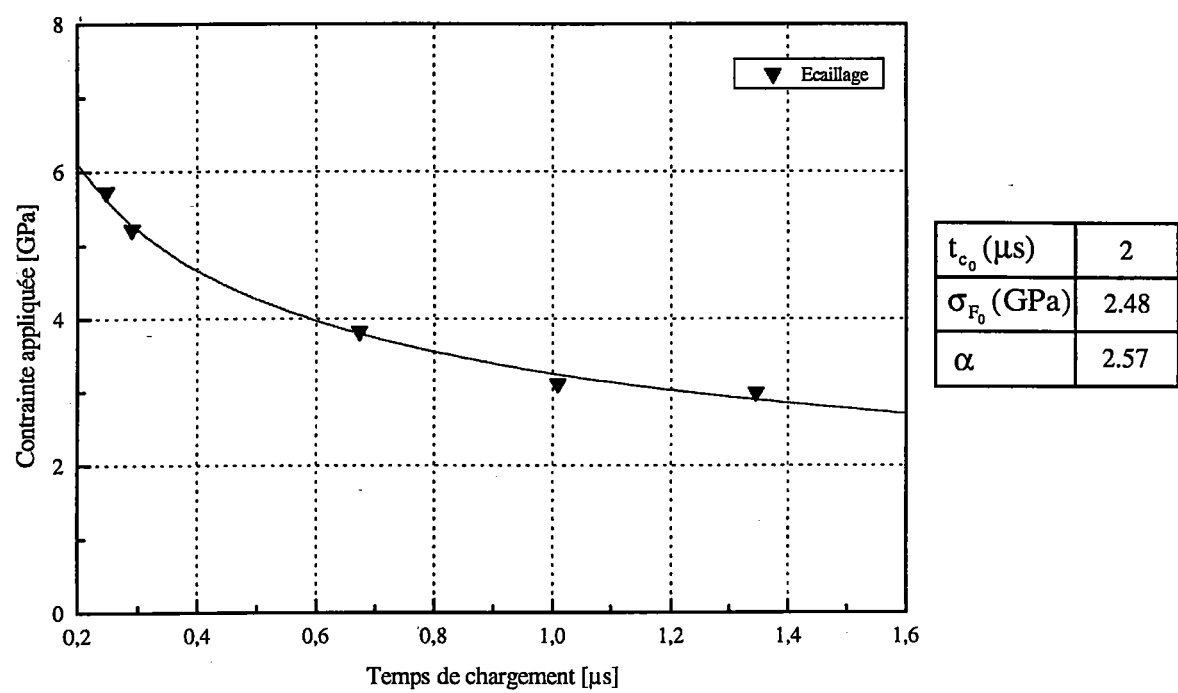


Fig.III-10 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier ARMCO, [III.28], critère de Klepaczko en ligne continue.

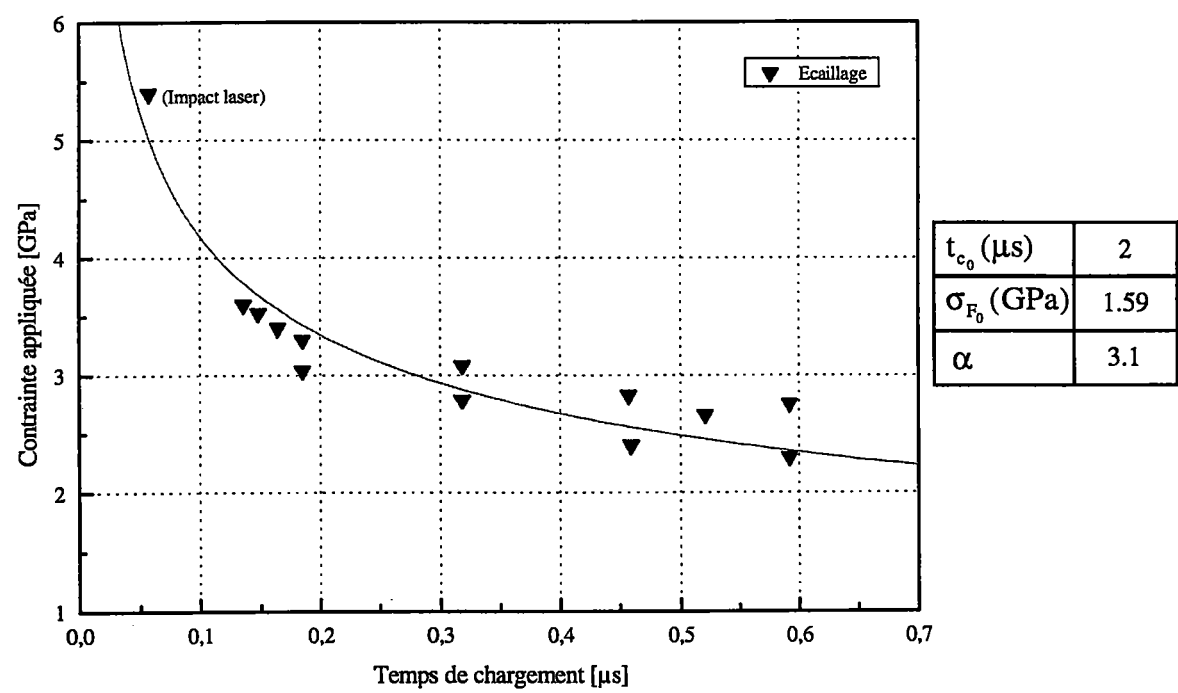


Fig.III-11 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier ARMCO80, [III.29], critère de Klepaczko en ligne continue.

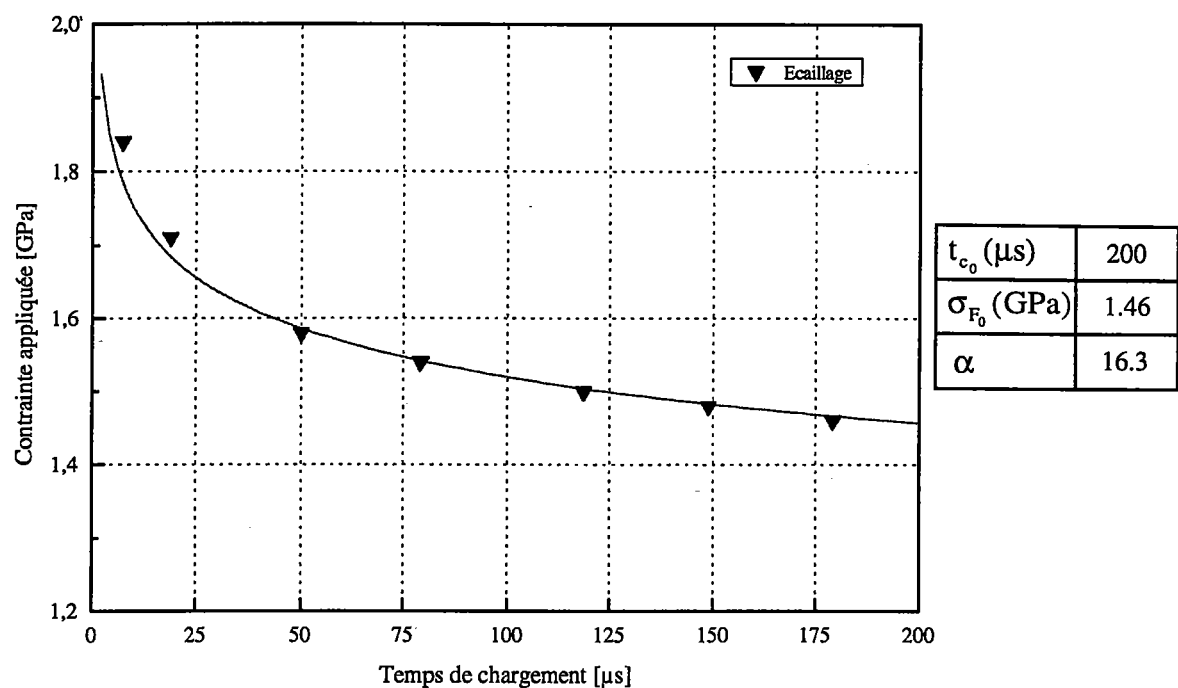


Fig.III-12 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 1045HRS, [III.1], critère de Klepaczko en ligne continue.

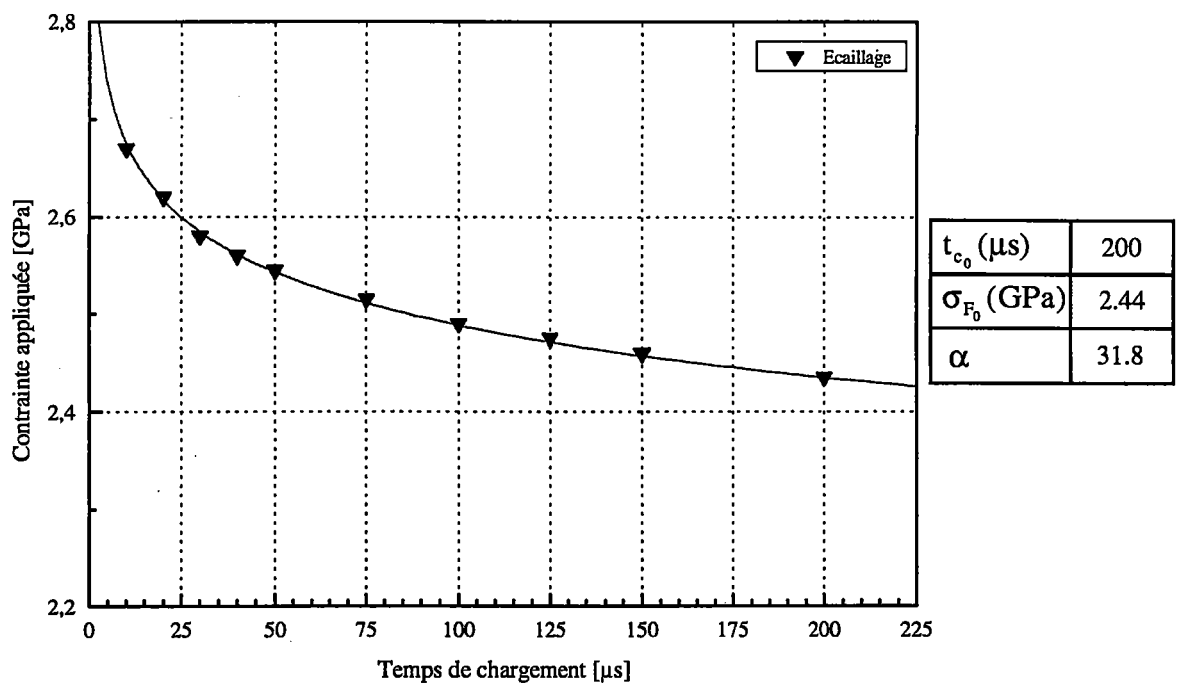


Fig.III-13 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un acier 4340, [III.1], critère de Klepaczko en ligne continue.

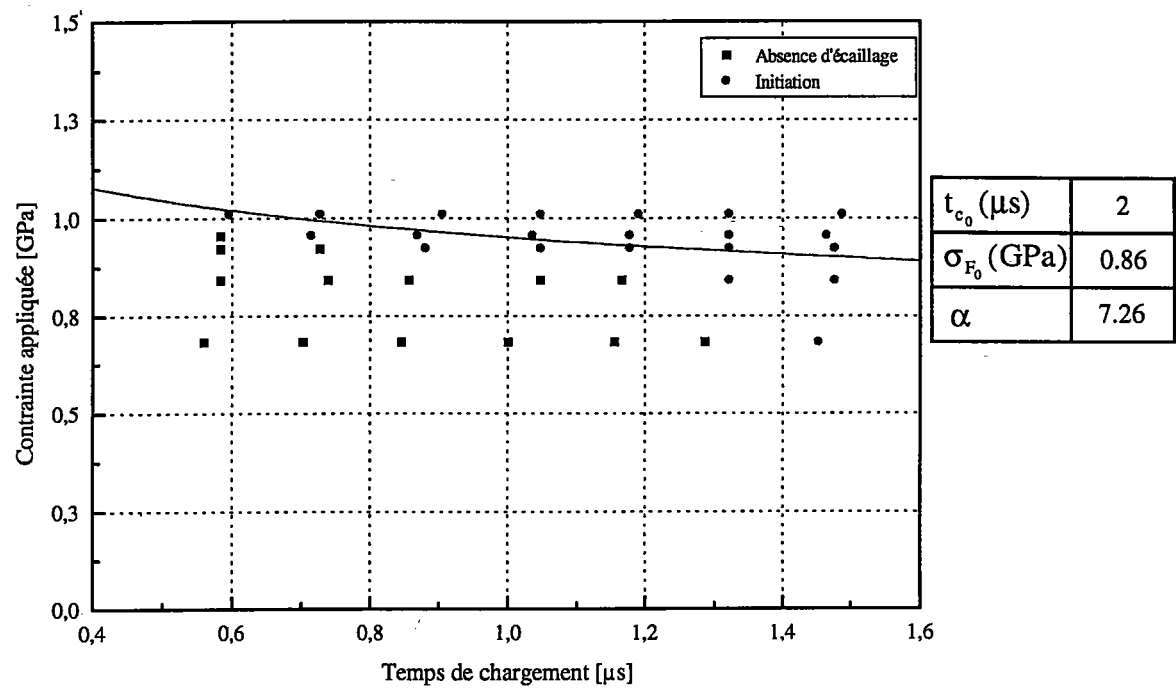


Fig.III-14 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un cuivre, [III.30], critère de Klepaczko en ligne continue.

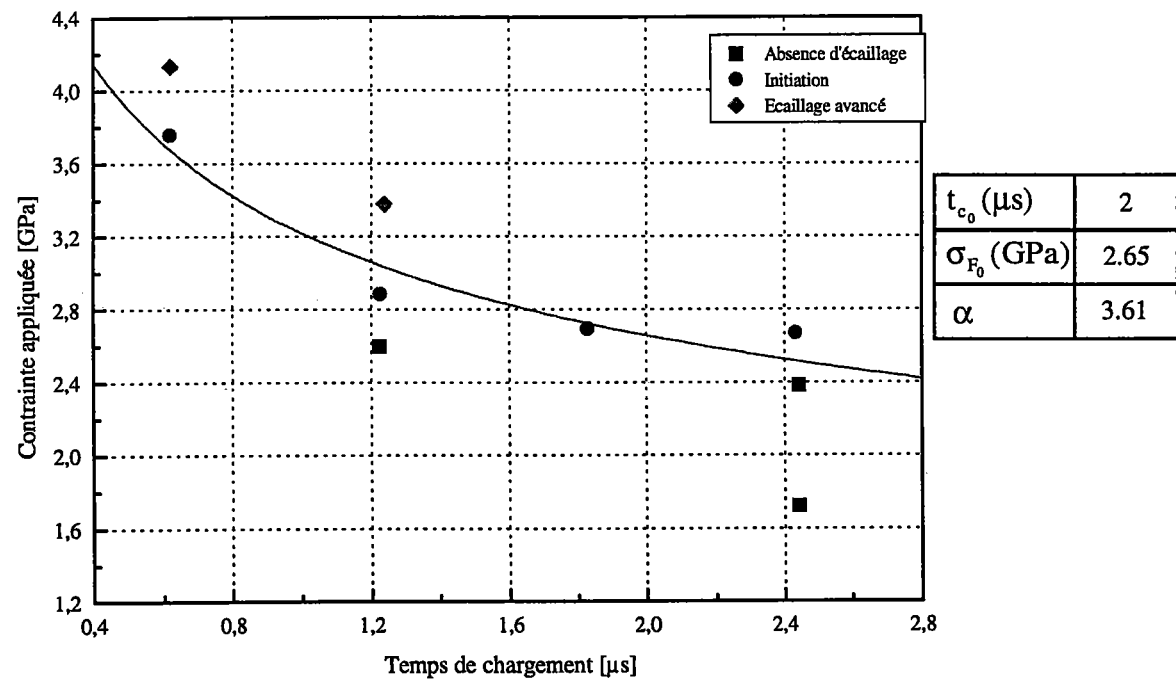


Fig.III-15 Contrainte appliquée en fonction du temps de chargement pour un uranium, [III.31], critère de Klepaczko en ligne continue.

Tableau.III-19 Récapitulatif des constantes du critère de Klepaczko (formulation de base) pour les différents matériaux présentés.

Matériau	t_{c_0} (µs)	σ_{F_0} (GPa)	α	ΔG (eV)
7020-T6	2	1.07	1.39	0.035
B95	2	0.37	0.98	0.025
6061-T6	2	0.84	3.18	0.08
Mars190	2	4.75	2.38	0.06
1020	2	3.62	3.52	0.089
Armco	2	2.48	2.57	0.065
Armco80	2	1.59	3.1	0.078
1045HRS	200	1.46	16.3	0.411
4340	200	2.44	31.8	0.803
Cuivre	2	0.86	7.26	0.183
Uranium	2	2.65	3.61	0.091

On observe sur ces figures que la contrainte d'écaillage augmente lorsque le temps de chargement diminue, ce qui permet d'interpréter la rupture par écaillage comme un processus cumulatif. Le temps d'écaillage, c'est à dire le temps entre la mise en chargement du matériau et le début de l'écaillage, pour un niveau particulier de contrainte, dépend du matériau et plus particulièrement de sa microstructure. Le choix de t_{c_0} est fait arbitrairement en fonction de la plage de temps de chargement concerné par les résultats expérimentaux. En réalité, seulement deux variables sont à déterminer si on se fixe t_{c_0} . Les figures III-16 et III-17 résument pour chaque catégorie de matériaux (alliages d'aluminium et aciers), le critère ainsi identifié. Les aciers ont un comportement très similaires, seul le niveau de contrainte varie. Par contre, on remarque que l'alliage d'aluminium 6061-T6 a une courbe beaucoup plus aplatie, qui augmente brusquement aux alentours de 0.5 µs. Cet alliage a une limite élastique et une dureté plus faible que les deux autres, mais le lien de causalité n'est pas établi.

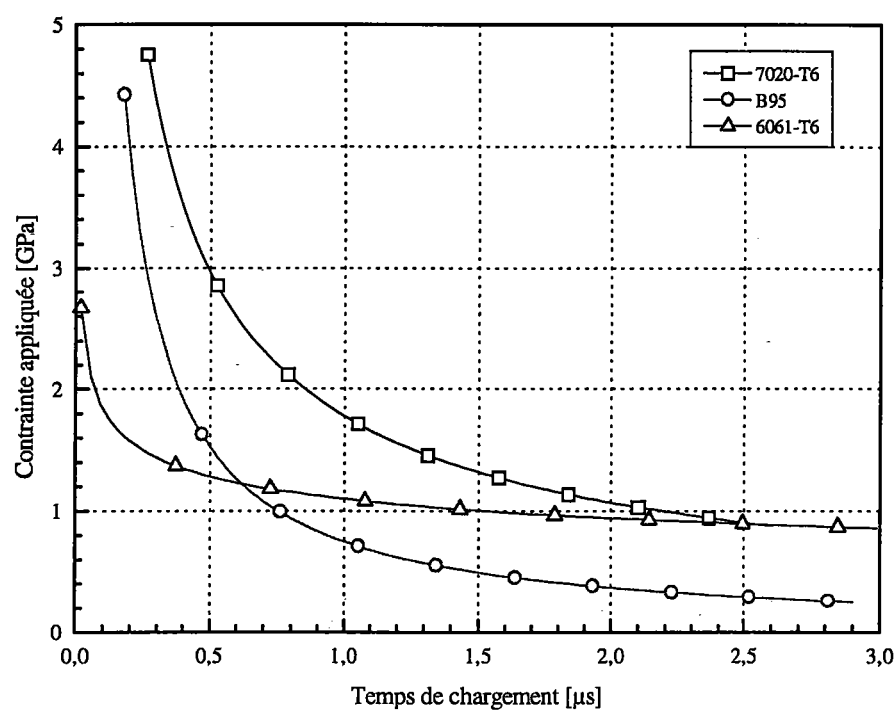


Figure.III-16 Courbe Contrainte appliquée - Temps de chargement pour trois alliages d'aluminium.

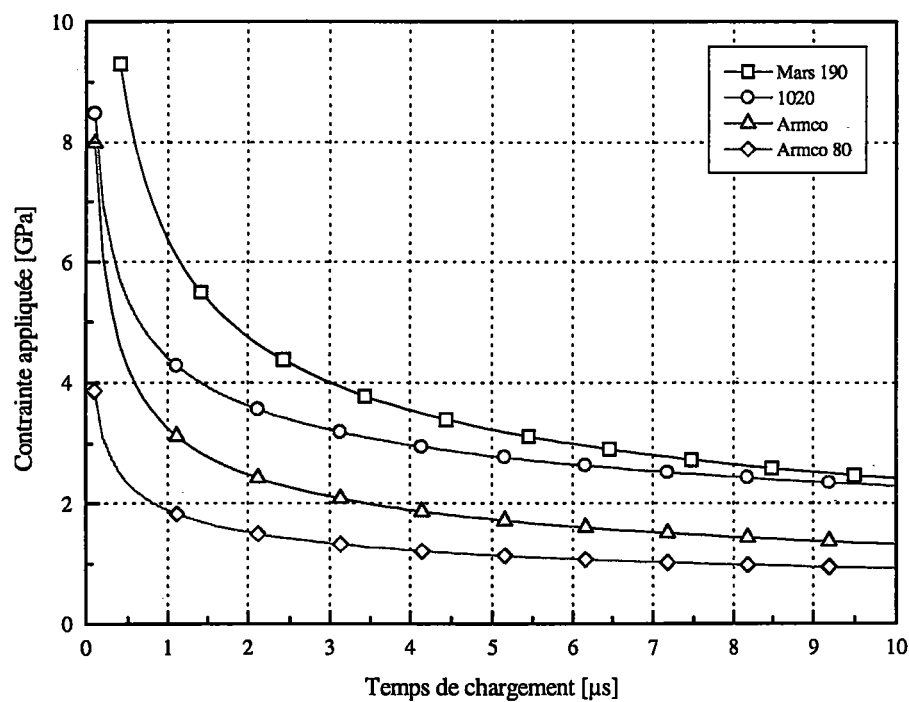


Figure.III-17 Courbe Contrainte appliquée - Temps de chargement pour quatre aciers.

L'explication et la compréhension des résultats énumérés ci-dessus, passe par l'analyse des mécanismes microscopiques successifs menant à la rupture finale. La microstructure du matériau a une importance considérable sur la contrainte d'écaillage macroscopique. En effet, la taille et la forme des grains, la taille des précipités, une structure en bandes ségréguées, la porosité initiale sont autant de paramètres qui modifient le comportement du matériau aux étapes d'amorçage, croissance et coalescence de microdéfauts. Pour ces raisons, nous avons effectué de nombreuses observations au microscope optique et au microscope électronique à balayage des sections de cibles écaillées et des surfaces libres créées.

III.2 Observations et discussion

1) Microscopie optique

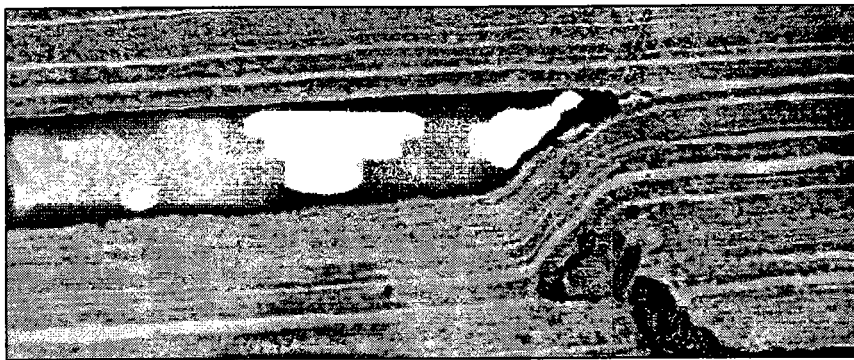


Figure.III-18 Fissure amorcée dans une bande ségréguée, acier Mars 190.

Dans l'acier Mars 190, on observe un très grand nombre de sites d'amorçage dans les bandes ségréguées. Les ségrégations sont essentiellement constituées de chrome, manganèse et molybdène. Cette étape d'amorçage semble consommer peu d'énergie en comparaison des phases de croissance mais surtout de coalescence. La dispersion des microfissures dans les bandes indique que la limite de rupture en traction dynamique n'est pas homogène dans tout le matériau. Elle est beaucoup plus faible à l'interface des bandes. La propagation de ces microfissures se fait également dans les bandes ségréguées, et donne lieu à une fissure allongée, fig.III-18. La matière non endommagée, située entre les microfissures, permet la propagation de l'onde réfléchiée sur la surface libre créée par les microfissures. Ceci correspond au ressaut

de vitesse de surface libre, constatée sur les profils mesurés par interférométrie laser Doppler.

Lorsque les extrémités de deux microfissures situées dans des plans parallèles voisins se rapprochent, sous l'action du chargement en traction (si le temps de chargement est suffisamment long), la déformation de cisaillement se localise entre ces deux extrémités. Cette localisation de la déformation plastique, aboutit à la formation de bandes de cisaillement, que l'on observe aisément après une attaque chimique au Nital, fig.III-19. Sur une même cible, il est possible d'observer des microfissures isolées, des zones de localisation de la déformation plastique, des bandes de cisaillement, et la rupture de segments de liaison.

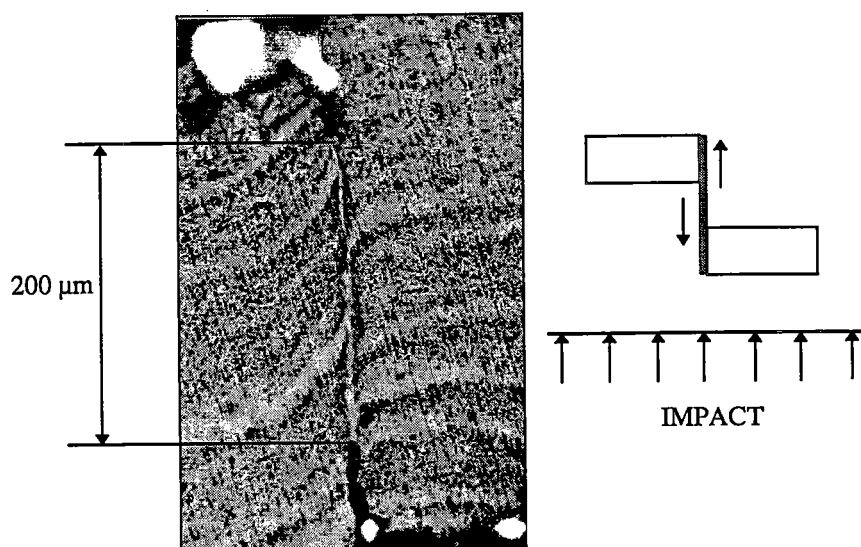


Figure.III-19 Bande de cisaillement joignant deux fissures voisines, observée dans l'acier Mars 190 après attaque chimique au Nital.

Le cisaillement des segments de liaison, toujours sous l'action du chargement en traction, conduit à la rupture du segment de liaison et à l'ouverture des lèvres de la fissure. C'est l'étape de coalescence et formation d'une fissure macroscopique. Les figures.III-20 et III-21 montrent bien ce mécanisme de coalescence des microfissures, donnant lieu à un profil en « escalier ». La coalescence se produit entre les microfissures de tailles importantes, et on observe la présence d'autres microfissures plus petites, qui n'ont pas eu la possibilité de croître. Ceci est une remarque générale, pour un matériau contenant des précipités, des inclusions, où toute autre inhomogénéité, les sites d'amorçage correspondent aux particules de plus grosse taille. La question de savoir si il existe une dimension critique des précipités et inclusions au-dessous de

laquelle ces particules ne sont pas susceptibles d'amorcer des fissures, peut se poser. Il n'est pas facile d'y répondre, car la géométrie, la température, la résistance des particules, la cohésion avec l'interface matrice sont autant de paramètres qui influent sur l'étape d'amorçage. Dans le cas des matériaux très purs, on peut imaginer le rôle que jouent les concentrations de contraintes liées à des configurations particulières de dislocations, notamment aux joints de grains. D'une manière générale, ce sont les particules de plus grosses dimensions qui donnent le plus facilement naissance à des fissures.

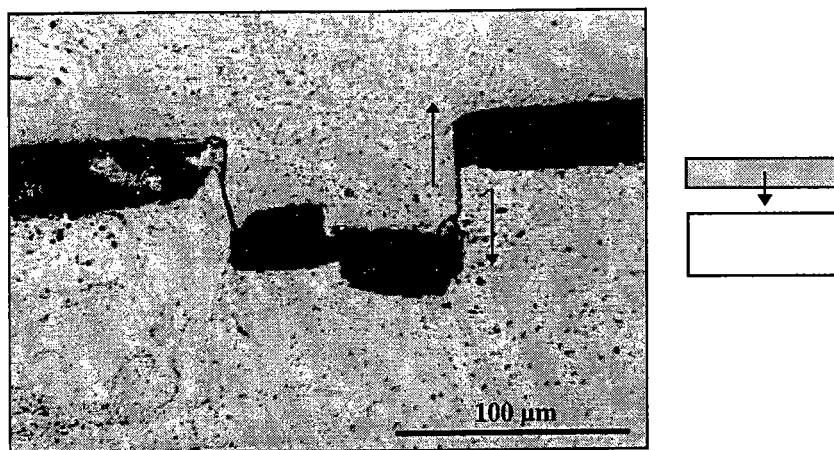


Figure.III-20 Rupture des segments de liaison et formation de la macrofissure, observée dans l'acier Mars 190.

Une étude menée par Christy et autres, [III.32], sur plusieurs nuances de cuivre ayant des tailles de grains variant entre 20µm et 250µm, a montré que pour un même niveau de contrainte appliquée et un même temps de chargement, l'endommagement est beaucoup plus faible dans la nuance 20µm. Kanel et autres, [III.33], ont également mesuré la contrainte d'écaillage d'un cuivre monocristallin, et d'un cuivre polycristallin. La première est comprise entre 3.3 et 4.6 GPa, alors que la seconde est de 1.36 GPa. Pour de très hauts niveaux de contrainte, et sur certains matériaux (fer, acier austénitique, alliages Fe-Ni, alliages de titanes), on observe une transformation de phase. Dremmin et autres, [III.34], constate que si elle se produit dans la zone endommagée, la contrainte seuil d'écaillage augmente.

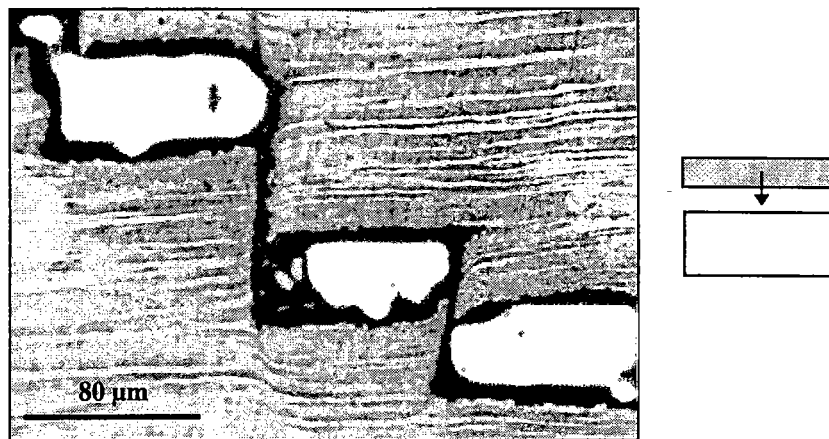


Figure.III-21 Coalescence en « escalier » des microfissures, observée dans l'acier Mars 190.

La microstructure de l'acier Mars 190 est très fine et très complexe, fig.III-22. Après attaque chimique au Nital 4%, on observe dans la zone de cisaillement, une forte déformation des grains dans la direction de cisaillement, une zone affectée thermiquement, et très souvent l'existence de cavités réparties tout au long de la bande. La figure.III-37 révèle une bande de cisaillement observée au microscope électronique à balayage, constituée de nombreuses cavités. On observe également une répartition le long des bandes ségrégées, parallèle au plan de chargement, de cavités de plus en plus espacées et de plus en plus petites, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la bande de cisaillement. La taille des plus petites cavités observées dans l'acier Mars 190 est de l'ordre de 2 à 3 μm.

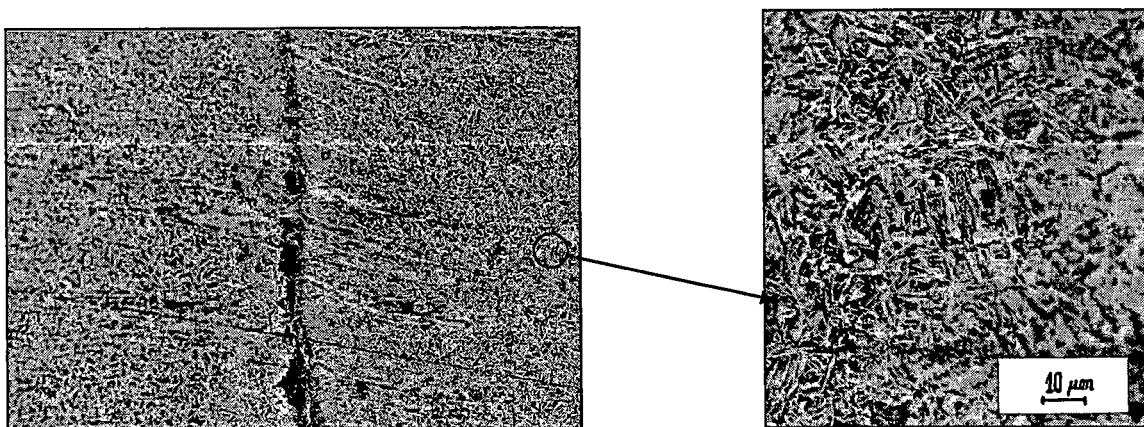


Figure.III-22 Bande de cisaillement observée sur l'acier Mars 190 après attaque chimique au Nital.

2) Microscopie électronique à balayage

Pour les deux matériaux étudiés, l'observation des surfaces libres créées par écaillage, révèle un mode de rupture ductile avec la présence de très nombreux cupules. Le prélèvement de telle surface n'est que très rarement possible, puisque dans le cadre d'une recherche de la contrainte seuil d'initiation de la rupture, il n'existe pas de surface libre. Nous avons volontairement réalisé des tirs avec des niveaux de contrainte plus élevés pour pouvoir observer des faciès de rupture.

Afin de comparer la taille des cupules, leurs nombres et leur origines, nous avons réalisé une série d'observations des faciès de rupture créés sur des éprouvettes de traction en alliage d'aluminium 7020-T6 à différentes vitesses de déformation. Les figures.III-23 à III-28, sont des observations de ces faciès pour des vitesses de déformation comprises entre 0.008 s^{-1} et 42 s^{-1} pour les essais de traction, et environ 10^6 s^{-1} pour les essais d'écaillage.

Les figures III-29 à III-37 présentent les observations les plus caractéristiques de la rupture par écaillage de nos deux matériaux.

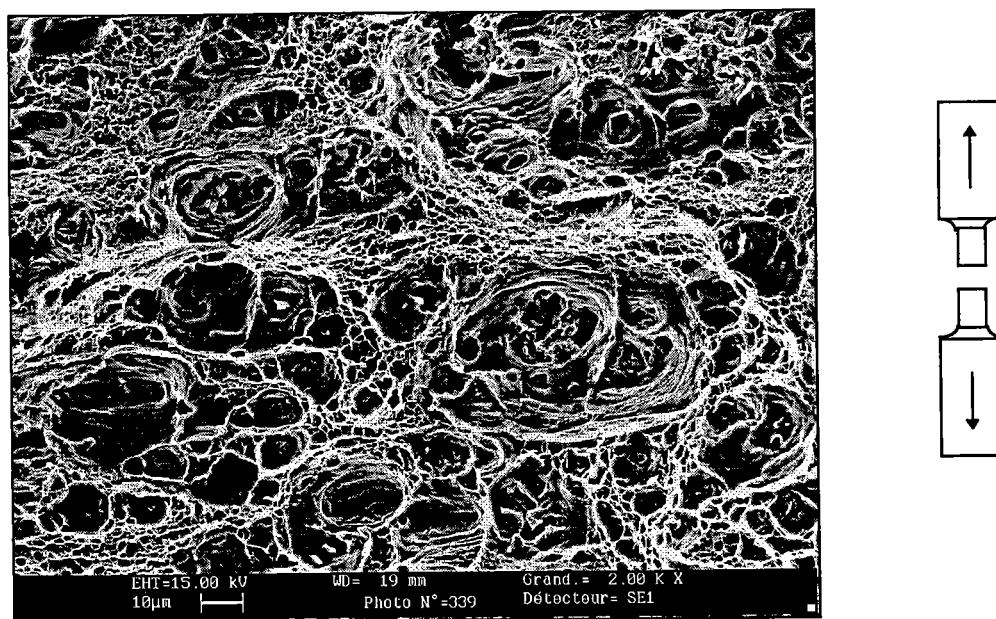


Figure.III-23 Faciès de rupture observé sur l'alliage d'aluminium 7020-T6 au cours d'un essai de traction, vitesse de déformation 0.008 s^{-1} .

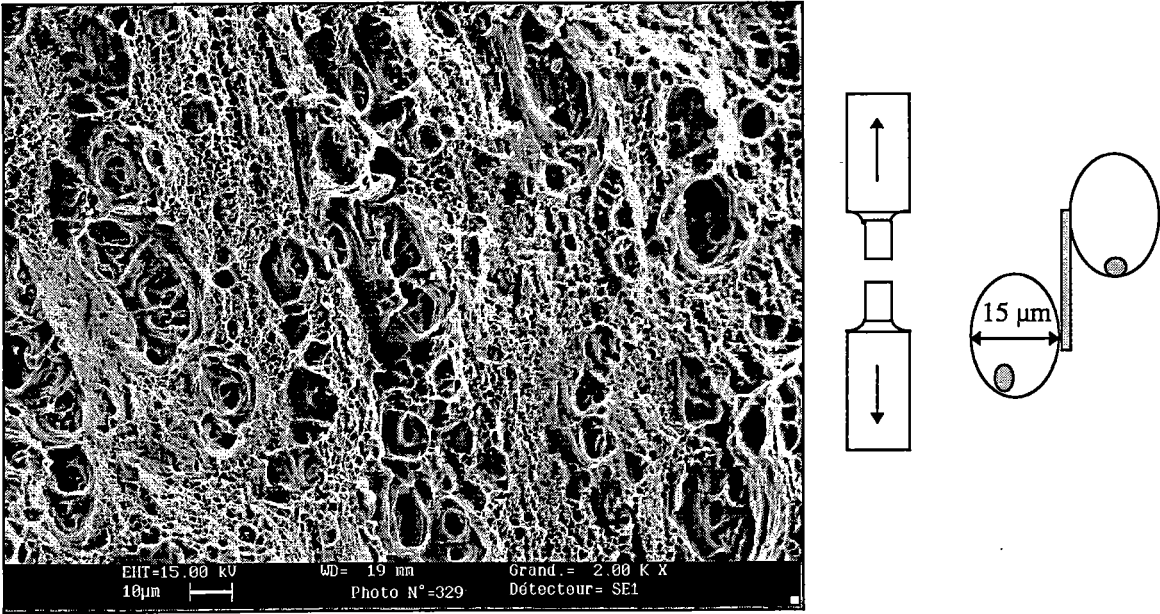


Figure.III-24 Faciès de rupture observé sur l’alliage d’aluminium 7020-T6 au cours d’un essai de traction, vitesse de déformation 0.8 s⁻¹.

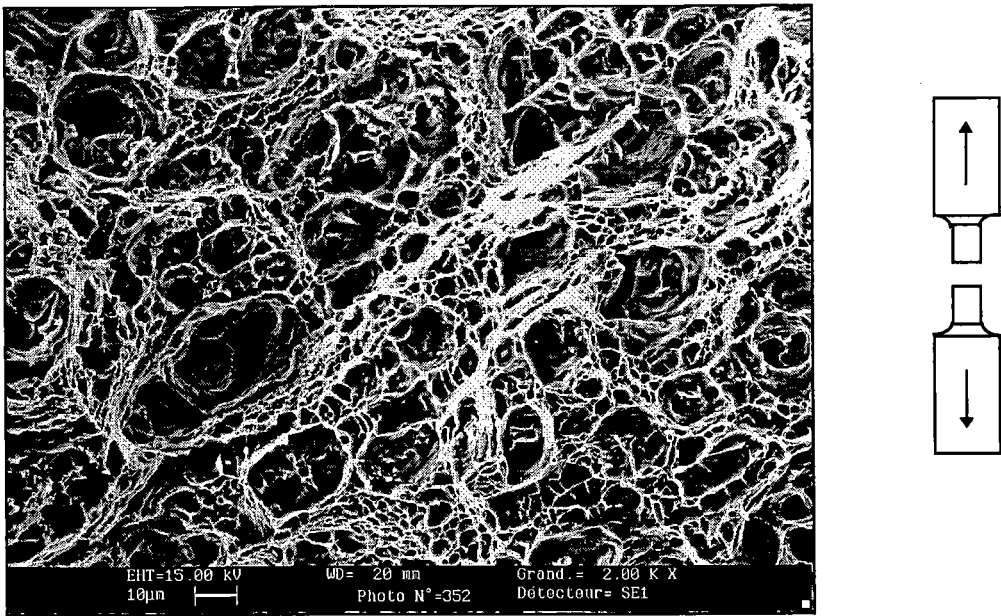


Figure.III-25 Faciès de rupture observé sur l’alliage d’aluminium 7020-T6 au cours d’un essai de traction, vitesse de déformation 17 s⁻¹.

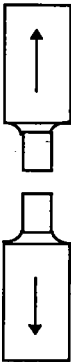
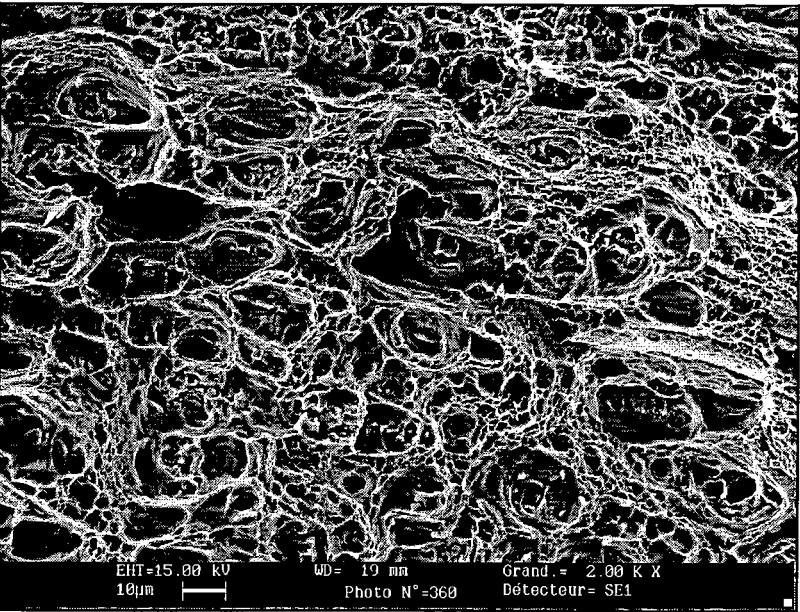


Figure.III-26 Faciès de rupture observé sur l’alliage d’aluminium 7020-T6 au cours d’un essai de traction, vitesse de déformation 42 s⁻¹.

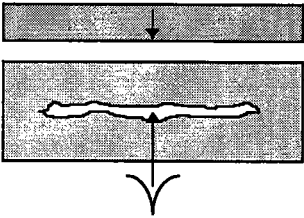
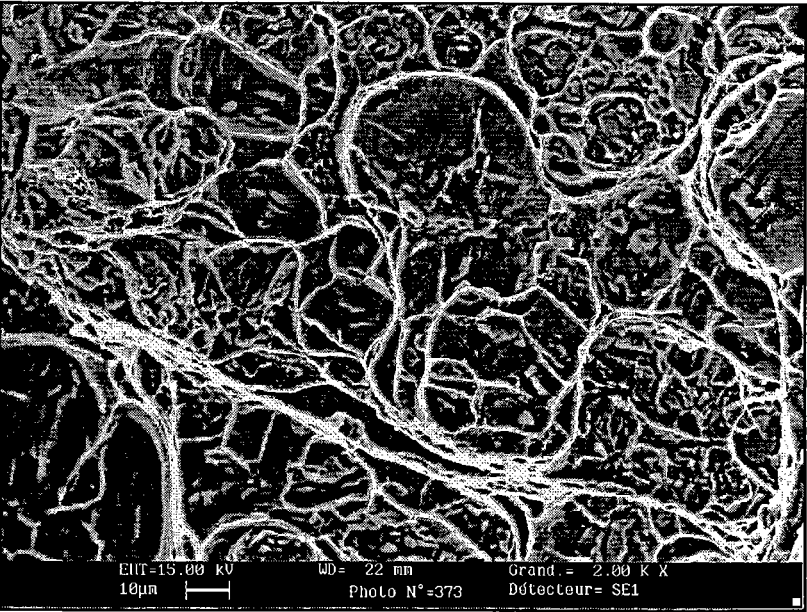


Figure.III-27 Surface libre créée par écaillage de l’alliage d’aluminium 7020-T6, $t_c = 1.4 \mu s$, $\sigma_{appliquée} = 1.47$ GPa.

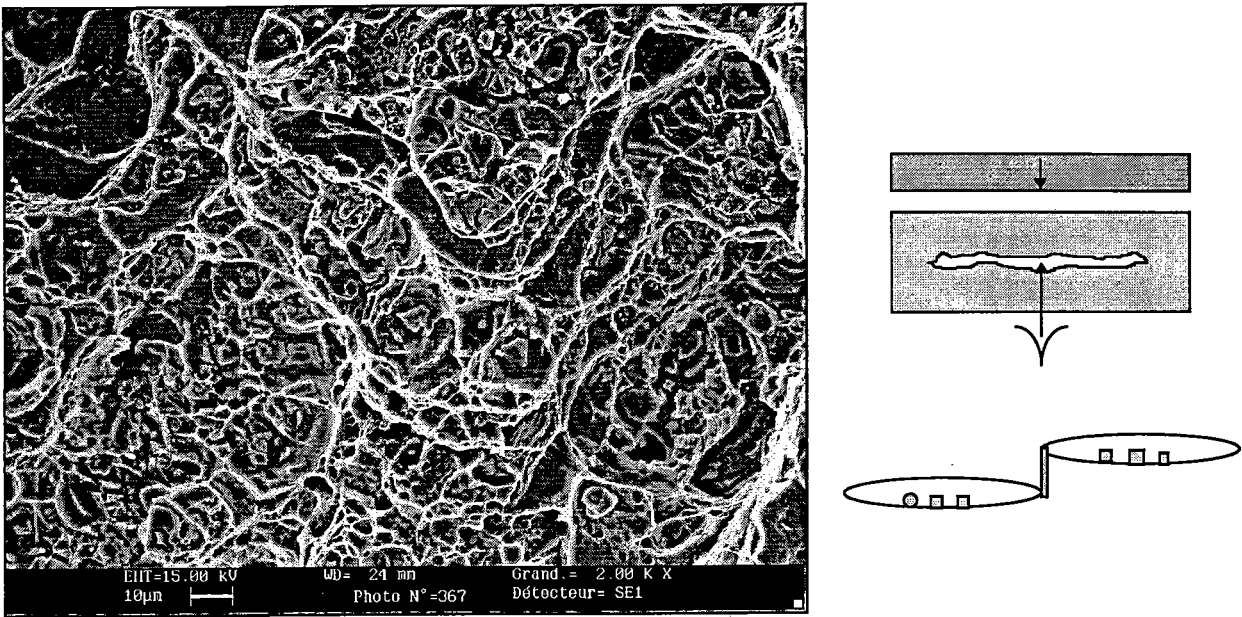


Figure.III-28 Surface libre créée par écaillage de l’alliage d’aluminium 7020-T6, $t_c = 0.7 \mu s$, $\sigma_{appliquée} = 2.49$ GPa.

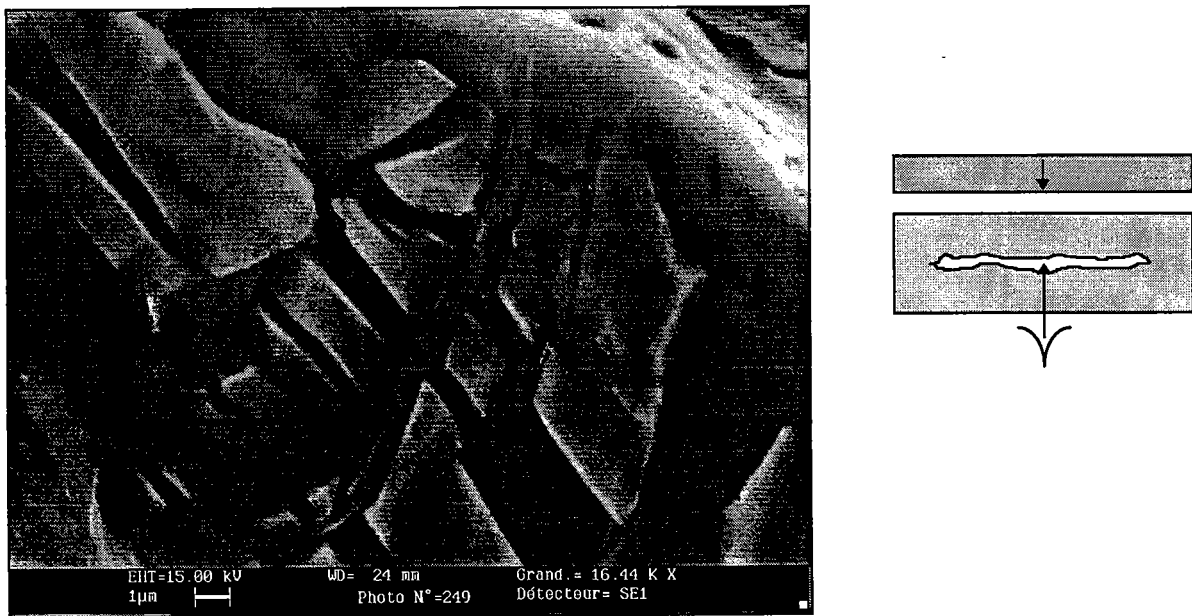


Figure.III-29 Particule fissurée (MgZn₂) au fond d’un cupule, observée dans l’alliage d’aluminium 7020-T6.

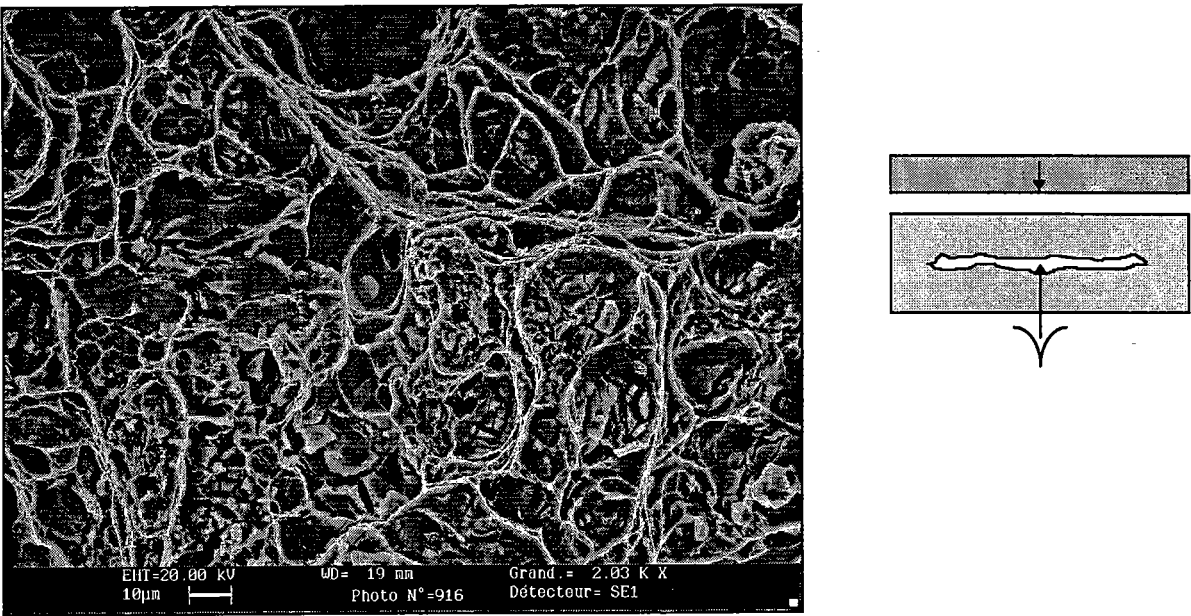


Figure.III-30 Faciès de rupture ductile, présence de nombreux cupules contenant des particules fissurées ou non, observé dans l’alliage d’aluminium 7020-T6.

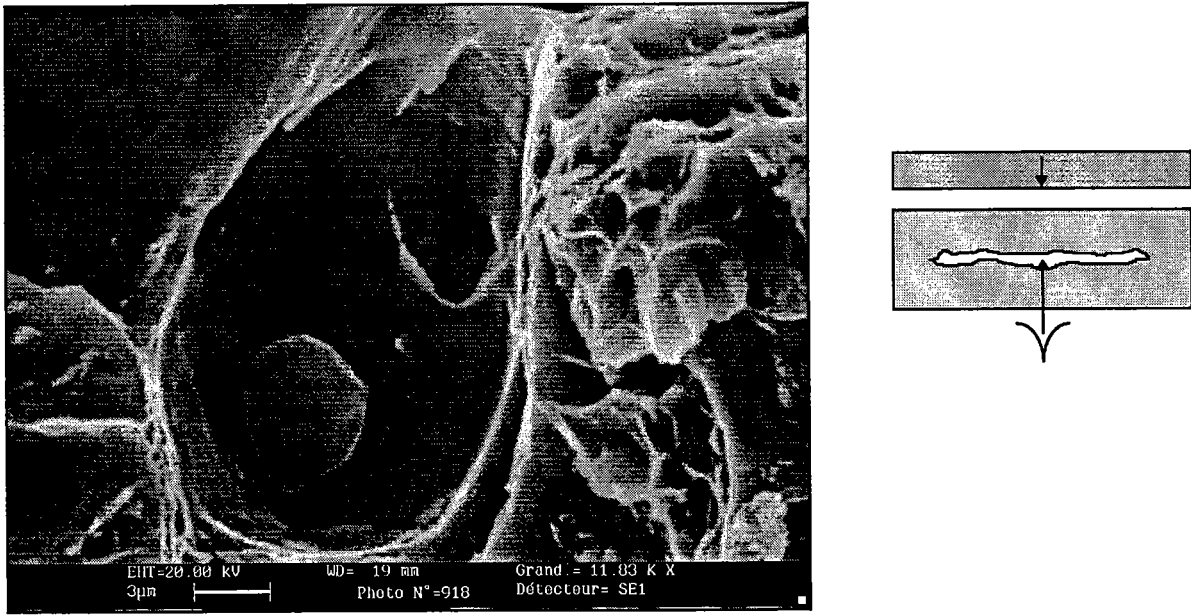


Figure.III-31 Particule non fissurée au fond d’un cupule, observée dans l’alliage d’aluminium 7020-T6.

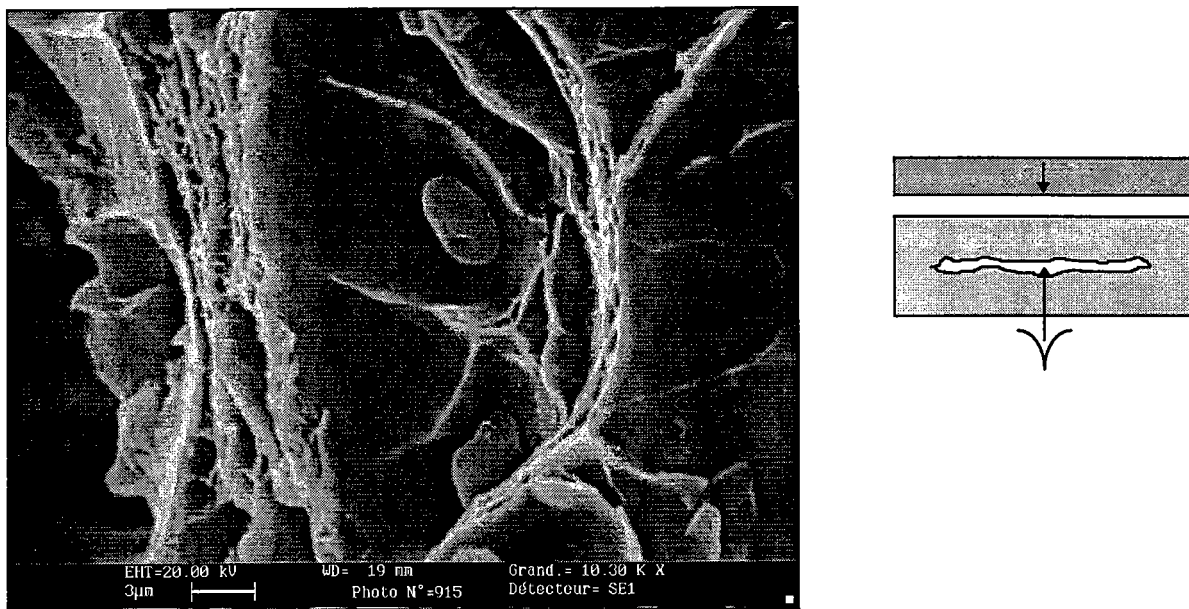


Figure.III-32 Cupule contenant plusieurs cupules plus petits amorcés sur des particules. Rupture de la cavité par cisaillement, observée sur l'alliage d'aluminium 7020-T6.

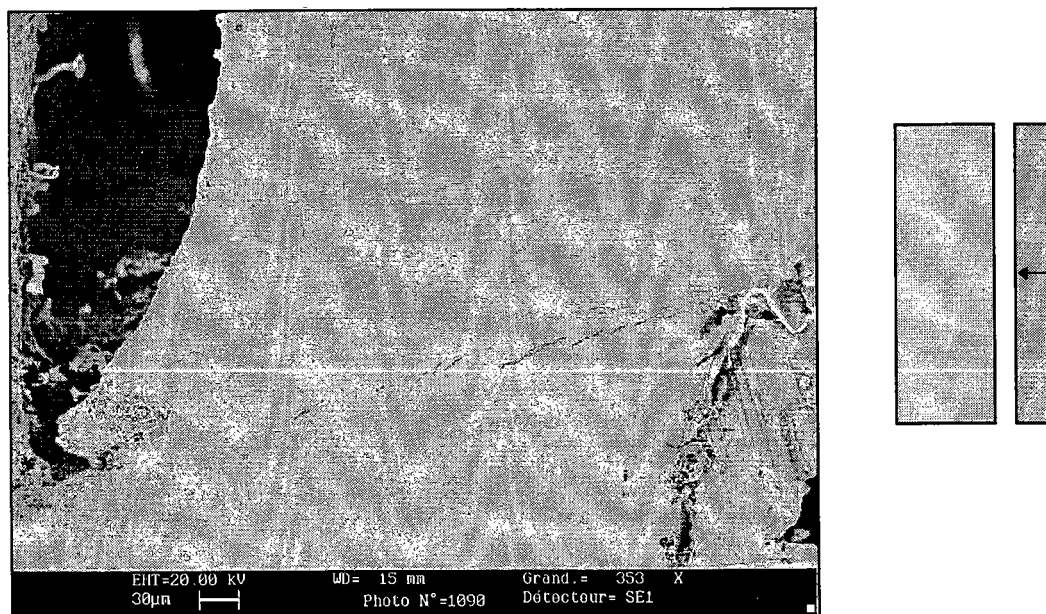


Figure.III-33 Coalescence par fissuration du segment de liaison de deux fissures voisines, observée sur l'acier Mars 190.

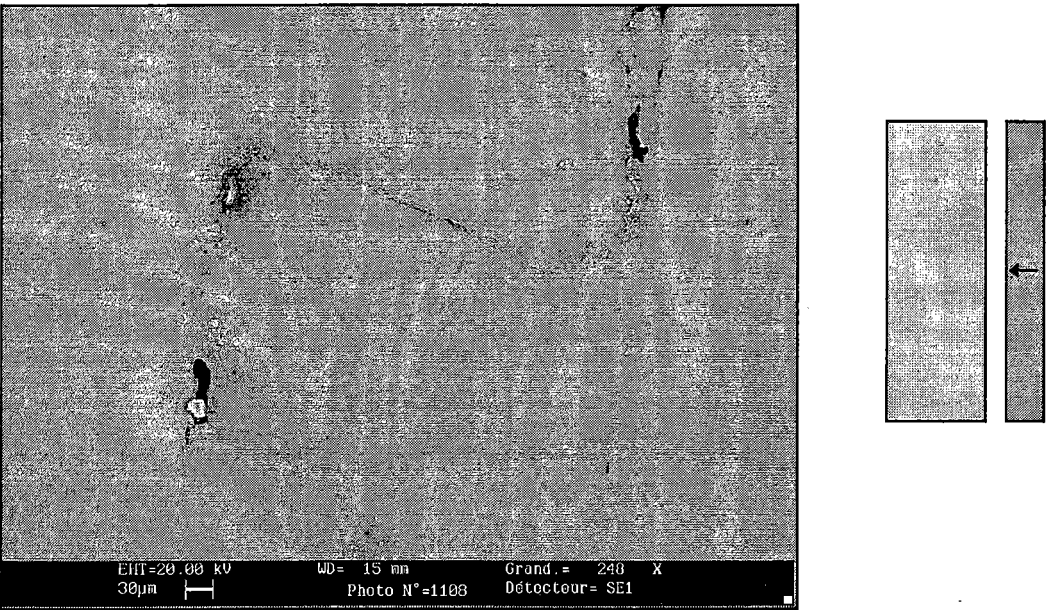


Figure.III-34 Début de coalescence des microfissures allongées parallèlement au plan d’impact, observé sur l’acier Mars 190.

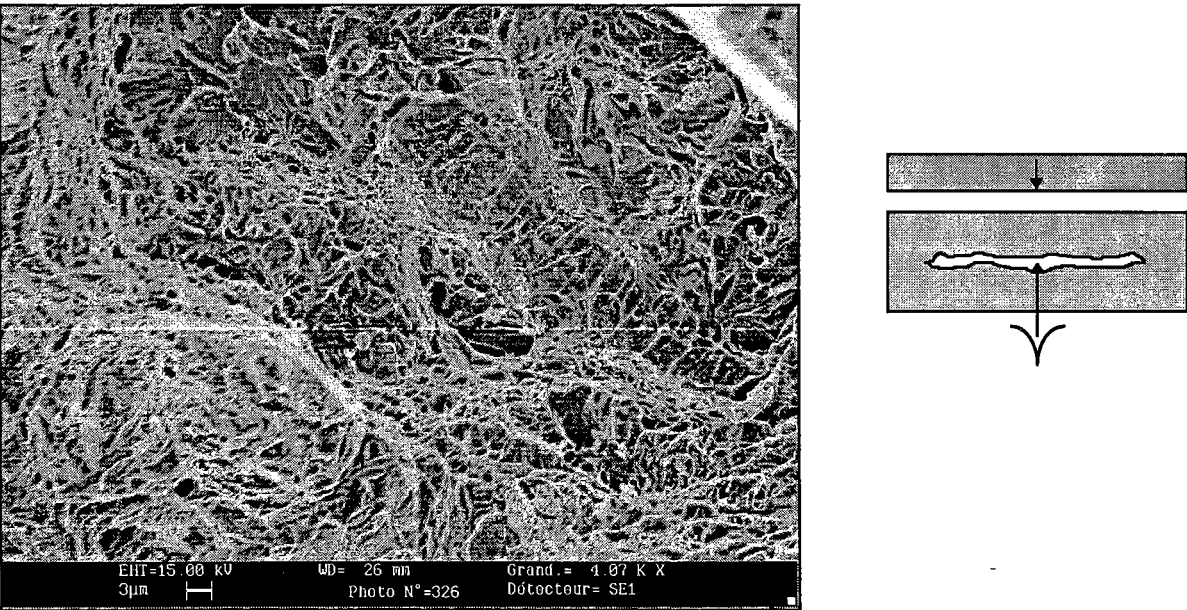


Figure.III-35 Faciès de rupture ductile avec des zones de clivage, observé sur l’acier Mars 190.

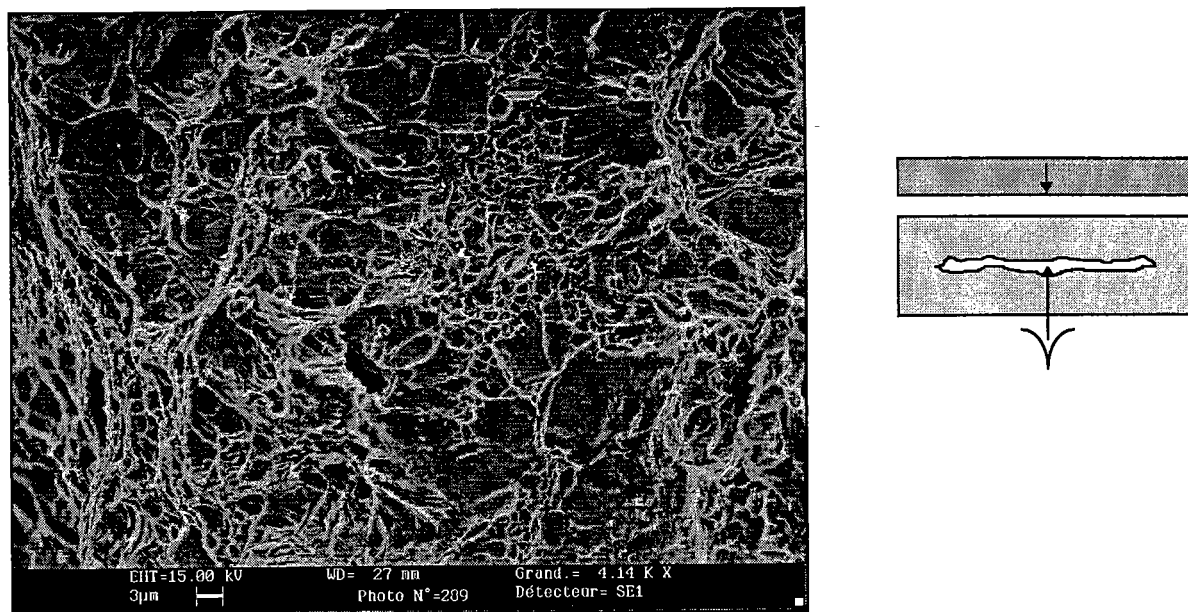


Figure.III-36 Faciès de rupture ductile avec des zones de clivage, observé sur l'acier Mars 190.

La première remarque que l'on peut faire, concerne la profondeur des cupules, beaucoup plus importante dans le cas des essais de traction statique que dans les essais d'écaillage. Cela s'explique logiquement, par le temps laissé aux cavités amorcées sur des particules pour croître. La taille de ces cupules est de l'ordre de $15\ \mu\text{m}$. La rupture finale a lieu par cisaillement des segments de liaison entre les cavités voisines. Cela correspond aux zones blanchâtres à l'intérieures desquelles on retrouve des cupules de plus petites taille, environ 0.2 à $0.6\ \mu\text{m}$. Plus la vitesse de déformation augmente, plus on constate une homogénéisation de la taille des cupules, aux alentours de $6\ \mu\text{m}$, mais toujours très profonds.

Par contre, sur les faciès de rupture par écaillage, on observe également la présence de cupules de taille importante, environ 10 à $20\ \mu\text{m}$, mais très peu profonds. Les particules sur lesquelles ces cavités se sont amorcées sont pratiquement toujours fissurées. Plus la contrainte appliquée est élevée et le temps de chargement court, plus on observe de zone blanche traduisant une augmentation du cisaillement.

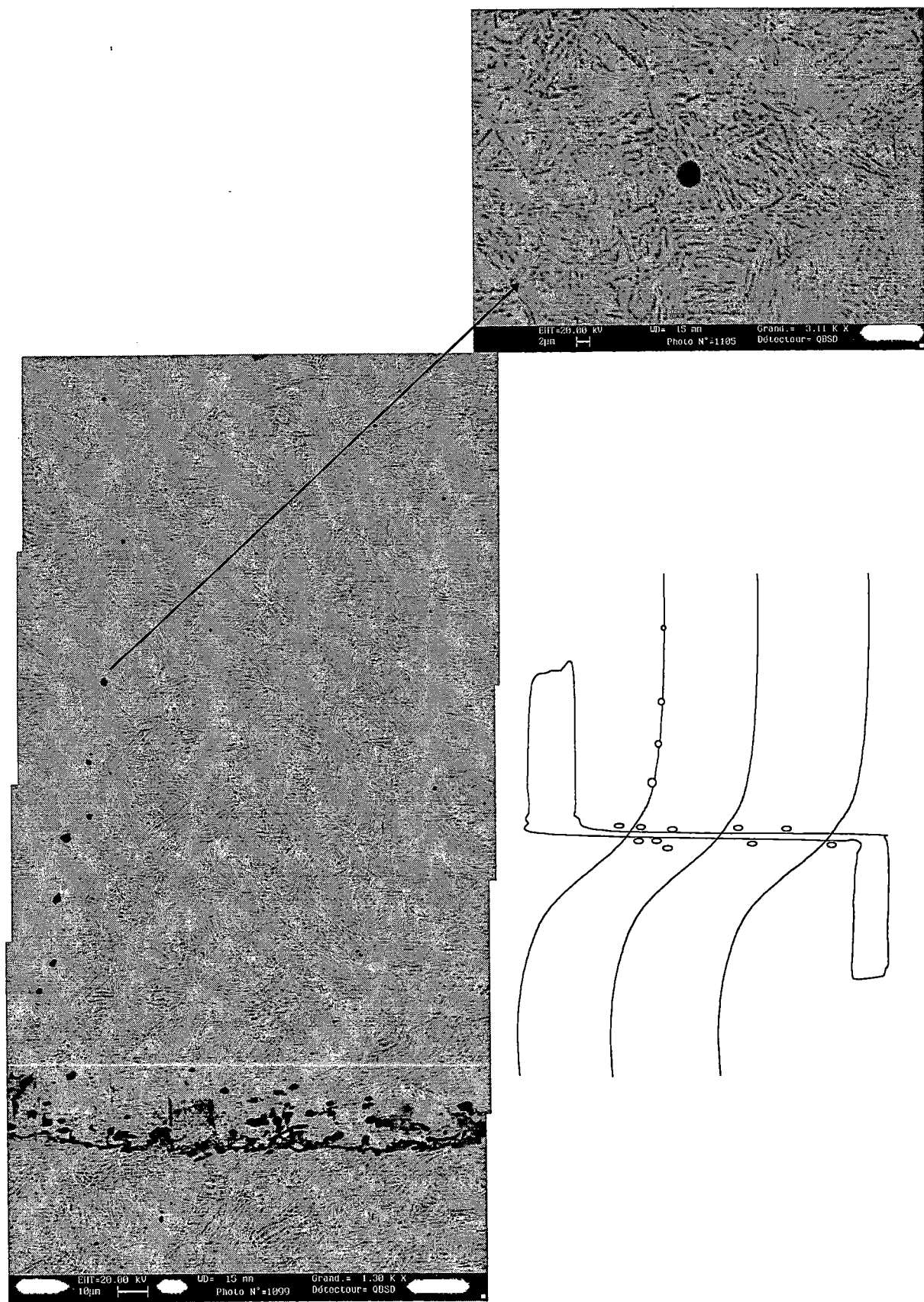


Figure.III-37 Zone de cisaillement entre deux fissures, formation de microcavités dans les bandes microségrégées, observé dans l’acier Mars 190.

Dans nos deux matériaux, la rupture est du type ductile. La rupture finale a lieu par amorçage, croissance et coalescence de microfissures. L'amorçage a lieu sur des particules dures, généralement fissurées, que l'on retrouve au fond des cupules. La coalescence se fait par localisation de la déformation plastique, menant à un fort cisaillement des ponts de liaison entre les microfissures. Enfin, la coalescence est le résultat de la rupture par cisaillement de ces liaisons, provoquant alors l'ouverture des lèvres de la fissure macroscopique.

L'ensemble de ces observations, et notamment les figures.III-20 et III-21 où on observe à la fois l'amorçage par rupture fragile et la rupture par cisaillement, sont à la base du nouveau critère présenté au dernier chapitre, qui souhaite être un compromis sur le plan de la complexité et du rendu physique, entre les critères cumulatifs phénoménologiques et les critères microstatistiques.

Il est important de remarquer que dans nos matériaux, la rupture se produit par l'amorçage puis la croissance de microfissures et non pas tel que l'observe par exemple Zurek et autres, [III.35], sur le tantale, par amorçage et croissance de cavités sphériques, fig.III-38.

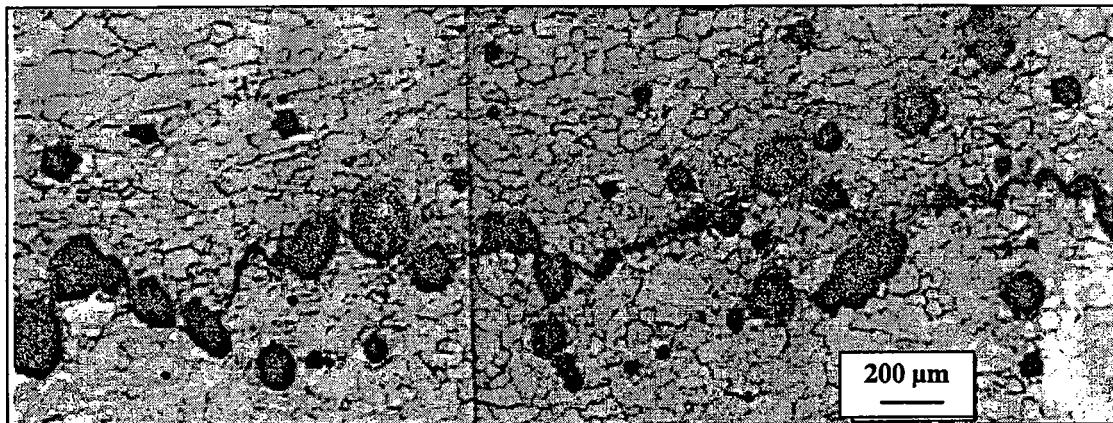


Figure.III-38 Formation de vide dans un tantale de pureté commerciale obtenu par écaillage, [III.35], $t_c = 1\mu s$, $\sigma_{appliquée} = 7 \text{ GPa}$.

IV.EFFETS DE LA TEMPERATURE INITIALE

Dans l'objectif de déterminer l'influence de la température initiale sur la contrainte d'écaillage, plusieurs auteurs, [III.36, III.37, III.38] ont réalisé des essais à différentes températures

comprises entre 77K et 1073K. Plusieurs matériaux ont été testés, des alliages d'aluminium, deux aciers, un cuivre, un alliage de titane, et un nickel. La configuration d'impact plaque sur plaque avec un temps de chargement de 1.3 μ s est utilisée. Bien que ces résultats soient tout à fait préliminaires, puisque les données concernent seulement quelques températures et un seul temps de chargement, ils fournissent une indication générale sur les mécanismes physiques qui gouvernent la rupture dynamique aux différentes températures. Une synthèse de ces résultats est présentée sur la figure.III-39, où la contrainte d'écaillage (IIS) en fonction de la température homologue est tracée pour huit matériaux. L'analyse fractographique est le moyen adéquat pour déterminer le type de rupture, mais l'allure de ces courbes peut donner une indication qualitative.

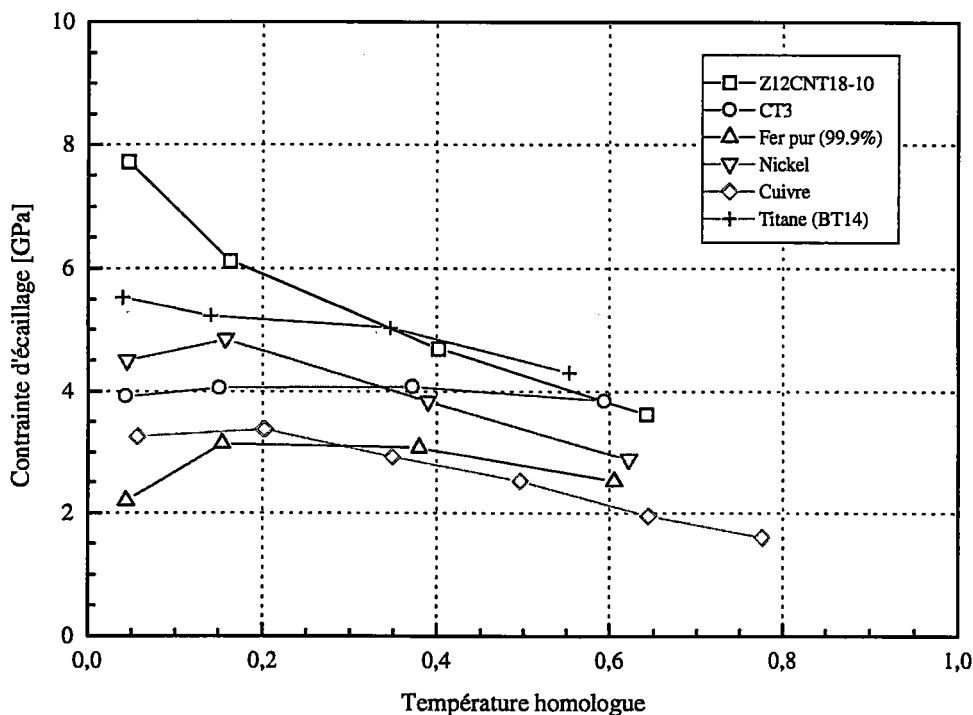


Figure.III-39 Contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue : synthèse des résultats obtenus par [III.36, III.37, III.38].

On observe trois comportements différents. Un premier où la plasticité domine toute la plage de température avec une sensibilité maximale pour l'acier 12X18H10T (Norme Russe, équivalent Français Z12CNT18-10). Une transition d'un mode mixte fragile-ductile à un mode purement ductile peut s'observer sur le cuivre. Il faut cependant rester très prudent sur ce cas, car les données expérimentales sont trop peu nombreuses. Les alliages d'aluminium ne

présentent pas une telle transition. L’acier CT3 (Norme Russe), et de façon plus surprenante le cuivre et le nickel présente une transition au voisinage de la température ambiante avec une domination des mécanismes fragiles aux basses températures et des mécanismes ductiles aux plus hautes températures. Une courbe typique est présentée sur la figure.III-40.

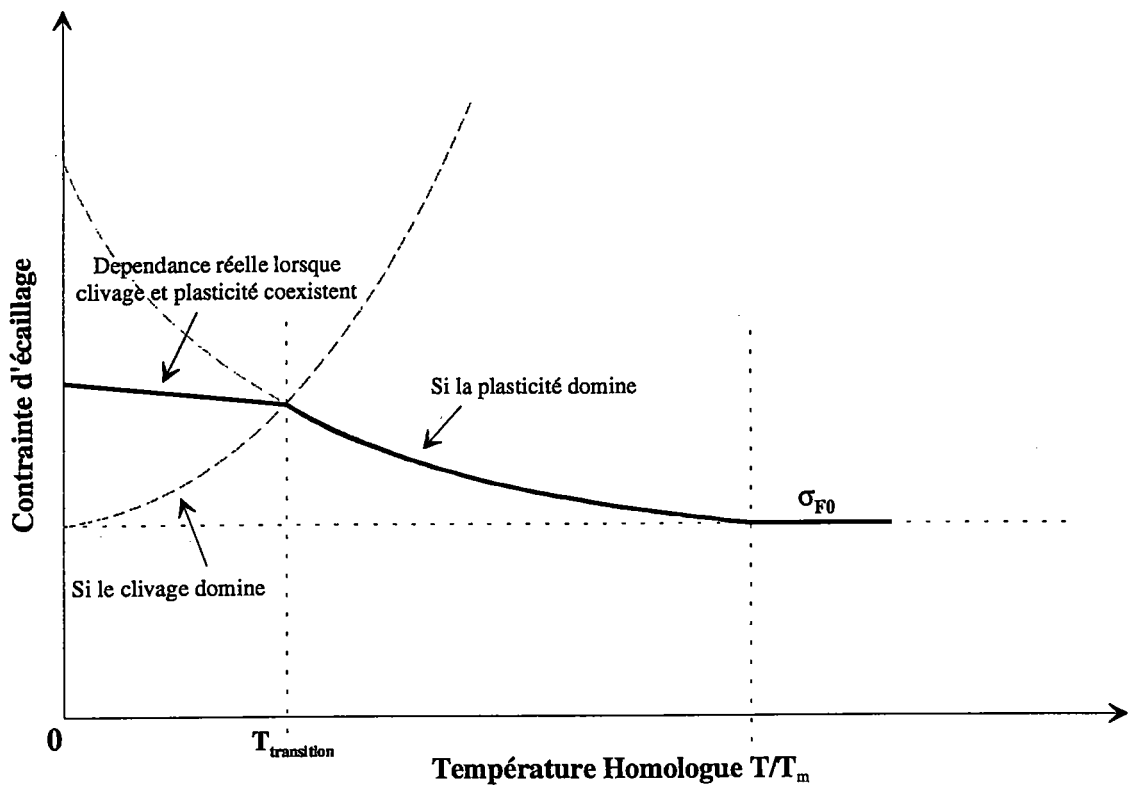


Figure.III-40 Courbe donnant la contrainte d’écaillage en fonction de la température homologue.

Il est intéressant de noter que le cuivre et le nickel semblent avoir un comportement similaire à l’acier CT3, alors que ce sont tous les deux des matériaux CFC ductile. Ceci peut s’expliquer partiellement par l’augmentation de température due aux fortes vitesses de déformation et à la localisation de la déformation. L’élévation de température due à l’échauffement adiabatique peut se calculer par simulation numérique à partir de la relation suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\beta \sigma \dot{\epsilon}^p}{\rho C_p} - \frac{\alpha E}{\rho C_p (1 - 2\nu)} T_0 \dot{\epsilon}_{kk}^e \tag{III.13}$$

Le premier terme représente l’échauffement adiabatique dû à la déformation plastique irréversible, et le second terme représente les variations de température dues aux effets

thermoélastiques réversibles. Ce second terme est souvent négligeable devant le premier. Pour un impact à 250 m.s^{-1} sur l’alliage d’aluminium 7020-T6, on trouve $\Delta t = 30\text{K}$, [III.39]. Une augmentation maximale d’environ 30K pour un aluminium et 20K pour un cuivre, à une vitesse de déformation de $3.3\cdot 10^4\text{ s}^{-1}$ pour une déformation de 0.1 a été trouvée par Hashmi et Haque ,[III.40]. Localement l’élévation de température est beaucoup plus élevée.

Finalement, la dépendance de la contrainte d’écaillage à la température initiale est faible jusqu’au voisinage de la température de fusion. A son voisinage, la contrainte chute brutalement, fig.III-41,43,44. Cependant les aciers austénitiques semblent être une exception à cette règle, fig.III-42. Des essais réalisés à quatre températures, 77K, 140K, 180K et 300K, montrent une chute brutale de la contrainte d’écaillage dans l’intervalle 140-180K. Ces aciers sont le sujet d’une transformation de phase austénite-martensite provoquée exclusivement par l’onde de détente, aux basses températures, [III.34]. Normalement les contraintes locales sont relaxées par la formation de microfissures, mais dans ce cas c’est la transformation de phase qui joue ce rôle, diminuant ainsi la masse volumique du matériau. Il faut donc une contrainte macroscopique appliquée plus élevée pour obtenir l’écaillage du matériau.

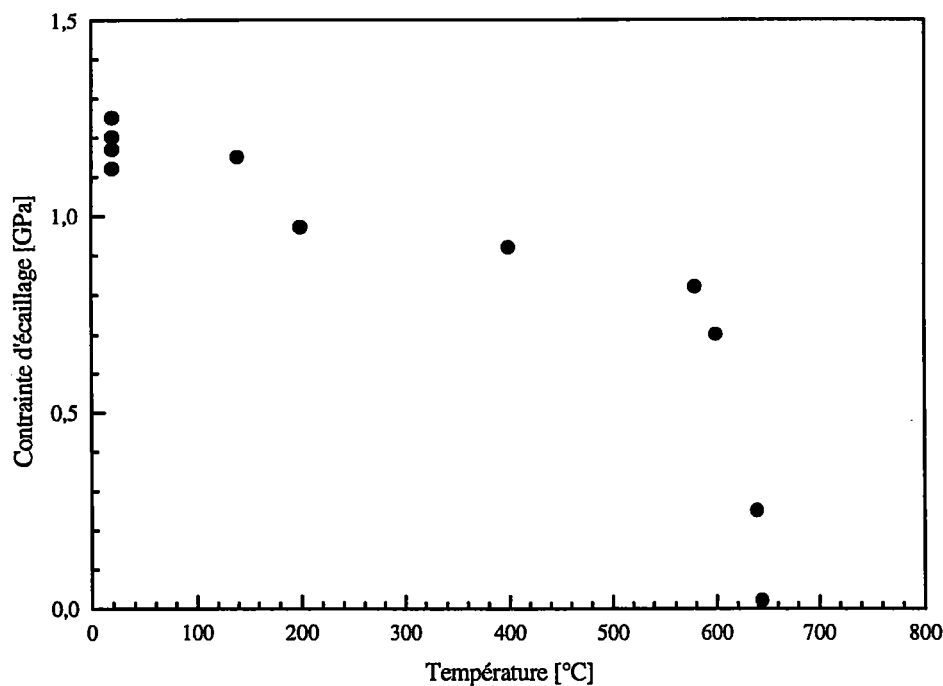


Figure.III-41 Evolution de la contrainte d’écaillage en fonction de la température initiale pour un alliage d’aluminium AD1 (Norme Russe, équivalent Français Al 1145), [III.41]

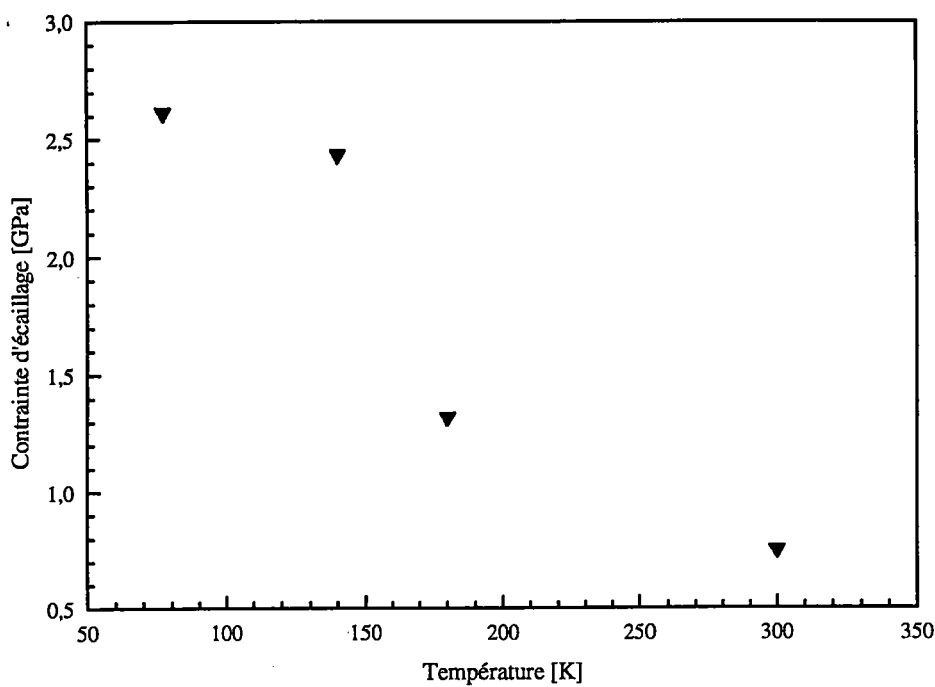


Figure.III-42 Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un acier austénitique, [III.34]

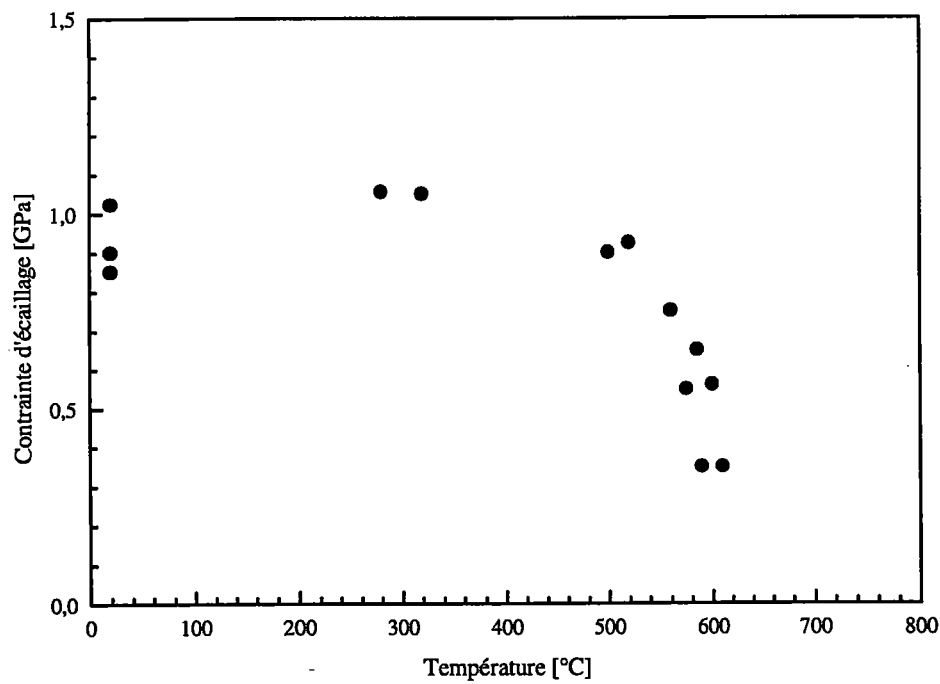


Figure.III-43 Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un magnésium Mg95, [III.41]

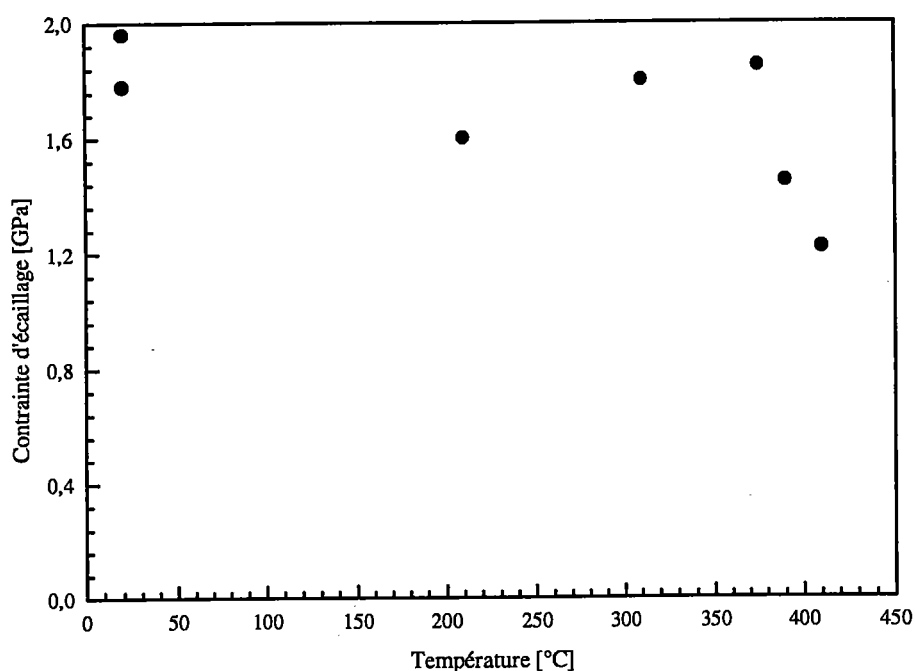


Figure.III-44 Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour un zinc monocristallin, [III.42]

V. CRITERES PROPOSES

L'observation micro et méso des faciès de rupture a été le fil conducteur de nos travaux sur la formulation d'un critère de rupture sous sollicitation dynamique appliqué à l'écaillage. Le point de départ étant le critère proposé par Klepaczko, [III.1], nous avons cherché à traduire les effets de la température initiale sur le calcul de la contrainte seuil. Puis, en constatant que le processus cumulatif de rupture fait toujours intervenir une part de mécanismes fragiles et une part de mécanismes ductiles, nous proposons une formulation généralisée du critère, basée sur la contribution de ces deux mécanismes. Toujours sur ce principe de contribution, mais à partir d'une approche mésoscopique, un critère complètement original est finalement proposé et fera l'objet du dernier chapitre.

Klepaczko a observé pour trois cas de chargement dynamique différents, que la contrainte de rupture augmente lorsque le temps de chargement diminue. Il a proposé un critère cumulatif basé sur la théorie de l'activation thermique et la statistique de Boltzmann, pour les temps de

chargement courts. Ce critère macroscopique tient compte globalement de tous les processus physiques menant à la rupture par l'intermédiaire de l'énergie d'activation. Les observations de sections de matériau écaillés, révèlent pratiquement toujours quatre zones caractéristiques :

- a- zone non affectée (pas de déformation plastique, pas d'amorçage de microfissures),
- b- zone d'amorçage (présence de microfissures perpendiculaires à la direction de chargement obtenues par rupture fragile),
- c- zone déformée (déformation plastique, absence d'endommagement),
- d- zone cisailée (localisation de la déformation plastique, formation de bandes de cisaillement ou de bandes de transformation, rupture des segments de liaison).

La figure.III-45 illustre sur l'acier Mars 190 la présence de ces quatre zones. On constate que la rupture finale est toujours le résultat d'une contribution des deux mécanismes de rupture fragile et ductile. Cette contribution évolue avec le matériau et la température. Afin de prendre

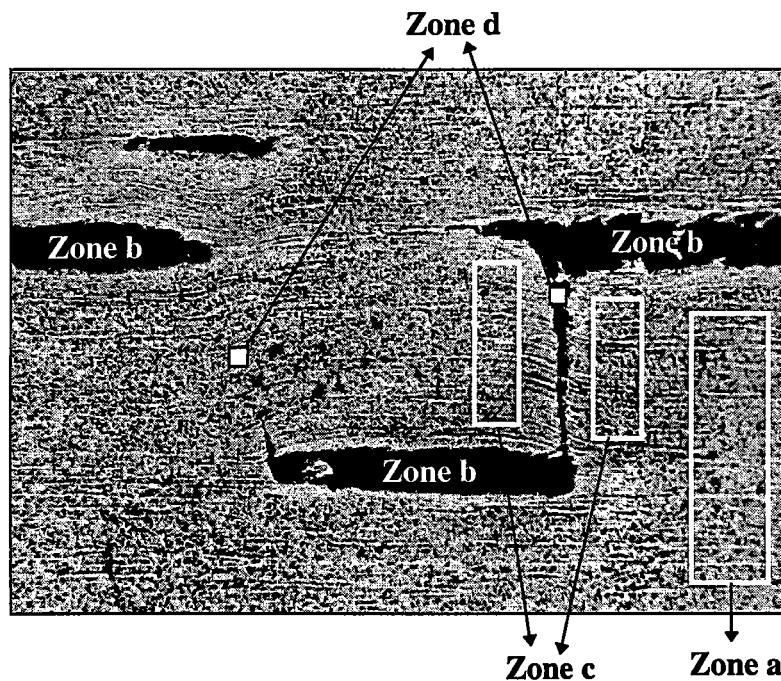


Figure.III-45 Description des quatres zones a, b, c, d, dans un acier Mars 190.

en considération les effets de la température initiale sur la contrainte, deux modifications du critère de Klepaczko sont apportées, l'une faisant intervenir la dépendance à la température des modules élastiques, l'autre repose sur une nouvelle formulation de l'énergie d'activation. La

combinaison du premier critère (formulation de base) avec l'un des deux critères tenant compte de la température, permet d'obtenir une formulation généralisée à pratiquement tout le domaine de température. Des observations plus approfondies et plus systématiques nous ont conduit à proposer un nouveau critère basé sur l'existence des zones b et d.

V.1 Formulation de base

Klepaczko a formulé un critère simple avec peu de paramètres à ajuster, tout en tenant compte du caractère cumulatif de la rupture par écaillage. D'une manière générale, le temps nécessaire à la rupture est une fonction décroissante de la contrainte appliquée. En s'inspirant des bases de la statistique de Boltzmann, et à partir de l'hypothèse que l'une au moins des trois étapes caractéristiques de la rupture par écaillage est activée thermiquement, le critère de Klepaczko s'écrit sous sa forme généralisée :

$$t_{c_0} = \int_0^{t_c} \left(\frac{\sigma_F(t)}{\sigma_{F_0}} \right)^{\alpha(T)} dt \quad t_c \leq t_{c_0} \quad \text{et} \quad \sigma_F \geq \sigma_{F_0} \quad (\text{III.14})$$

avec $\alpha(T) = \Delta G_0 / kT$. Lorsque l'intégrale (III.14) prend la valeur t_{c_0} , il y a rupture du matériau. A température constante, σ_{F_0} , t_{c_0} et α sont trois constantes du matériau. Si le processus n'est pas isotherme, l'exposant α dépend de la température et du temps $\alpha(T, t) = \Delta G_0 / kT(t)$. Dans le cas particulier d'une onde de chargement rectangulaire, d'amplitude σ_F et de durée t_c , le critère prend la forme simple suivante :

$$\sigma_F = \sigma_{F_0} \left(\frac{t_{c_0}}{t_c} \right)^{1/\alpha} = \sigma_{F_0} \left(\frac{t_{c_0}}{t_c} \right)^{\frac{kT}{\Delta G_0}} \quad (\text{III.15})$$

Les figures III-46 et III-47 représentent respectivement le rapport des contraintes d'écaillage, σ_F / σ_{F_0} , en fonction du temps normalisé, t_c / t_{c_0} , et le rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue, tracées à partir de la relation (III.15). La contrainte d'écaillage augmente avec la température. Le critère ainsi formulé traduit essentiellement le comportement fragile du matériau aux basses températures.

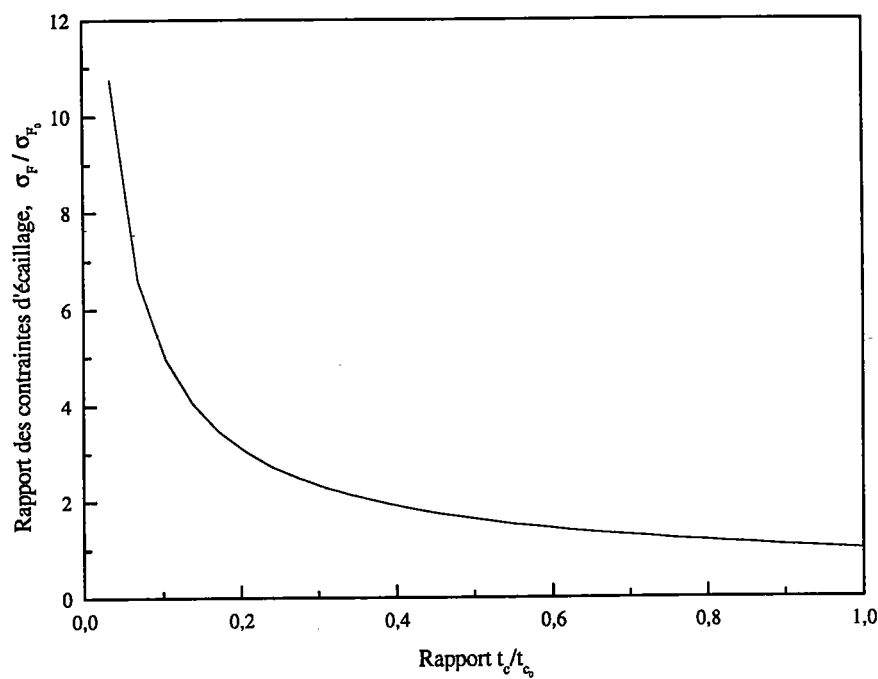


Figure.III-46 Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction du temps normalisé à partir de la relation (III.15), T=293K.

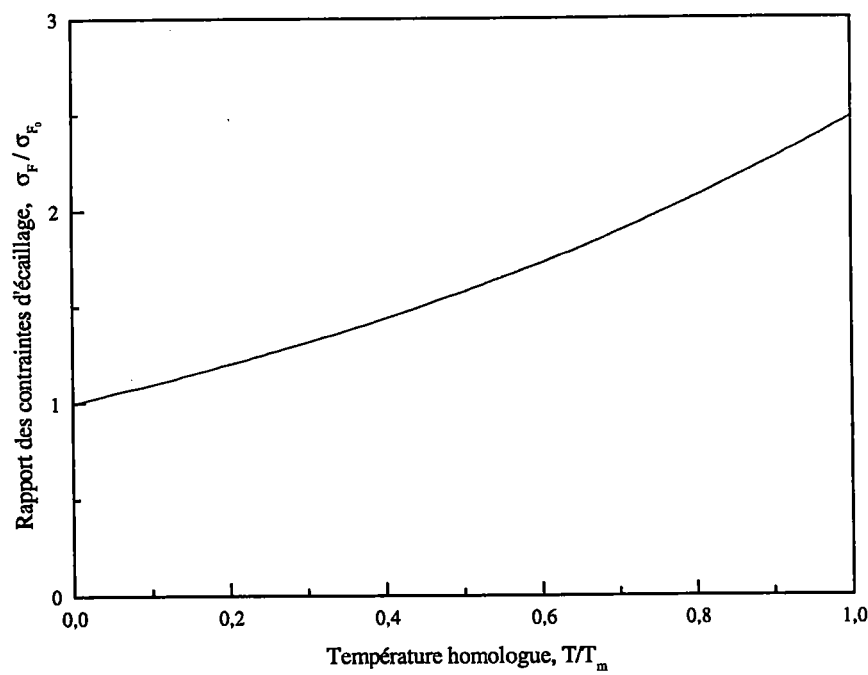


Figure.III-47 Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue T / T_m à partir de la relation (III.15).

Le comportement d'un matériau en fonction de la température, peut généralement être scindé en trois domaines : un premier domaine concernant les basses températures où la rupture fragile domine (la contrainte locale de rupture contrôle le processus), à partir d'une température de transition, un second domaine qui traduit une transition fragile-ductile, et enfin pour les températures plus élevées, un dernier domaine où la plasticité domine (la déformation plastique contrôle le processus). La prise en compte des mécanismes plastiques par le biais des effets de la température semble donc importante.

V.2 Effet de la température initiale

1) Module élastique

Il est bien connu que les propriétés élastiques des métaux évoluent avec la température, et que le mouvement des dislocations est partiellement contrôlé par la rigidité du réseau. La dépendance des modules élastiques à la température est décrite par l'équation universelle, valable sur toute la plage de température, suivante :

$$\frac{E(T)}{E_0} = \frac{\mu(T)}{\mu_0} = 1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right] \quad (\text{III.16})$$

où E_0 et μ_0 sont respectivement le module d'Young et le module de cisaillement à 0K, T/T_m est la température homologuée et θ^* est une constante caractéristique du matériau. Inspiré de cela, la prise en compte des effets de la température peut se faire par l'intermédiaire de la dépendance de la contrainte σ_{F_0} vis à vis de la température. La rigidité du réseau atomique s'affaiblit lorsque la température augmente. Nous avons adopté l'expression empirique suivante pour décrire l'évolution de la contrainte seuil σ_{F_0} en fonction de la température :

$$\sigma_{F_0} = \sigma_{F_0}^0 \frac{E(T)}{E_0} \quad (\text{III.17})$$

$$\text{soit : } \sigma_{F_0} = \sigma_{F_0}^0 \left[1 - \frac{T}{T_m} \exp \left(\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right) \right] \quad (\text{III.18})$$

où $\sigma_{F_0}^0$ représente la contrainte seuil σ_{F_0} à 0K. Le critère ainsi modifié s'écrit :

$$t_{c_0} = \int_0^{t_c} \left\{ \frac{\sigma_F(T, t)}{\sigma_{F_0}^0 \left[1 - \frac{T(t)}{T_m} \exp \left(\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right) \right]} \right\}^{\frac{\Delta G_0}{kT(t)}} dt \quad (\text{III.19})$$

Dans le cas d'une onde de chargement rectangulaire, la contrainte d'écaillage diminue lorsque la température augmente, fig.III-48.

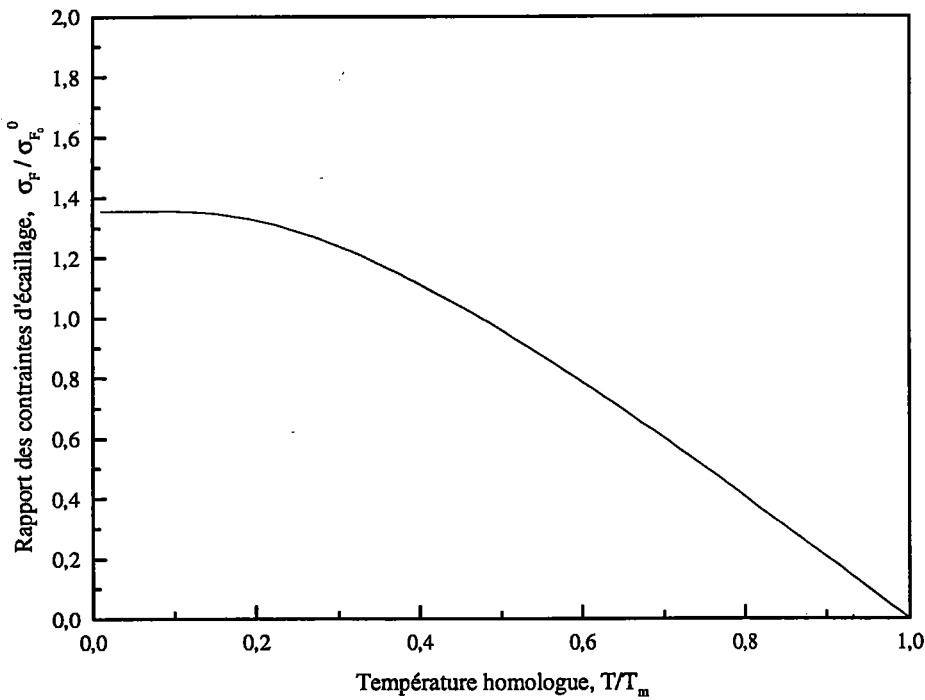


Figure.III-48 Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue T/T_m à partir de la relation (III.19), $t_c = 1.3 \mu s$.

2) Energie d'activation

En s'inspirant des nombreuses observations où l'on constate que la micro-plasticité domine, on prend en compte les effets de la température par le biais d'une nouvelle formulation de

l'énergie d'activation ΔG , inspirée des lois de la plasticité dynamique. La fréquence de formation des microdéfauts, $\dot{N}$, est à la fois due à l'amplitude de contrainte appliquée, (III.21), et aux effets de la contrainte sur l'énergie d'activation de séparation du matériau, (III.22) :

$$\dot{N} = \dot{N}'_0(\Delta\sigma) \dot{N}^*_0[\Delta G(\Delta\sigma)] \quad (\text{III.20})$$

$$\text{avec} \quad \dot{N}'_0 = \dot{N}_0 \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^\beta \quad (\text{III.21})$$

$$\text{et} \quad \dot{N}^*_0 = \exp\left(-\frac{\Delta G(\Delta\sigma)}{kT}\right) \quad \text{avec} \quad \Delta G = \Delta G^0 \left(1 - \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^p \right)^q \quad (\text{III.22})$$

Dans ces relations : $\begin{cases} \Delta\sigma = \sigma_F - \sigma_{F_0} \\ \Delta\sigma^0 = \sigma_F^0 - \sigma_{F_0}^0 \end{cases}$, où σ_{F_0} , $\sigma_{F_0}^0$, σ_F^0 , β , ΔG^0 , p, q sont des constantes du matériau.

On suppose toujours que la rupture est le résultat d'un processus cumulatif. Lorsque la condition (III.23) est satisfaite, la rupture est complète :

$$\int_0^{t_c} \dot{N} dt = N_c \quad (\text{III.23})$$

En posant : $N_c / \dot{N}_0 = t_c^0$, on obtient l'expression générale suivante :

$$\int_0^{t_c} \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^\beta \exp\left\{-\frac{\Delta G^0}{kT} \left(1 - \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^p \right)^q\right\} dt = t_c^0 \quad (\text{III.24})$$

Toujours le cas d'un chargement rectangulaire, on obtient l'expression simplifiée suivante :

$$\frac{t_c^0}{t_c} = \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^\beta \exp\left\{-\frac{\Delta G^0}{kT} \left(1 - \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma^0} \right)^p \right)^q\right\} \quad (\text{III.25})$$

De cette dernière équation, il est impossible d'exprimer la contrainte en fonction de la température ou du temps de chargement mais on peut à l'inverse exprimer de façon explicite le temps de chargement t_c et la température T , en fonction de la contrainte σ_F :

$$t_c = \frac{t_c^0}{\left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^\beta \exp \left\{ -\frac{\Delta G^0}{kT} \left(1 - \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^p \right)^q \right\}} \quad (\text{III.26})$$

$$T = \frac{\Delta G^0}{k} \frac{\left(1 - \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^p \right)^q}{\ln \left(\frac{t_c}{t_c^0} \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^\beta \right)} \quad (\text{III.27})$$

Ce second critère est destiné aux temps de chargement relativement long et/ou pour les hautes températures. Les figures III-49 et III-50 donnent respectivement l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement et de la contrainte d'écaillage en fonction de la température, à partir des deux équations précédentes, (III.26) et (III.27).

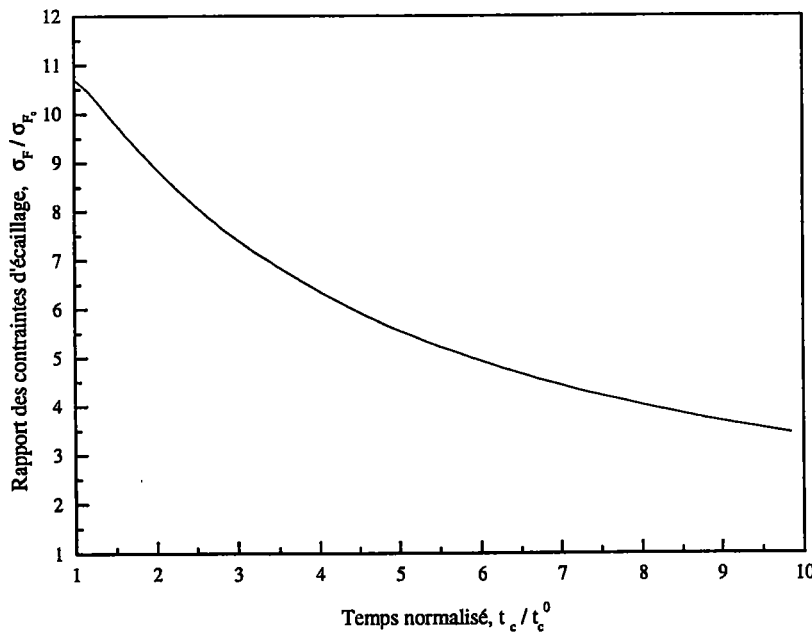


Figure.III-49 Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction du temps normalisé à partir de l'équation (III.26), $T=293K$.

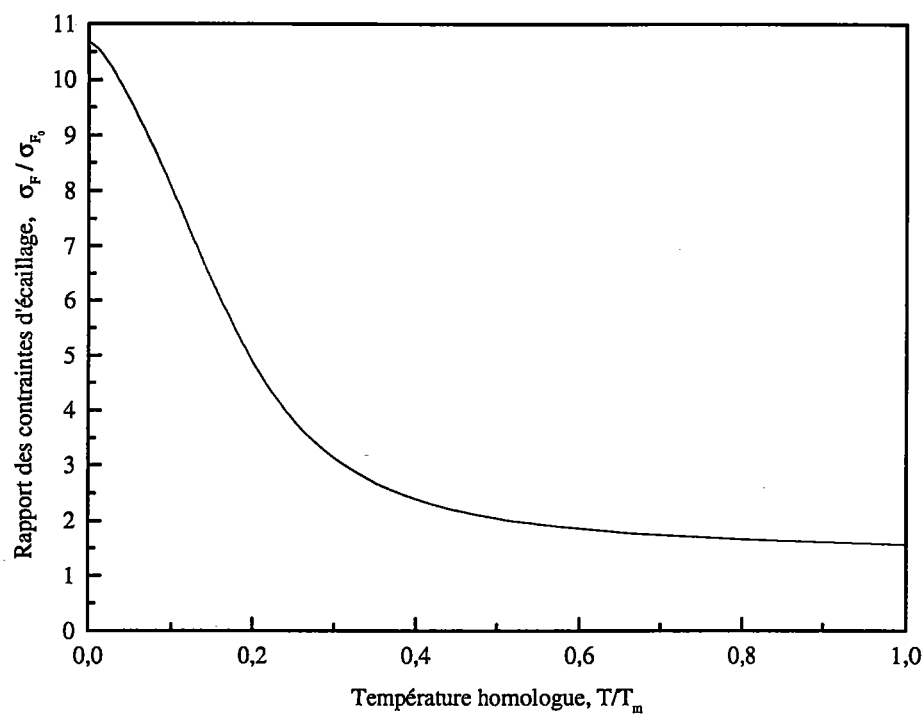


Figure.III-50 Courbe donnant l'évolution du rapport des contraintes d'écaillage en fonction de la température homologue à partir de l'équation (III.27), $t_c = 1.3 \mu s$.

Le tableau.III-20 résume les trois critères proposés et donne les constantes à déterminer pour chacun d'entre eux.

Les différentes constantes de chacun des critères 1, 2 et 3, sont déterminées pour les deux matériaux étudiés, (Aluminium 7020-T6, Acier Mars 190), à partir des résultats expérimentaux donnant la contrainte appliquée en fonction du temps de chargement, obtenus à température ambiante. On utilise la méthode des moindres carrés pour ajuster les courbes sur les points expérimentaux. Les tableaux III-21 et III-22 résument les valeurs des constantes. Les figures III-51 et III-52 donnent l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement pour nos deux matériaux.

Tableau.III-20 Résumé des critères proposés

CRITERE	FORMULATION	CONSTANTES
1	$\sigma_F = \sigma_{F0} \left(\frac{t_{c0}}{t_c} \right)^{kT/\Delta G_0}$	$\sigma_{F_0}, t_{c_0}, \Delta G_0$
2	$\sigma_F = \sigma_{F_0}^0 \left[1 - \frac{T}{T_m} \exp \left(\theta^* \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right) \right] \left(\frac{t_{c_0}}{t_c} \right)^{1/\alpha}$	$\sigma_{F_0}^0, T_m, \theta^*, t_{c_0}, \Delta G_0$
3	$t_c = \frac{t_c^0}{\left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^\beta \exp \left\{ -\frac{\Delta G^0}{kT} \left(1 - \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma^0} \right)^p \right)^q \right\}}$ $T = \frac{\Delta G^0}{k} \frac{\left(1 - \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma_0} \right)^p \right)^q}{\ln \left(\frac{t_c}{t_c^0} \left(\frac{\sigma_F - \sigma_{F_0}}{\Delta \sigma_0} \right)^\beta \right)}$	$\sigma_{F_0}, t_c^0, \Delta \sigma^0, \beta, p, q, \Delta G^0$

Tableau.III-21 Résumé des constantes des trois critères pour l'alliage d'aluminium 7020-T6.

CRITERE 1	σ_{F_0} (GPa)	t_{c_0} (μs)	α	ΔG_0 (eV)			
	1.073	2.00	1.417	0.0357			
CRITERE 2	$\sigma_{F_0}^0$ (GPa)	t_{c_0} (μs)	α	ΔG_0 (eV)	T_m (K)	θ^*	
	1.212	2.00	1.417	0.0357	877	0.536	
CRITERE 3	σ_{F_0} (GPa)	t_c^0 (μs)	$\Delta \sigma^0$ (GPa)	β	p	q	ΔG_0 (eV)
	0.517	0.1	5	0.74	1.42	0.70	0.0356

Tableau.III-22 Résumé des constantes des trois critères pour l’acier Mars 190.

CRITERE 1	σ_{F_0} (GPa)	t_{c_0} (μs)	α	ΔG_0 (eV)			
	4.725	2.00	2.17	0.0548			
CRITERE 2	$\sigma_{F_0}^0$ (GPa)	t_{c_0} (μs)	α	ΔG_0 (eV)	T_m (K)	θ^*	
	5.197	2	2.17	0.0548	1100	0.39	
CRITERE 3	σ_{F_0} (GPa)	t_c^0 (μs)	$\Delta\sigma^0$ (GPa)	β	p	q	ΔG_0 (eV)
	1.26	0.21	6.4	0.94	2.89	0.35	0.045

A partir de l’identification des constantes des critères, on peut tracer pour un temps de chargement donné (on choisit ici 1.3 μs), la contrainte d’écaillage en fonction de la température, fig.III-53 et fig.III-54.

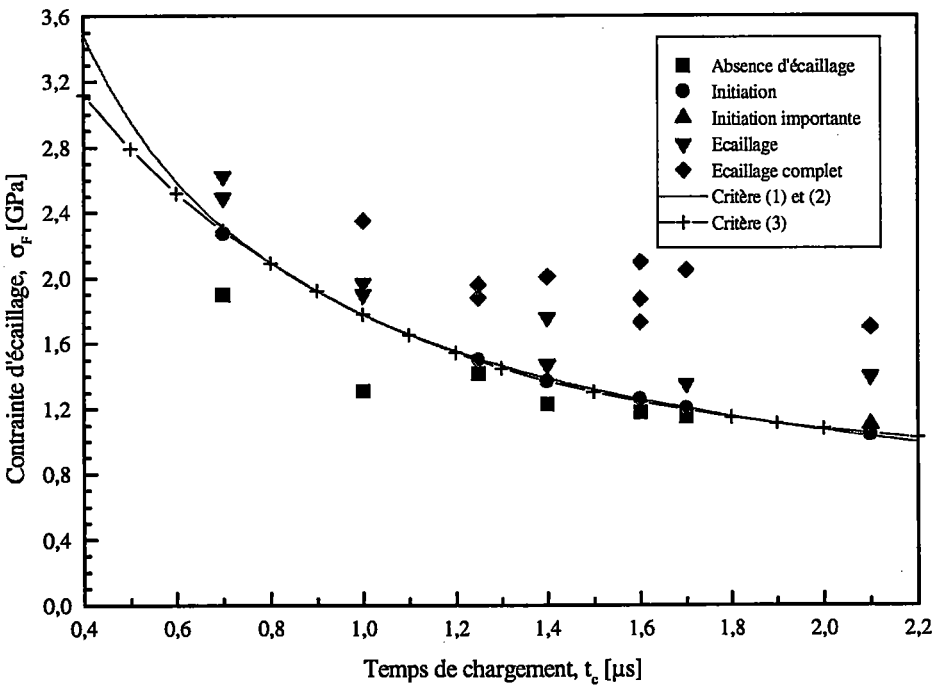


Figure.III-51 Evolution de la contrainte d’écaillage en fonction du temps de chargement pour l’alliage d’aluminium 7020-T6, critères 1, 2 et 3.

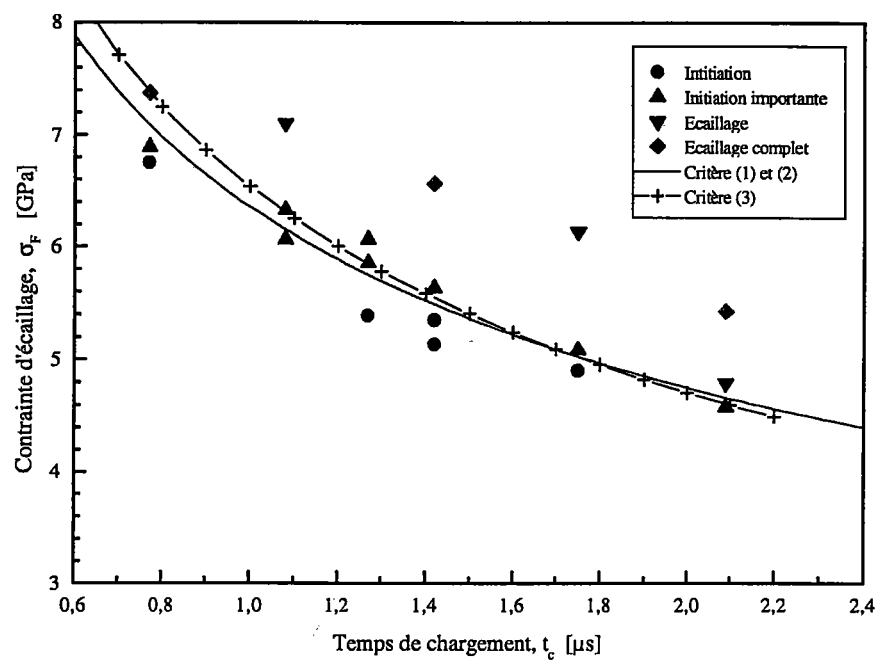


Figure.III-52 Evolution de la contrainte d’écaillage en fonction du temps de chargement pour l’acier Mars 190, critères 1, 2, et 3.

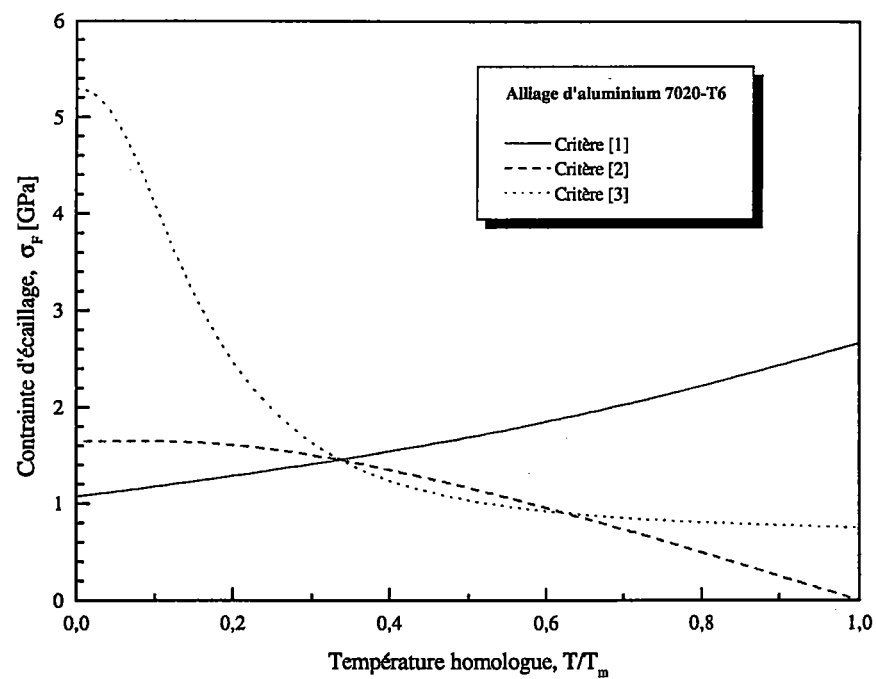


Figure.III-53 Evolution de la contrainte d’écaillage en fonction de la température pour l’alliage d’aluminium 7020-T6, critères 1, 2, et 3 : $t_c = 1.3\mu$ s.

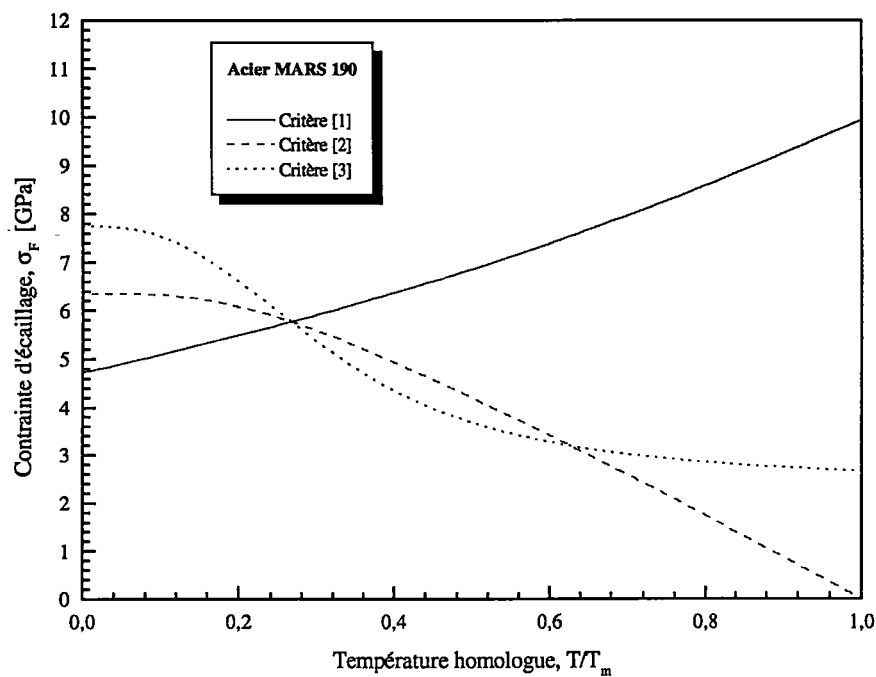


Figure.III-54 Evolution de la contrainte d’écaillage en fonction de la température pour l’acier Mars 190, critères 1, 2, et 3 : $t_c = 1.3\mu s$.

Dans la réalité, la rupture est due à l’association des deux mécanismes de ruptures, fragile et ductile. La contribution de ces deux mécanismes varie avec la température et le temps de chargement. L’association de deux critères, l’un pour les mécanismes fragiles, l’autre pour les mécanismes ductiles, doit permettre d’obtenir une formulation généralisée du critère capable de couvrir l’ensemble du domaine de température.

3) Formulation généralisée

Dans la suite on retiendra la formulation (1) et (3) du critère. Le critère (2) a été implanté dans le code de calcul Abaqus, [III.39], et les résultats de ces simulations numériques serviront de moyen de comparaison. Le critère (1) permet de rendre compte de la rupture à dominante fragile, aux basses températures, alors que le critère (3) permet de rendre compte de la rupture ou la plasticité domine, aux températures plus élevées. A partir d’une relation de probabilité, on calcule la contrainte σ_F , en fonction de la contrainte de rupture fragile, σ_F^{fr} , et de la contrainte de rupture plastique, σ_F^{pl} .

$$\sigma_F = (1 - P_{pl}(T)) \sigma_F^{fr} + P_{pl}(T) \sigma_F^{pl} \quad (III.28)$$

où $P_{pl}(T)$ désigne la probabilité plastique, σ_F^{fr} correspond au critère (1) et σ_F^{pl} correspond au critère (3). Généralement, même à zéro Kelvin on note une faible contribution des mécanismes plastiques. On adopte une loi de probabilité normale, (III.29), où T^* est la température maximale pour laquelle le modèle est valide, et ω le paramètre de la loi normale. La figure.III-55, représente la probabilité plastique et son complémentaire (probabilité fragile), utilisés dans le domaine de température $[0, T^*]$.

$$P_{pl}(T) = \exp\left(-\frac{(T - T^*)^2}{\omega}\right) \quad (III.29)$$

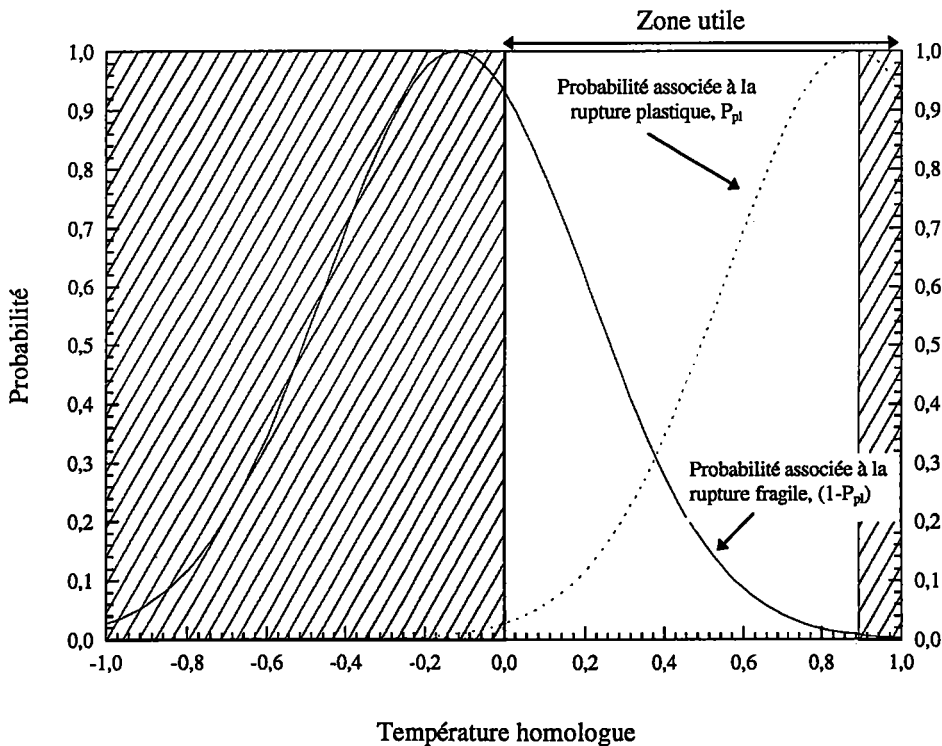


Figure.III-55 Lois de probabilité associées au mode de rupture fragile et plastique.

Dans le cas où on dispose des données expérimentales donnant la contrainte d'écaillage en fonction de la température, il est possible d'ajuster le critère, en jouant sur les paramètres de la

loi de probabilité, T^* et ω . Les figures III-56 à III-59 représentent les lois de probabilités et le critère final appliqués à nos matériaux.

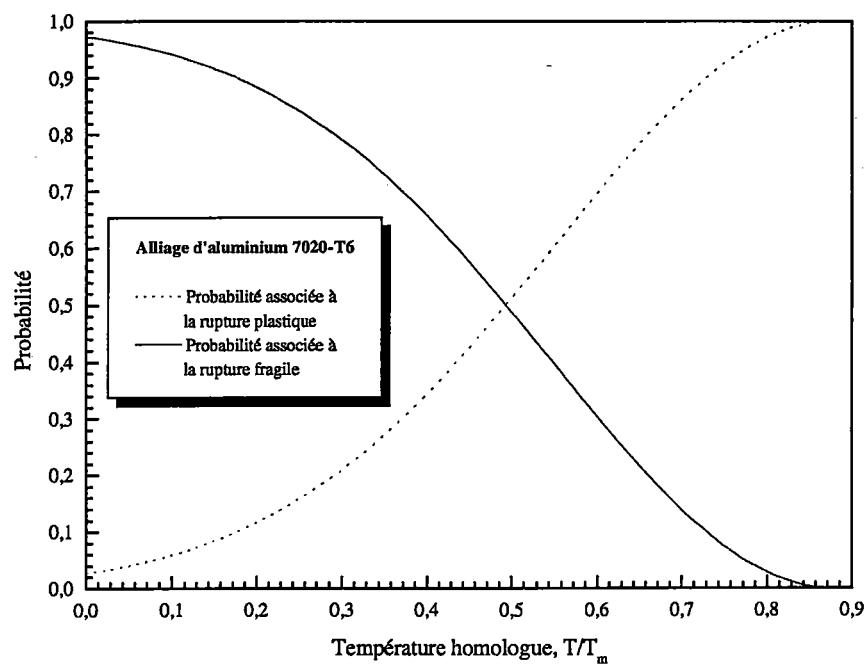


Figure.III-56 Lois de probabilité ajustées au matériau 7020-T6.

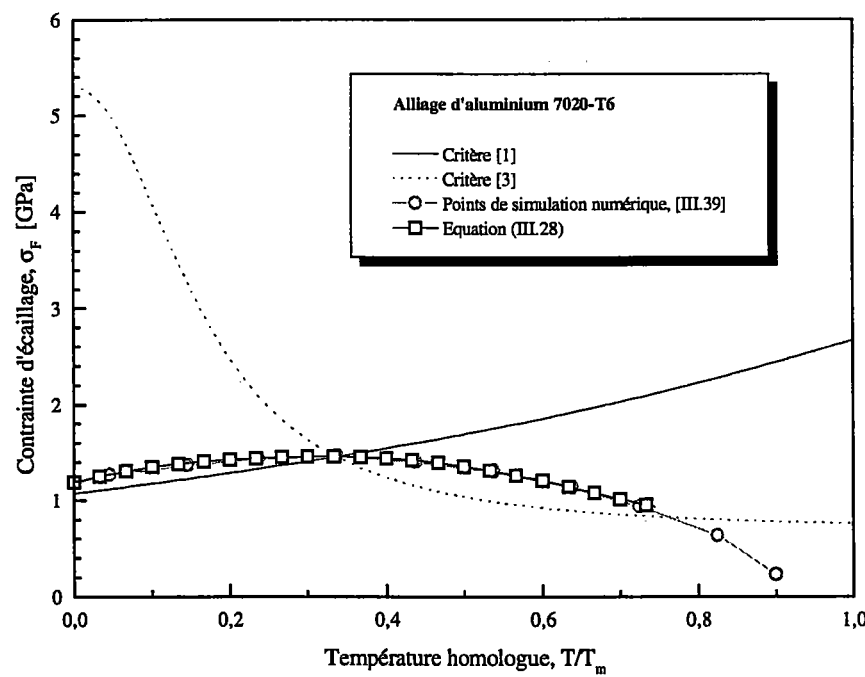


Figure.III-57 Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue pour l'alliage d'aluminium 7020-T6.

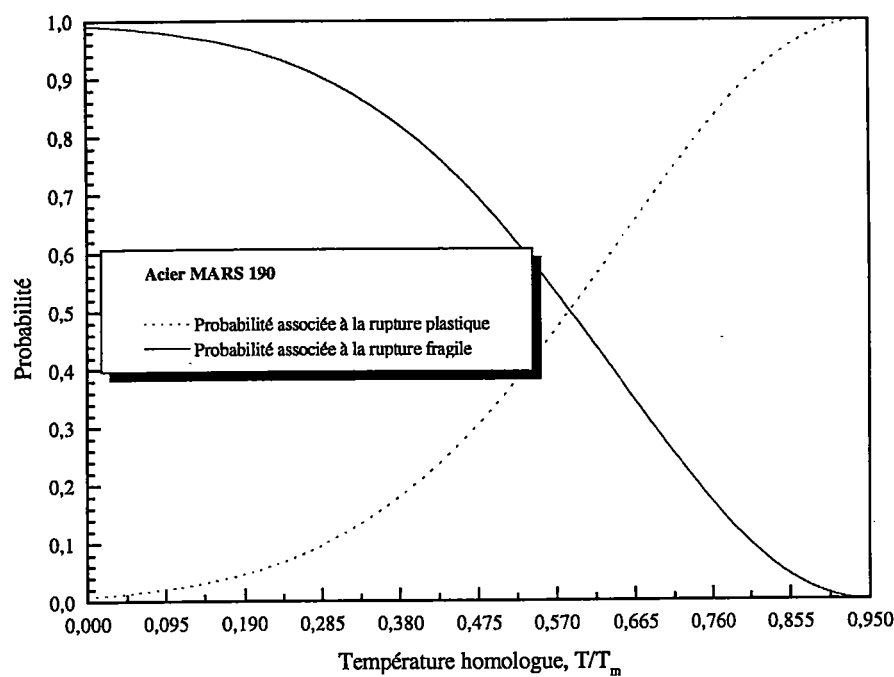


Figure.III-58 Lois de probabilité ajustées au matériau MARS 190.

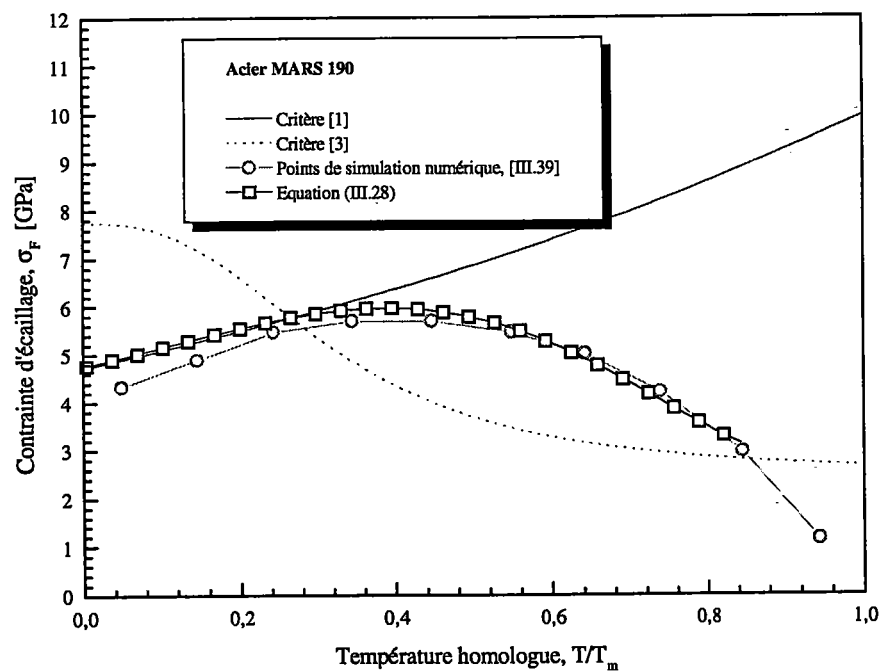


Figure.III-59 Evolution de la contrainte d'écaillage en fonction de la température homologue pour l'acier MARS 190.

La contribution plastique à 0K est de 2.72% pour l'alliage d'aluminium 7020-T6 et de 0.836% pour l'acier Mars 190. Elle atteint les 100% pour une température de $0.87T_m$ pour l'aluminium 7020-T6, et $0.95T_m$ pour l'acier Mars 190. Le pourcentage de contribution plastique doit être déterminé pour différentes températures à partir d'observations au microscope optique des faciès de rupture. Cette opération reste cependant délicate vu la difficulté à prélever un faciès de rupture dans une cible écaillée. L'acquisition prévue d'un profilomètre laser sans contact devrait cependant permettre d'obtenir par analyse d'image de très intéressantes informations à ce sujet.

On remarquera que le critère (3) tend vers une valeur finie non nulle lorsque la température approche la température de fusion. Pour cette raison le modèle généralisé trouve son domaine de validité dans la plage $[0, \approx 0.8T_m = T^*]$. Il ne permet pas de rendre compte du comportement du matériau à des températures plus proches de la température de fusion.

Ces critères reposent sur la physique des mécanismes mis en jeux, processus cumulatif, fragilité, plasticité, cisaillement, et effet de la température. La combinaison des critères (1) et (3) par la loi de probabilité P_{pl} , permet d'obtenir la plupart des courbes expérimentales donnant la contrainte de rupture en fonction de la température. La forme finale du critère comporte onze constantes à identifier, à partir des points expérimentaux (σ_F, t_c) et (σ_F, T) . Malheureusement, la pauvreté des résultats expérimentaux (contrainte d'écaillage - temps de chargement, et contrainte d'écaillage - température), ne permet pas une validation plus approfondie de ce critère généralisé.

VI. CONCLUSION

La tenue à l'écaillage de deux matériaux de microstructures et de caractéristiques mécaniques différentes a été étudiée tant sur le plan quantitatif, contrainte critique d'écaillage pour plusieurs temps de chargement, que sur le plan qualitatif, rôle joué par la microstructure et influence de la température initiale. Les processus bien connus d'amorçage, croissance et coalescence de microfissures ont été identifiés et décrits. L'ensemble des données expérimentales, notamment les nombreuses observations au microscope électronique à

balayage, ont servi de base à la validation et à l'extension à toute la plage de température du critère proposé par Klepaczko. L'ensemble des résultats permet de bien cerner les mécanismes physiques qui mènent à la rupture et l'influence des paramètres essentiels tels que la microstructure, l'histoire du chargement et la température initiale.

Nous avons cherché à déterminer, dans la mesure du possible, la contrainte qui correspond à l'initiation de l'endommagement dans le matériau. Cette contrainte augmente lorsque le temps de chargement diminue. Les trois constantes du critère proposé initialement par Klepaczko ont été déterminées pour nos deux matériaux et pour plusieurs autres matériaux afin d'avoir une base de comparaison.

Les deux matériaux présentent un faciès de rupture ductile. L'amorçage des microfissures se fait sur les particules de seconde phase ou les inclusions, par décohésion à l'interface avec la matrice ou par fissuration des particules. La croissance, puis la coalescence des microfissures est le résultat de la localisation de la déformation plastique entre les microfissures voisines provoquant l'apparition de très nombreuses bandes de cisaillement. La rupture de ces segments de liaisons forme la fissure macroscopique. La taille et la répartition des hétérogénéités jouent un rôle majeur. La température initiale semble avoir une influence relativement faible pour la plupart des matériaux, jusqu'à environ $0.8 T_m$, température à partir de laquelle la contrainte d'écaillage chute brutalement. Les matériaux qui présentent une transition de phase au cours du processus d'endommagement, ont un comportement transitoire où la contrainte d'écaillage chute rapidement avec la température.

En supposant la rupture dynamique comme un processus cumultif, activé thermiquement, nous avons proposé une formulation généralisée à l'ensemble du domaine de température du critère de Klepaczko.

Ces critères font intervenir moins de constantes que les modèles statistiques, tout en fournissant de bons résultats quand à la prévision de l'endommagement dynamique. Les concepts d'activation thermique du mécanisme de rupture, de porosité, et de délai sont également présents dans ce type de critère.

L'exploitation du critère sous sa forme généralisée dans un code de calcul aux éléments finis permet de décrire le processus de germination, croissance et coalescence de fissures. En effet, lorsqu'on implémente ce critère dans un code de calcul aux éléments finis (ABAQUS), avec la définition d'un maillage rectangulaire dans le cas des plaques cylindriques, pour chaque élément du maillage et pour chaque incrément de temps, on calcule la valeur de l'intégrale (III.14) et on la compare à une valeur de t_{c0} obtenu par l'expérience. Si il y a égalité, on fait disparaître l'élément, on annule les contraintes aux frontières et on procède à un nouveau calcul des contraintes. En faisant cela on crée un vide et on tient compte de la relaxation des contraintes dans le reste du matériau, due à la germination de cette cavité.

Ces résultats expérimentaux doivent être complétés de résultats donnant la contrainte d'écaillage pour les très faibles temps de chargement (impact laser), afin de pouvoir valider les critères proposés dans cette plage de temps. Le lanceur à gaz sera équipé d'un four, pour réaliser des essais d'impact plaque sur plaque, à différentes températures initiales, afin d'obtenir un plus grand nombre de points (σ_F , T).

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [III.1] J.R.Klepaczko, Dynamic Crack Initiation Some Experimental Methods and Modelling, Crack Dynamics in Metallic Materials, Ed. J.R.Klepaczko, Springer-Verlag, Vienna-New-York, 255, 1990.
- [III.2] M.Lacomme, A.Froger, J.P.Ansart, R.Dormeval, Endommagement sous choc de l'alliage d'aluminium AU4G, Journal de Physique, C3, **49**, 183, 1988.
- [III.3] R.Develay, Propriétés de l'aluminium et des alliages d'aluminium corroyés, Propriétés métallurgiques, Techniques de l'Ingénieur, traité de métallurgie, M438-1-7, M440-7-15, M1290-3-16.
- [III.4] J.Barralis, G.Maeder, Précis de métallurgie, éd. Nathan, 1995.
- [III.5] J.Gjonnes, Chr.J.Simensen, An electron microscope investigation of the microstructure in an aluminium-zinc-magnesium alloy, Acta. Metall., **18**, 881, 1970.
- [III.6] E.Kato, Y.Veda, Y.Arakawa, Morphological effects of precipitates on fracture mechanism of high purity Al-Zn-Mg alloys, Journal of Japon Institute of Light Metals, **38**, 4, 208, 1988.
- [III.7] D.Juul Jansen, N.Hansen, Flow stress anisotropy in aluminium, Acta Metall., **38**, 8, 1369, 1990.
- [III.8] R.Becker, J.F.Jr.Butler, H.Hu, L.A.Lalli, Analysis of an aluminum single crystal with unstable initial orientation (001)[110] in channel die compression, Metall. Trans., **22A**, 45, 1991.
- [III.9] N.Rademananjara, Relations entre tenacité et microstructure dans les alliages industriels AZ5GU, Thèse de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1987.
- [III.10] H.Suziki, M.Kanno, H.Saito, Differences in effects produced by Zr and Cr additions on recrystallization of hot-rolled Al-Zn-Mg-Cu alloys, Journal of Japon Institute of Lights metals, **36**, 1, 22, 1986.
- [III.11] G.M.Ludka, D.E.Laughlin, The effect of solute content on the slip behavior in 7xxx series aluminum alloys, Metall. Trans., **12A**, 2083, 1981.
- [III.12] N.Ryum, B.Haegland, T.Lindtveit, Brittleness and microstructure of some Al-Mg-Zn alloys, Z.Metallkde, **58**, 28, 1967.
- [III.13] J.R.Klepaczko, A practical stress-strain-strain rate-temperature constitutive relation of the power form, J. of Mech. Work. Tech., **15**, 143, 1987.

- [III.14] Yu.I.Mescheryakov, A.K.Divakov, Multiscale kinetics of microstructure and strain-rate dependence of materials, *Dymat Journal*, **1**, 4, 271, 1994.
- [III.15] B.Gailly, Etude du comportement dynamique et de la rupture de trois aciers a blindage, Thèse de l'Ecole des Mines de Paris, 1996.
- [III.16] N.Dahan, L.Chevalier, P.Lenevez, Calcul de l'endommagement de pièces axisymétriques forgées, Rapport de contrat N° 85-16062/ATS Tarbes, LMT Cachan, 1989.
- [III.17] Z.Rosenberg, G.Luttwak, Y.Yeshurun, Y.Parton, Spall studies of differently treated 2024 Al specimens, *J. Appl. Phys.*, **54**, 5, 1983.
- [III.18] N.A.Zlatin, G.S.Pugavhev, S.M.Mochalov, A.M.Bragov, Time dependence of Strength of Metals, *Izv.AN SSSR, FTT*, **17**, 2599, 1975.(en Russe)
- [III.19] J.R.Kreer, Dynamic fracture in 6061-T6 aluminum, Tech. Report AFWL-TR-70-180, Air Force Systems Command, 1971.
- [III.20] W.M.Isbell, Measurements of dynamic properties of materials, DASA-2501-3, Defense Support Agency, Washington. D.C., 1970.
- [III.21] B.M.Butcher, E.G.Young, A critical evaluation of 6061-T6 spall data, Sandia Laboratories Report, SC-DR-710173, 1971.
- [III.22](U) Minutes of the Fifth Technical Direction Meeting of the DASA Predix Program, KMS Industries, Inc., San diego, CA, 1969.
- [III.23] D.W.Blinco, D.V.Keller, Experiments on the mechanism of spall, *Dynamic Behavior of Materials*, 264, 1963.
- [III.24] L.J.Cohen, H.M.Berkowitz, Time-dependent fracture criteria for 6061-T6 aluminum under stress-wave loading in uniaxial strain, Douglas paper 10191, McDonnell Douglas Astronautics Co., Huntington Beach, CA, 1969.
- [III.25] C.Jajosky, M.A.Ferdman, Spall studies on 6061-T6 aluminum, AFWL-TR-69-101, Air Force Weapons Laboratory, Kirtland AFB, NM, 1969.
- [III.26] J.R.Penning, D.M.Young, J.H.Prindle, Negative equation of state and spall criteria, RTD-TDR-63-3039, Air Force Research and Technology Division, 1963.
- [III.27] T. Nicholas, S.J. Bless, High strain rate tension testing, 208, *Metals handbook*, Ninth edition, **8**, Mechanical testing.
- [III.28] W.Arnold, M.Held, A.J.Stilp, Spallation behavior of Armco iron, APS Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter, USA, 1989.

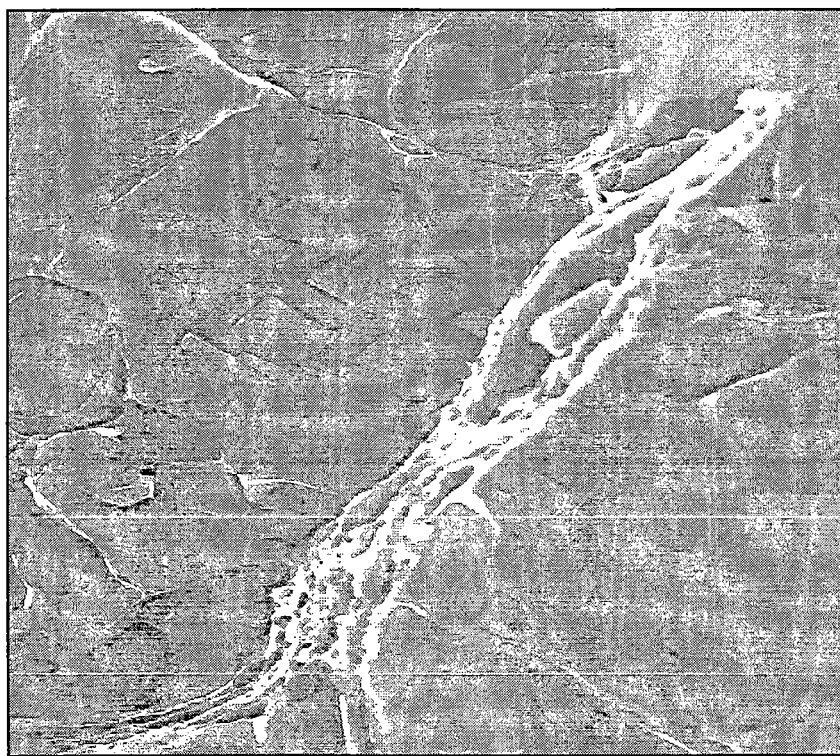
- [III.29] W.Arnold, Dynamisches Werkstoff-verhalten von Armco-Eisen bei Stosswellenbelastung, Thèse, VDI Verlag, 1991.
- [III.30] J.H.Smith, Three low-pressure spall thresholds in copper, Dynamic Behavior of Materials (American Society for Testing Materials, Philadelphia), 264, 1963.
- [III.31] S.Cochran, D.Banner, Spall studies in Uranium, J. Appl. Phys., **48**, 1977.
- [III.32] S.Christy, H.-r.Pak, M.A.Meyers, Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena, New-York, Eds. L.E.Murr, K.P.Staudhammer, M.A.Meyers, Dekker, 835, 1986.
- [III.33] G.I.Kanel, S.V.Rasonerov, V.E.Fortov, Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena, New-York, Eds. L.E.Murr, K.P.Staudhammer, M.A.Meyers, Dekker, 785, 1988.
- [III.34] A.N.Dremin, A.M.Molodets, A.I.Melkumov, A.V.Kolesnikov, On anomalous increase of austenite spall strength and martensitic transformation interdependance, Shock-wave and High-strain-rate phenomena in materials, Eds. M.A.Meyers, L.E.Murr, K.P.Staudhammer, Dekker, New-york, 751, 1992.
- [III.35] A.K.Zurek, W.R.Thissel, D.L.Tonks, R.Hixson, F.Addressio, Quantification of damage evolution for a micromechanical model of ductile fracture in spallation of tantalum, J.Phys.IV, France 7, 903, 1997.
- [III.36] W.K.Golubev, S.A.Movikov, Ju.S.Sobolev, N.A.Yukina, Effect of temperature and time of loading on spall strength and fracture of iron and steels St3 and 12H18N10T, Problems of strength, **6**, 28, 1985.(en Russe).
- [III.37] W.K.Golubev, S.A.Movikov, Ju.S.Sobolev, N.A.Yukina, On characteristics of spall failure of copper, nickel, titanium and iron in the temperature range -196°C...800°C, Problems of strength, **3**, 78, 1983. (en Russe).
- [III.38] W.K.Golubev, S.A.Movikov, Ju.S.Sobolev, N.A.Yukina, On characteristics of spall failure of aluminum and aluminum alloys D16, AMG6 in temperature range -196°C...600°C, Problems of strength, **2**, 53, 1983. (en Russe).
- [III.39] S.Hanim, Modélisation de l'écaillage d'un aluminium et d'un acier, effet de la température initiale, Thèse de l'Université de Metz, 1998.
- [III.40] S.J.Hashmi, M.M.Haque, High strain rate properties of an aluminum alloy and high purity copper at room temperature, Proceedings of the Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and its Effects, Beijing, Pergamon Press, 637, 1986.

[III.41] G.I.Kanel, S.V.Razorenov, A.Bogatch, A.V.Utkin, D.E.grady, Simulation of spall fracture of aluminum and magnesium over a wide range of load duration and temperature, Hyper velocity impact symposium, Freiburg, 1996.

[III.42] A.A.Bogach, Analysis of temperature influence on the dynamic fracture of metals, APS-Conference, U.S., 1997.

CHAPITRE IV

APPROCHE MESOSCOPIQUE



CHAPITRE IV APPROCHE MESOSCOPIQUE

I. INTRODUCTION	IV-1
II. FORMULATION D'UN MODELE BASE SUR UNE APPROCHE MESOSCOPIQUE	IV-2
II.1 Résultats des observations	IV-2
II.2 Modélisation	IV-9
1) Hypothèses	IV-9
2) Etape d'amorçage et de propagation	IV-10
3) Etape de croissance et coalescence	IV-12
4) Mise en équations	IV-17
5) Discussion	IV-26
III. CONCLUSION	IV-29
REFERENCES DU CHAPITRE IV	IV-31

I. INTRODUCTION

Au travers des nombreux résultats expérimentaux, on constate que la rupture dynamique présente un caractère multi-échelles : macro, méso et micro. Les critères que nous avons développés jusqu'à présent (Partie V du chapitre III) sont des critères cumulatifs macroscopiques basés sur la notion de seuil, qui tiennent compte globalement des effets de la microstructure, de la température et de l'histoire du chargement. D'un autre côté, l'approche micro donne lieu à la formulation de critères souvent complexes dans leur mise en œuvre. L'idée est donc de se placer à une échelle intermédiaire pour proposer un modèle qui tienne compte de l'aspect mésostatistique de la rupture. Nous tenons à préciser que le travail présenté ici est une ébauche faisant appel à un certain nombre d'idées et d'hypothèses simplificatrices. Les résultats préliminaires obtenus semblent cependant prometteurs.

Les idées développées dans la suite sont directement inspirées des observations mésoscopiques et macroscopiques des cibles écaillées. Les mécanismes d'amorçage, croissance et coalescence qui conduisent à la rupture par écaillage des matériaux ont été identifiés et décrits aux précédents chapitres. Pour notre acier, la première étape débute par l'amorçage de microfissures par décohésion particule dure/matrice, puis se poursuit par la propagation de ces microfissures dans une direction parallèle au plan d'onde jusqu'à une longueur finie. La seconde étape correspond à la croissance des microfissures dans une direction perpendiculaire au plan d'onde puis à la localisation de la déformation plastique le long de segment joignant deux fissures voisines. Enfin, la dernière étape est la formation d'une bande de cisaillement qui finit par se fissurer et provoque la rupture du segment de liaison.

La première étape peut être considérée comme quasi-instantanée comparativement au temps global nécessaire à la rupture. Elle se produit lorsque localement la contrainte de traction atteint une valeur critique que l'on notera σ_d . Les deux dernières étapes, croissance et coalescence, nécessitent un certain délai que l'on peut rapprocher de la notion de délai de plasticité. Ce raisonnement est résumé schématiquement sur la figure IV-1, où $\sigma^{\text{méso}}$, $\tau^{\text{méso}}$, et $\zeta^{\text{méso}}$, désignent respectivement à l'échelle mésoscopique : la contrainte d'amorçage, la contrainte de cisaillement, et l'ouverture de la fissure dans la direction perpendiculaire au plan d'onde.

A l'échelle macroscopique, l'amorçage des microfissures est un processus continu qui coexiste avec les étapes de croissance et coalescence. Il faut en tenir compte pour calculer la contrainte d'écaillage macroscopique. Il est important de bien distinguer d'une part le modèle proposé qui doit permettre de déterminer la contrainte mésoscopique en fonction d'une échelle du temps mésoscopique et d'autre part le calcul de la contrainte macroscopique en fonction d'un temps de rupture global macroscopique. Une partie de ce travail consiste à établir le modèle et une seconde partie doit établir le lien de passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique.

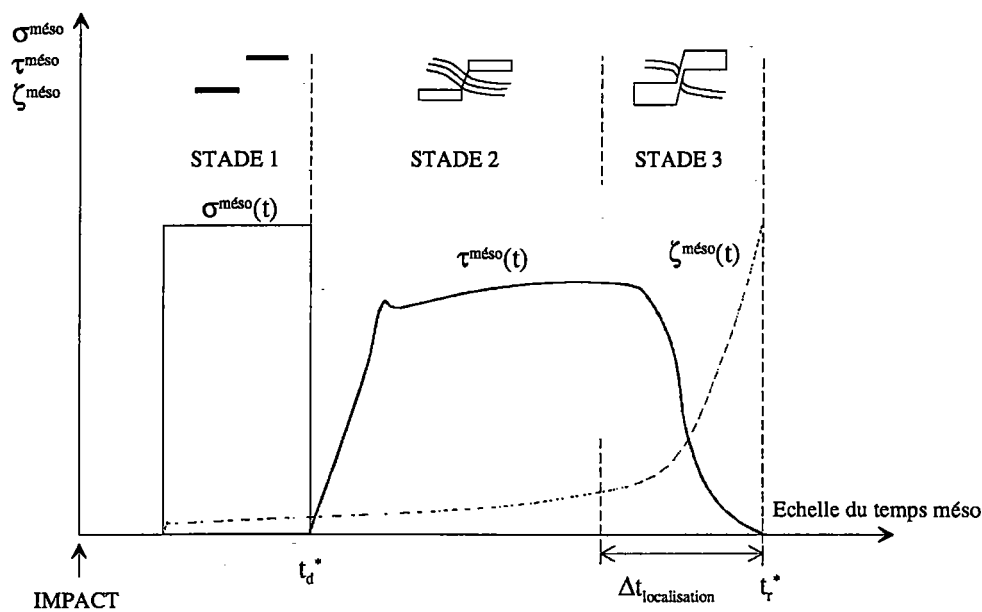


Figure.IV-1 Schéma du modèle de rupture proposé, échelle mésoscopique.

II. FORMULATION D'UN MODELE BASE SUR UNE APPROCHE MESOSCOPIQUE

II.1 Résultats des observations

Ce modèle est avant tout basé sur l'observation microscopique des sections de cibles endommagées. Pour des raisons de temps et de moyens, deux éprouvettes en acier Mars 190 ont servi de base pour les relevés de mesures : la cible N17 correspond à un temps de chargement de 1.08 μs et une contrainte appliquée de 6.3 GPa, et la cible N19 correspond à un

même temps de chargement et une contrainte appliquée de 7.1 GPa. Une section écaillée typique est présentée sur la figure IV-2.

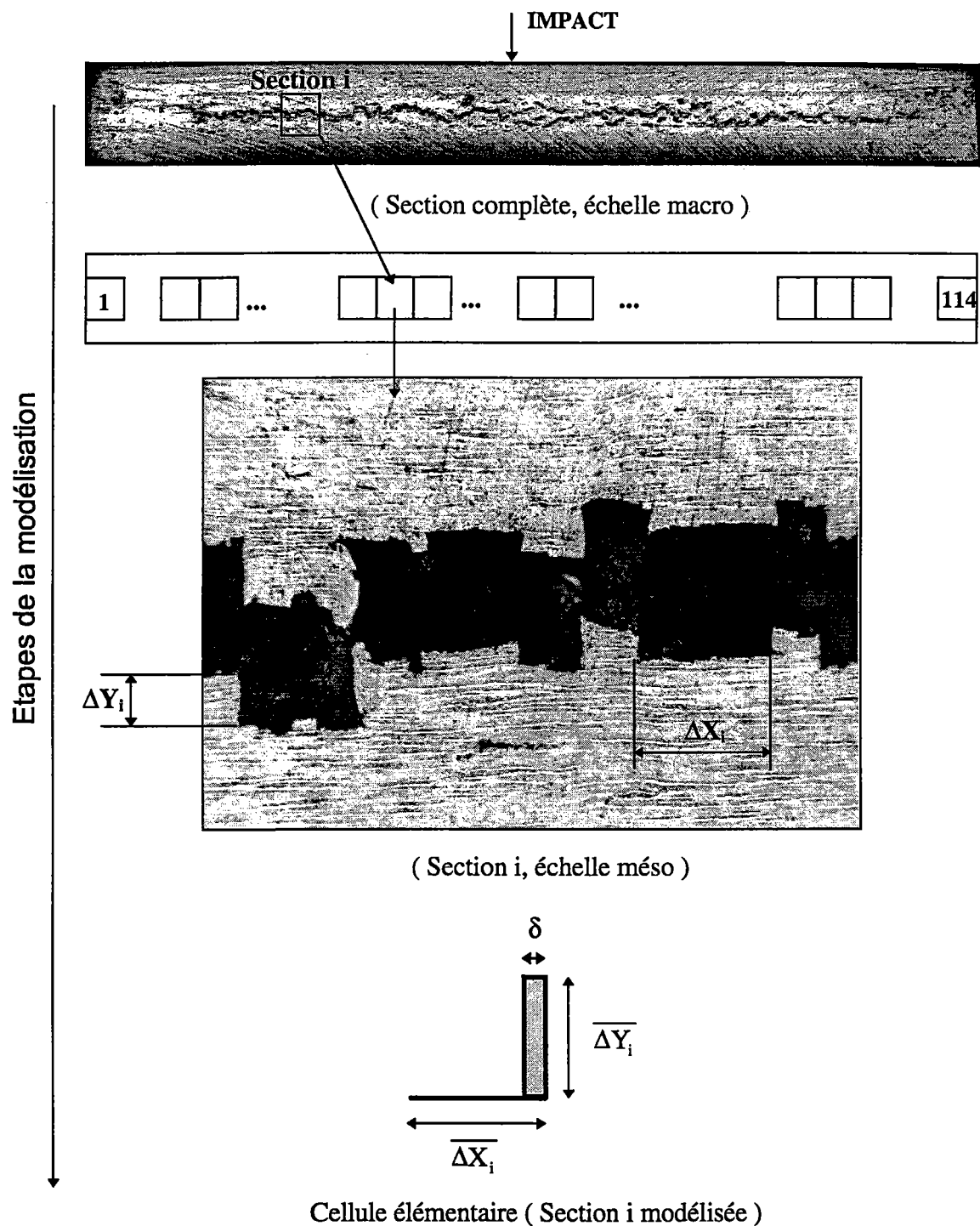


Figure.IV-2 Etapes de la modélisation d’une section de cible écaillée, aciers MARS 190.

Le profil de la fissure est constitué de segments de longueur ΔX_i , parallèles au plan d’impact, formés au cours de l’étape d’amorçage, et de segments de longueur ΔY_i , perpendiculaires au plan d’impact, résultants de l’étape de croissance et coalescence.

Le calcul de la contrainte macroscopique d'écaillage passe par la connaissance de la répartition des ΔX_i et ΔY_i dans la section de cible. Pour cela, la section est découpée en 114 éléments d'une longueur de 500 μm chacun. L'observation au microscope optique de ces éléments permet de mesurer individuellement tous les ΔX_i et ΔY_i . On modélise chacun de ces éléments par une cellule élémentaire définie par un segment parallèle au plan d'impact de longueur moyenne $\overline{\Delta X_i}$, un segment perpendiculaire au plan d'impact de longueur moyenne $\overline{\Delta Y_i}$ et une largeur moyenne de bande de cisaillement δ , comme indiqué sur la figure IV-2. Les répartitions de ces longueurs pour les cibles N17 et N19, en fonction de la position dans la section de cible écaillée, sont tracées sur les figures IV-3, IV-4 et IV-7, IV-8 respectivement. La courbe en trait continu correspond à un lissage des points expérimentaux. Les densités de distribution des segments, D_x et D_y , sont calculées et tracées sur les figures IV-5 et IV-9. Elles suivent une loi log-normal, avec un maximum pour différentes valeurs de $\overline{\Delta X_i}$ et $\overline{\Delta Y_i}$, en fonction des conditions de chargement, tableau.IV-1.

Tableau.IV-1 Caractéristiques des cibles N17 et N19.

Eprouvette	σ^{macro} [GPa]	t_c [μs]	$\overline{\Delta X_i}$ [μm]	$\overline{\Delta Y_i}$ [μm]	D_x	$\overline{\Delta X_i}$ (μm)	D_y	$\overline{\Delta Y_i}$ (μm)
N17	6.3	1.08	113	72	0.08	80	0.1	50
N19	7.1	1.08	109	66	0.09	60	0.12	40

On calcule par régression linéaire, un $\overline{\Delta X_i}$ moyen de 113 μm et un $\overline{\Delta Y_i}$ moyen de 72 μm , pour la cible N17, et un $\overline{\Delta X_i}$ moyen de 109 μm et un $\overline{\Delta Y_i}$ moyen de 66 μm , pour la cible N19. De ces résultats, on peut constater que la longueur moyenne des segments ne varie pas de manière significative sur les deux cibles, mais que pour une contrainte plus élevée, la taille des segments les plus nombreux diminue d'environ 25%. En effet, plus la contrainte est élevée, plus le nombre de sites susceptibles d'amorcer des cavités sont nombreux, et moins la cavité aura la possibilité de croître avant l'étape de coalescence. Les pourcentages cumulés des longueurs de segments horizontaux et verticaux relevés le long des sections écaillées N17 et N19 sont présentés sur les figures IV-6 et IV-10.

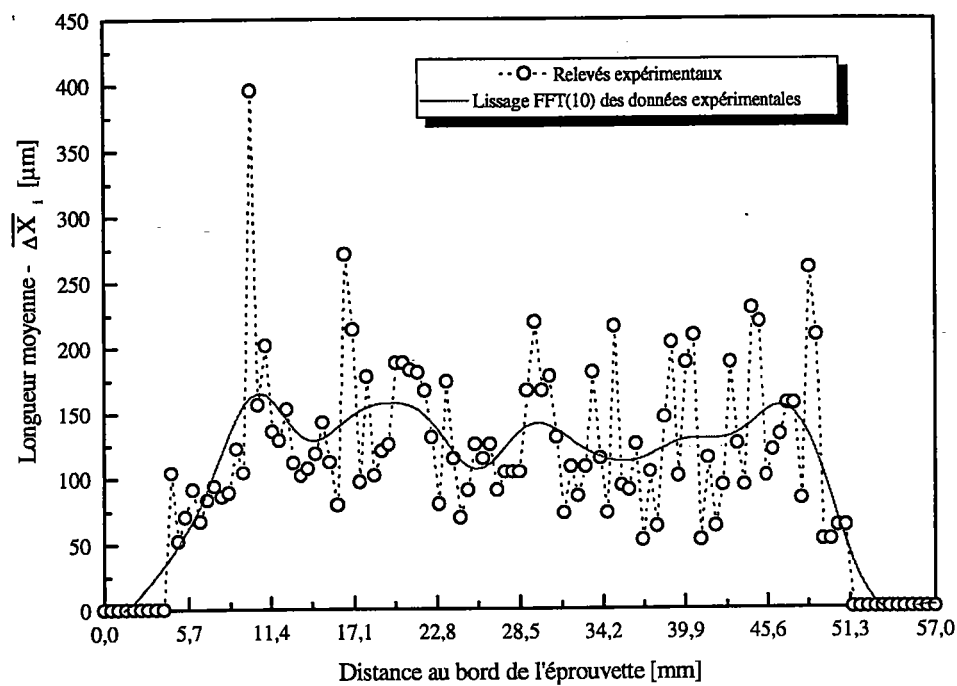


Figure.IV-3 Longueurs moyennes des segments parallèles au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

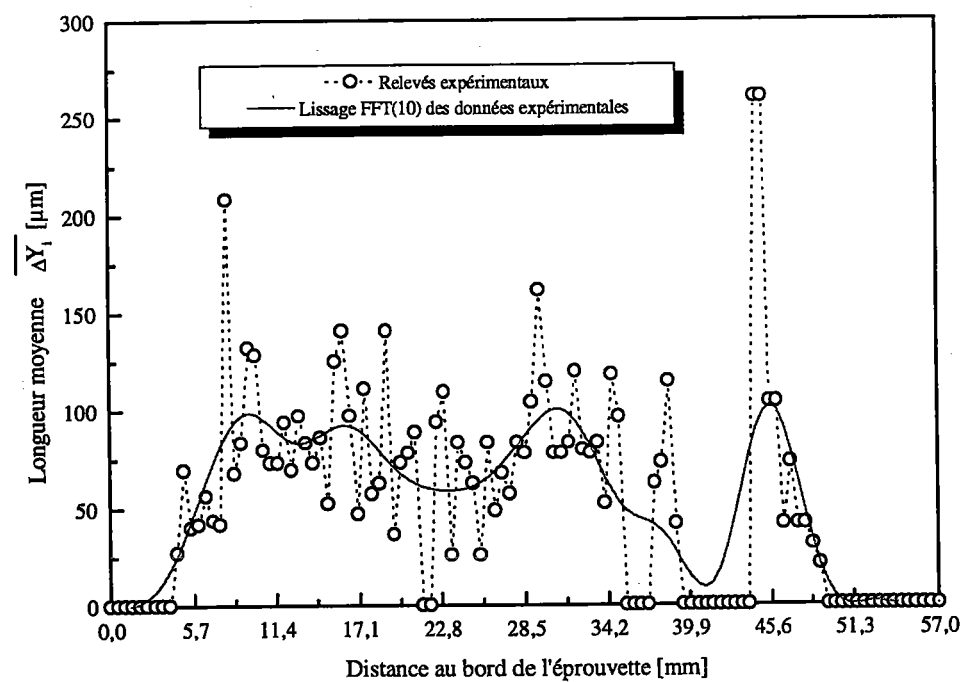


Figure.IV-4 Longueurs moyennes des segments perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

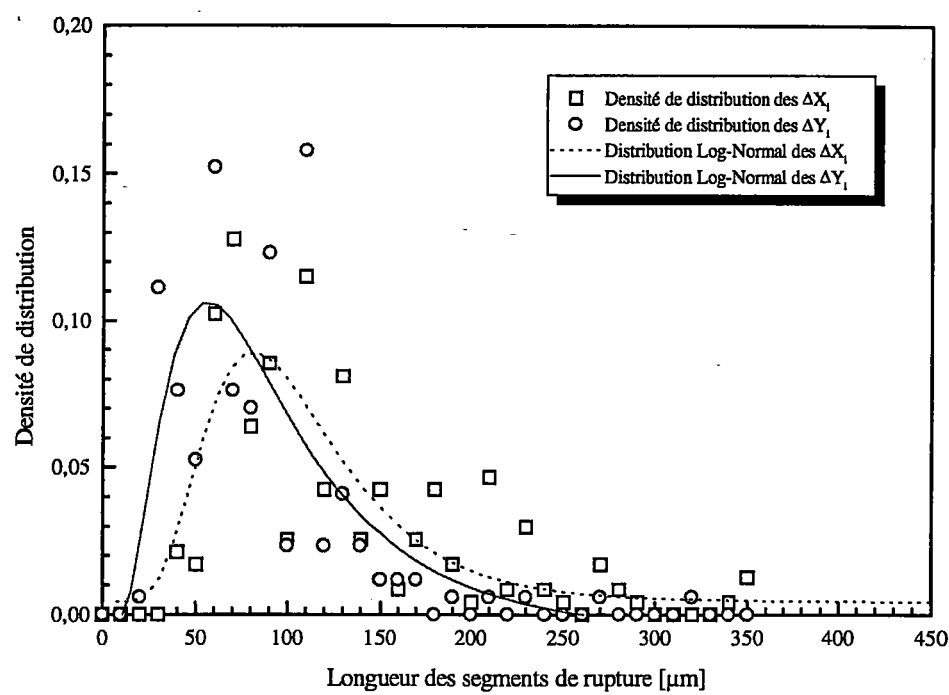


Figure.IV-5 Distribution des longueurs des segments parallèles et perpendiculaires au plan d’impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \text{ }\mu\text{s}$).

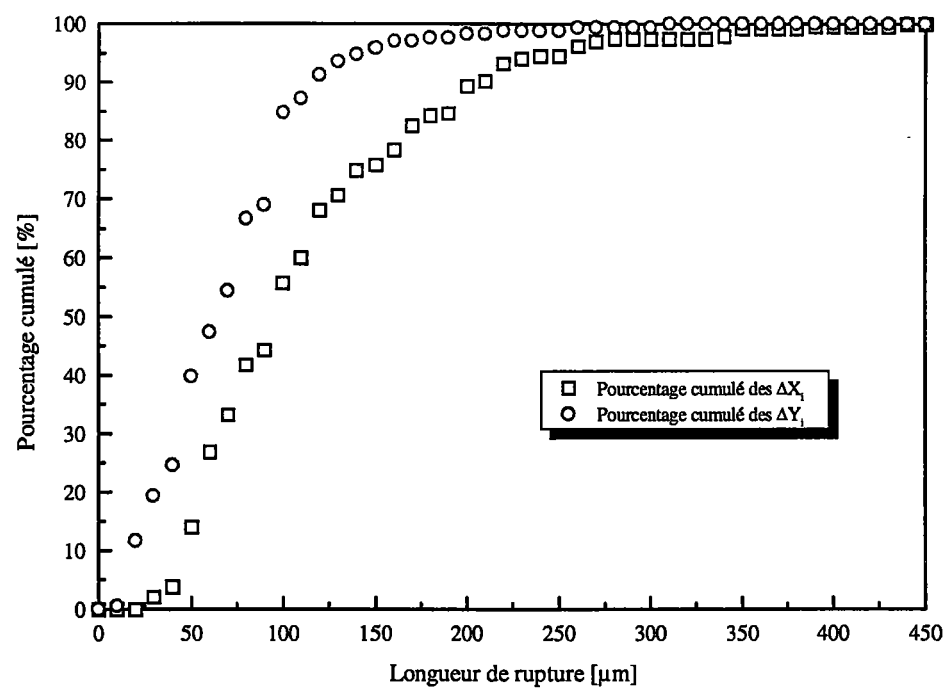


Figure.IV-6 Pourcentage cumulé des longueurs de segments parallèles et perpendiculaires au plan d’impact relevées le long de la section écaillée N17 ($V_{\text{impact}} = 271 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \text{ }\mu\text{s}$).

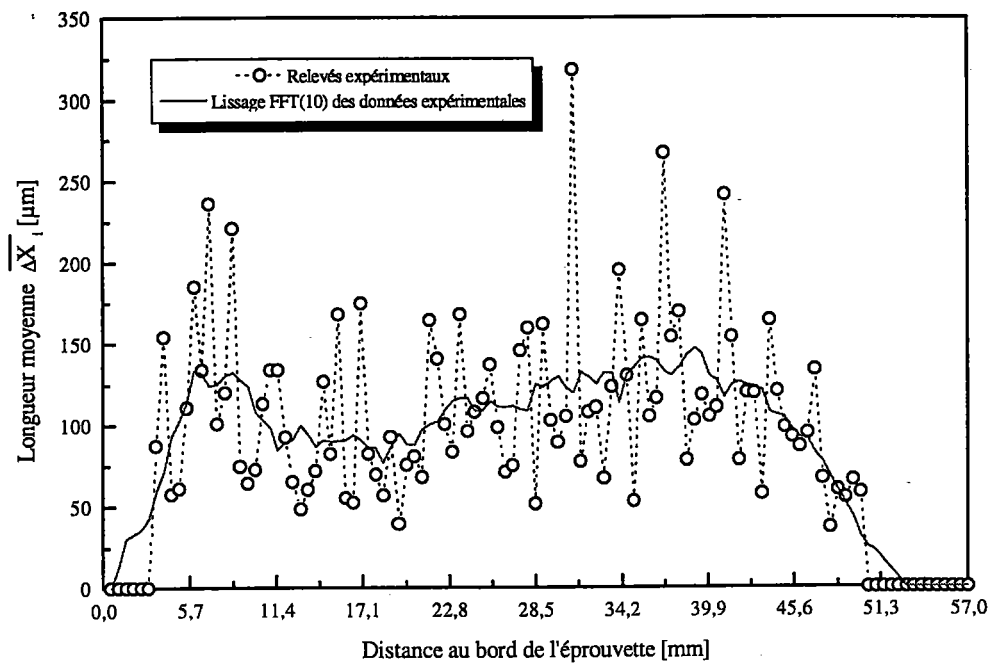


Figure.IV-7 Longueurs moyennes des segments parallèles au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

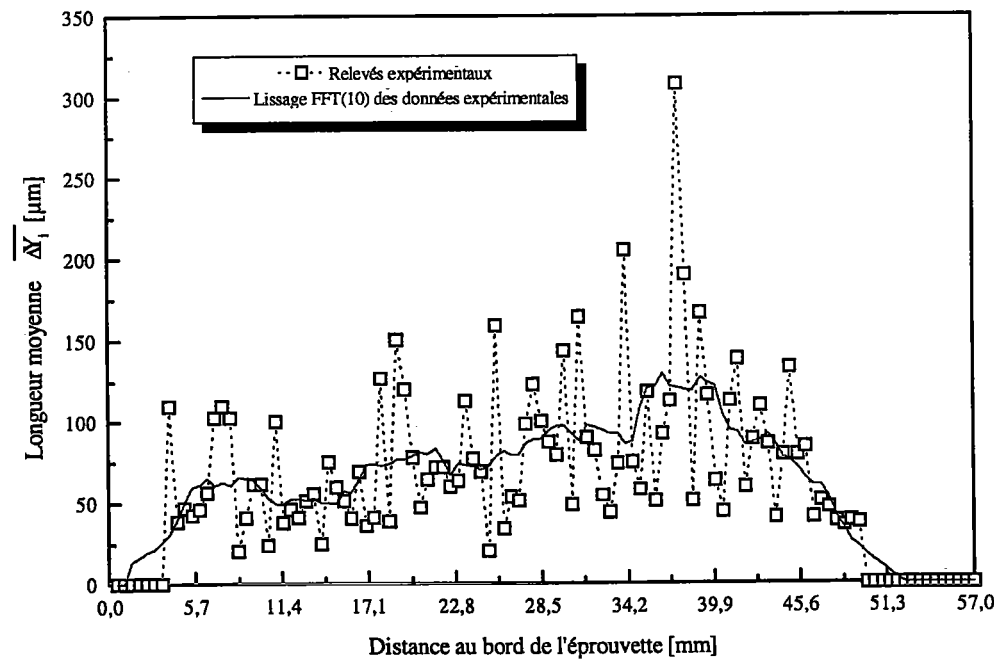


Figure.IV-8 Longueurs moyennes des segments perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

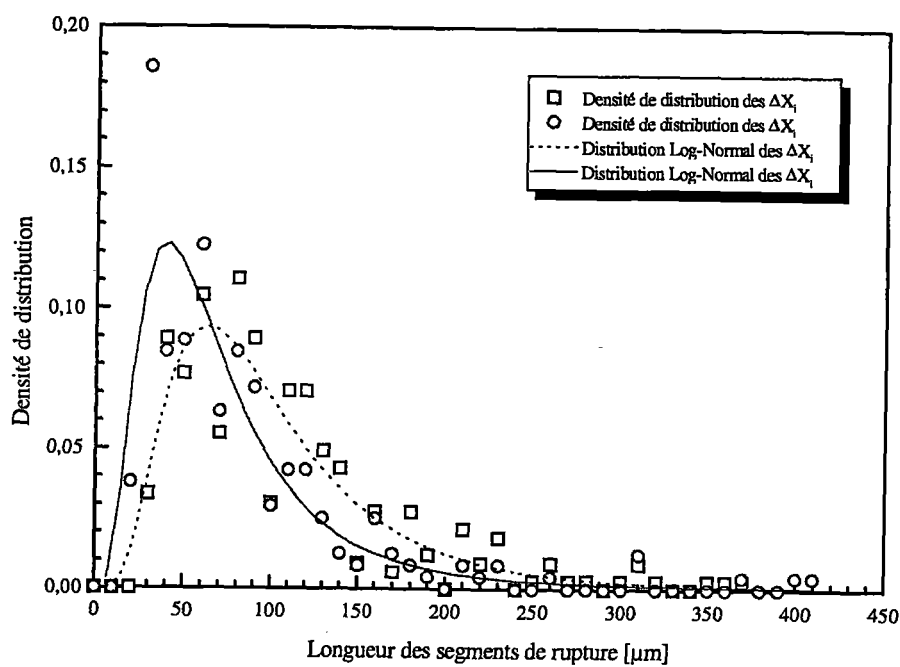


Figure.IV-9 Distribution des longueurs des segments parallèles et perpendiculaires relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

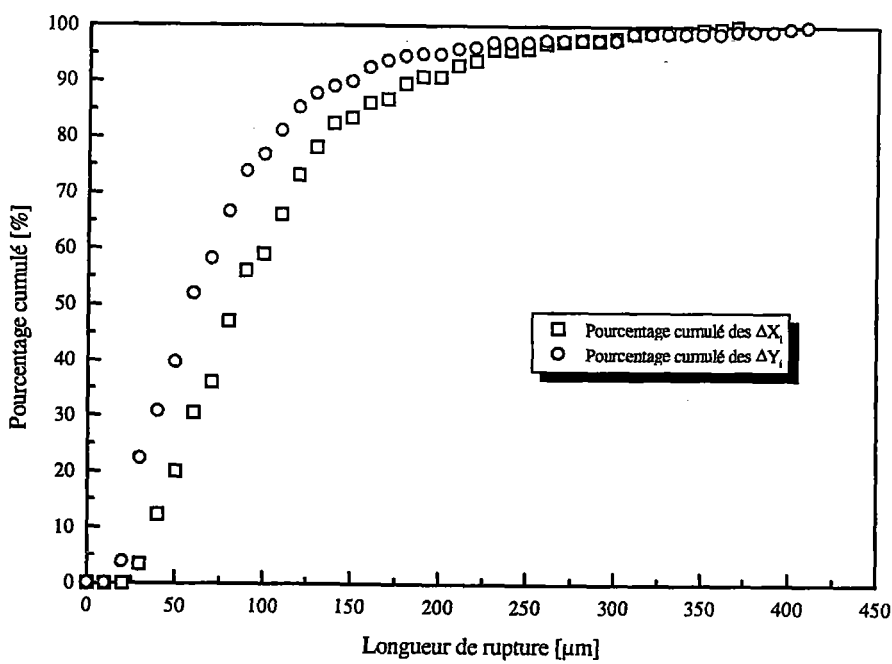


Figure.IV-10 Pourcentage cumulé des longueurs de segments parallèles et perpendiculaires au plan d'impact relevées le long de la section écaillée N19 ($V_{\text{impact}} = 304 \text{ m.s}^{-1}$, $t_c = 1.08 \mu\text{s}$).

II.2 Modélisation

1) Hypothèses

L’objectif est de fournir un premier modèle simplifié basé sur une approche mésoscopique pour traiter les étapes successives de la rupture par écaillage. La validation et l’amélioration de ce modèle feront partie des perspectives. Pour ces raisons, un certain nombre d’hypothèses simplificatrices sont avancées.

La cinématique du mécanisme de rupture dynamique par écaillage est décomposée en deux étapes principales. La première concerne l’amorçage des microfissures et leur propagation, figures IV-11(a,b,c,d). La seconde concerne la coalescence par la micro-localisation de la déformation plastique entre les microfissures qui conduit à la formation de bandes de cisaillement puis à la rupture des segments de liaison, figures IV-11(d,e,f,g).

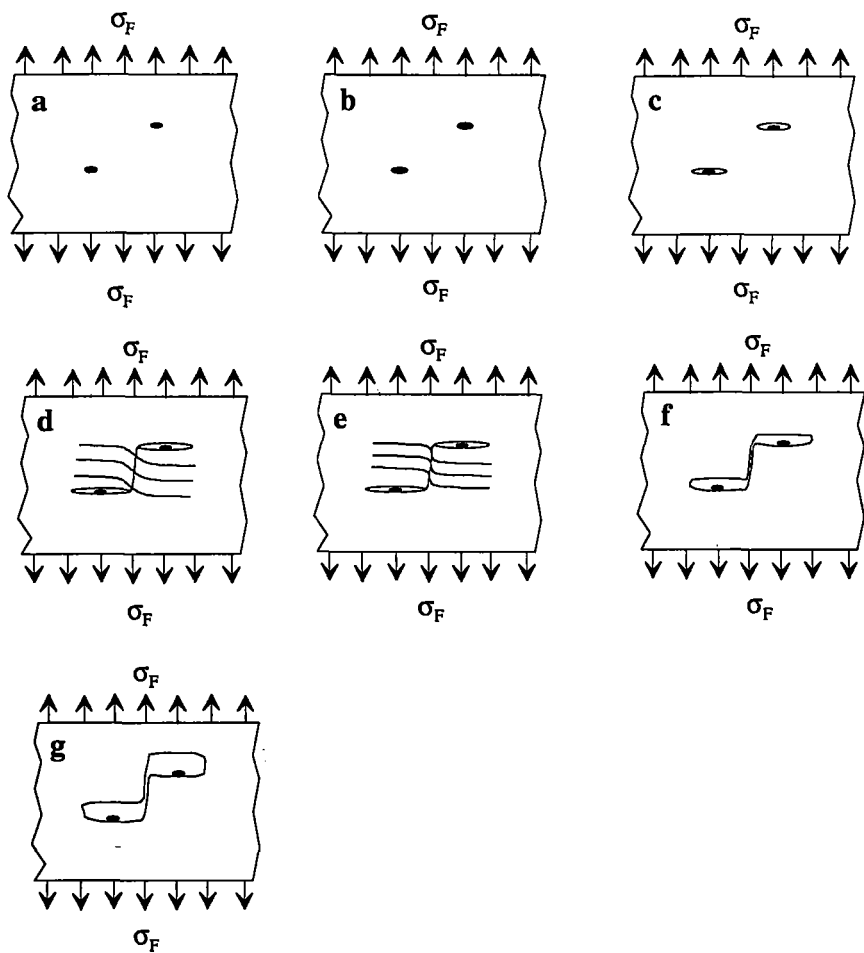


Figure.IV-11 Description des étapes successives menant à la rupture finale d’une cellule élémentaire à l’échelle mésoscopique.

2) Etape d'amorçage et de propagation, fig.IV-14.

A l'échelle d'une cellule mésoscopique, l'étape d'amorçage et de propagation, est presque instantanée en regard du temps de rupture global. Par contre, à l'échelle macroscopique, cette étape se répète de manière continu en différents endroits du matériau jusqu'à la fin du processus de rupture macroscopique. Pour une cellule élémentaire, l'amorçage d'une microfissure se produit lorsque la contrainte locale dépasse la contrainte critique de rupture par décohésion entre particule et matrice, notée σ_d . Dans le cadre d'une première approche, on utilise le concept de rupture élastique-fragile proposé par Griffith, [IV.1], étendu au métaux en ajoutant à l'énergie surfacique élastique, γ_e , une énergie surfacique supplémentaire correspondant à l'énergie de dissipation plastique, γ_p . La contrainte σ_d est déterminée par la relation, [IV.1] :

$$\sigma_d = \sqrt{\frac{\xi E \gamma_R}{(1 - \nu^2) a_c}} \quad (\text{IV.1})$$

où $\xi = \pi / 2$ pour un Penny-shape et $\xi = 2 / \pi$ pour une fissure plane, E le module d'Young ($E = 211 \text{ GPa}$), ν le coefficient de Poisson ($\nu = 0.29$), $2a_c$ la longueur de la microfissure et $\gamma_R = \gamma_e + \gamma_p$ l'énergie de rupture ($\gamma_e = 10^{-6} \text{ J / mm}^2$, [IV.1]). La contrainte ainsi calculée correspond à la contrainte qu'il faut appliquer pour que se propage la microfissure. Une fois nucléée, la microfissure peut se propager sous l'action d'une contrainte décroissante, jusqu'à une longueur finie a_c , figure IV-12. Orowan, [IV.1], estime que l'énergie surfacique de déformation plastique dans les métaux est environ de trois ordres de grandeur supérieure à l'énergie surfacique élastique. Cependant, même si γ_p est beaucoup plus grand que γ_e , il en est fortement fonction ; c'est-à-dire que toute variation de l'énergie de surface se répercute automatiquement sur l'énergie totale de rupture. On suppose donc que l'énergie surfacique plastique est proportionnelle à l'énergie surfacique élastique :

$$\gamma_p = \chi \gamma_e \quad (\text{IV.2})$$

où χ désigne un coefficient de proportionnalité ($\chi \cong 1000$, d'après [IV.1]). La figure IV-13, donne l'évolution de (σ_d / E) en fonction du coefficient χ .

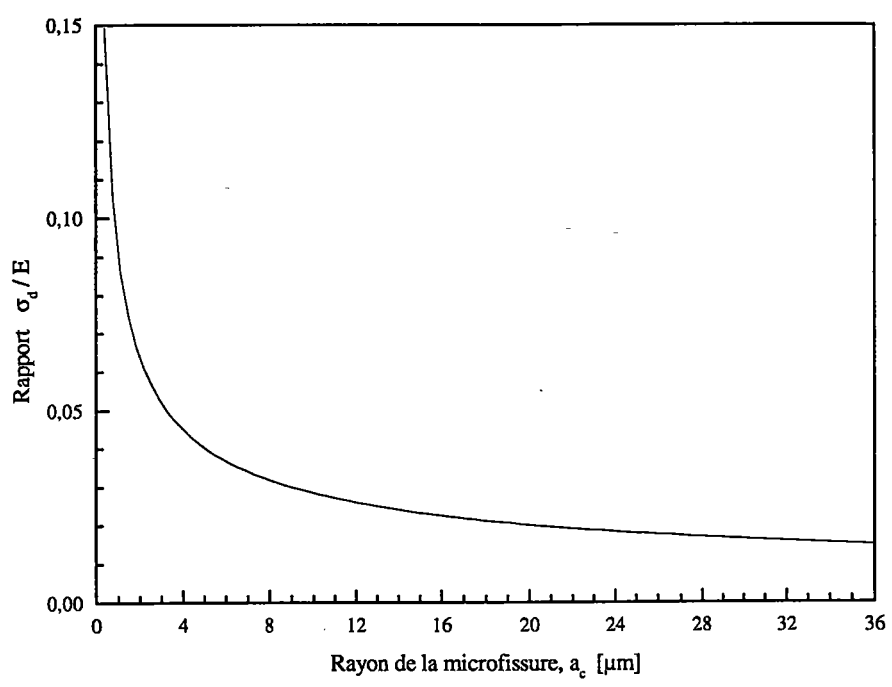


Figure.IV-12 Evolution du rapport de la contrainte de rupture locale sur le module d'Young en fonction du rayon de fissure pour l'acier Mars 190.

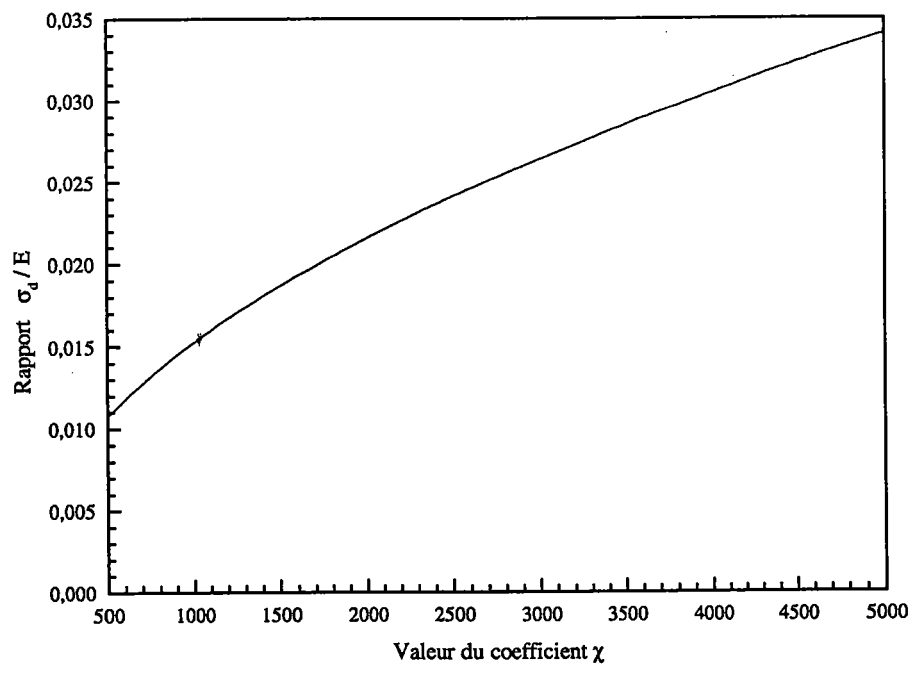


Figure.IV-13 Evolution du rapport de la contrainte de rupture locale sur le module d'Young en fonction du coefficient χ pour l'acier Mars 190.

Sous l'effet de la contrainte σ_d , constante, la microfissure amorcée se propage à la vitesse $\dot{a}$ jusqu'à atteindre sa longueur finale a_c . D'après les notations utilisées dans notre modèle, on a pour une cellule élémentaire, la relation :

$$2a_c = \overline{\Delta X_i} \quad (\text{IV.3})$$

La vitesse de propagation $\dot{a}$, est supposée constante. D'après Yoffe et Orowan, [IV.1], la vitesse limite de propagation est comprise entre $0.4C_2$ et $0.6C_2$. Soit pour l'acier Mars 190, $1300 \text{ m.s}^{-1} \leq \dot{a} \leq 2000 \text{ m.s}^{-1}$. Cependant la vitesse réelle de propagation est inférieure à ces valeurs en raison de la formation d'une zone plastique en fond de fissure (modèle de Dugdale, [IV.1]). Le temps de propagation est donné par la relation suivante :

$$t_d^* = \frac{\overline{\Delta X_i}}{2\dot{a}} \quad (\text{IV.4})$$

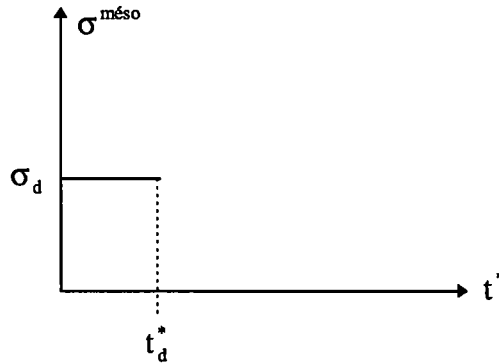


Figure.IV-14 Etape d'amorçage et de propagation de la microfissure.

Dans la suite, les variables repérées par l'exposant *, correspondent à l'échelle mésoscopique de temps. Les autres variables temporelles, correspondent à l'échelle macroscopique.

3) Etape de croissance et coalescence

Cette étape consomme plus d'énergie et nécessite plus de temps que l'étape d'amorçage et de propagation de la microfissure. Sous l'action du chargement en traction, la déformation plastique se localise dans une zone de taille restreinte située entre deux microfissures voisines.

La contrainte de cisaillement dans cette zone suit une évolution du même type que celle proposée par Marchand et Duffy, [IV.2]. Dans le modèle, on suppose que la déformation plastique augmente jusqu'à une valeur critique à déterminer, figure.IV-15③, à partir de laquelle il y a fissuration progressive de la bande formée. Autrement dit, le segment vertical $\overline{\Delta Y_i}$ est soumis à un cisaillement sur une largeur δ et, à partir d'une valeur critique du cisaillement, Γ_c , on suppose qu'il y a fissuration progressive à la vitesse V de la bande de cisaillement, figure.IV-15④. Ceci conduit à la rupture du segment de liaison et à la coalescence des deux microfissures, figure.IV-15⑤. L'ensemble de ces hypothèses sont résumées par le schéma de la figure.IV-15. Dans un premier temps la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement, V , est supposée constante. La déformation plastique dans la bande est alors donnée par la relation :

$$\Gamma_p = \frac{Vt^*}{\delta}$$

(IV.5)

et la vitesse de déformation par la relation :

$$\dot{\Gamma}_p = \frac{V}{\delta} = \text{constante}$$

(IV.6)

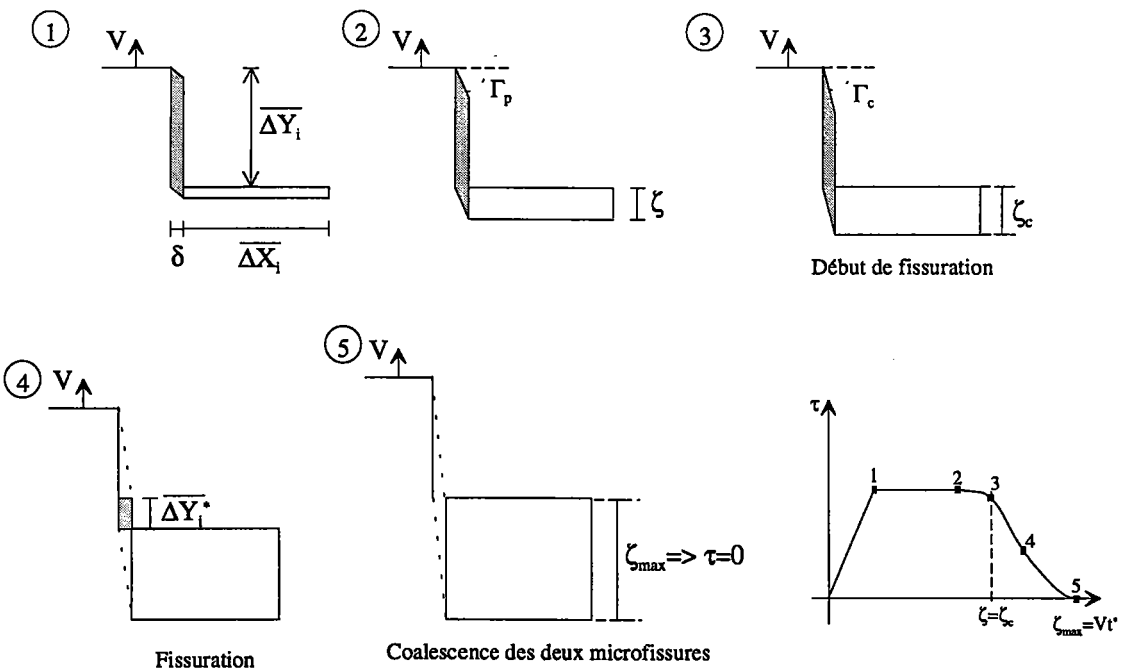


Figure.IV-15 Schéma représentant les étapes du modèle mésoscopique de rupture proposé.

La contrainte de cisaillement dans la bande est déterminée à partir de la loi de comportement en tenant compte de l'élévation locale de la température. Sur la courbe de Marchand et Duffy, on distingue trois stades. Le premier se termine lorsque la contrainte est maximale, le second correspond à une légère décroissance de la contrainte alors que la déformation devient non homogène et le dernier correspond à une chute brutale de la contrainte qui coïncide avec la localisation de la déformation. La phase de croissance des cavités se produit au cours du stade 2 alors que la phase de coalescence des deux microfissures ne se produit qu'au cours du stade 3. Pour cette raison, nous ne considérons que le dernier stade pour déterminer la contrainte de cisaillement dans la bande, décroissante au cours du temps. De ce fait, le temps de rupture mésoscopique calculé est inférieur au temps réel puisqu'on néglige dans le modèle les deux premières étapes qui affectent la matière autour de la bande de cisaillement.

La contrainte de cisaillement mésoscopique, notée τ , est calculée pour un matériau plastique avec adoucissement thermique linéaire et sensibilité à la vitesse, par la relation, [IV.3] :

$$\tau(\dot{\Gamma}_p, T) = \tau_0 \left(1 - a \frac{T}{T_m} \right) \left(1 + b \frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0} \right)^m \quad (\text{IV.7})$$

T_m (K) désigne la température absolue de fusion du matériau, T (K) la température absolue, $\dot{\Gamma}_p$ (s^{-1}) la vitesse de déformation plastique, $\dot{\Gamma}_0$ (s^{-1}) la vitesse de déformation de référence, a un coefficient de sensibilité à la température, b un coefficient de sensibilité à la vitesse, m l'exposant de sensibilité à la vitesse, et τ_0 (MPa) une contrainte seuil. Les constantes de la loi de comportement (IV.7), ont été déterminées pour notre acier à partir de plusieurs courbes expérimentales relevées dans la bibliographie :

- la courbe contrainte-déformation, $\tau(\dot{\Gamma}_p)$, correspondant à un essai de compression dynamique pour une vitesse de déformation de l'ordre de $3000 s^{-1}$, [IV.4],
- la courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la vitesse de déformation, $\tau(\log \dot{\Gamma}_p)$, [IV.5],
- et la courbe donnant la sensibilité de la contrainte de cisaillement à la température,

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial T} \right)_{\dot{\Gamma}_p, \dot{\Gamma}_0} = f(\log \dot{\Gamma}_p), \quad [\text{IV.5}].$$

Les valeurs des constantes ainsi déterminées, sont résumées dans le tableau.IV-2.

Tableau.IV-2 Constantes de la loi de comportement pour l'acier Mars 190.

τ_0	a	T_m	b	$\dot{\Gamma}_0$	m
MPa	1	K	1	s ⁻¹	1
1800	0.745	1752	0.89	10 ³	0.151

L'histoire de la température au sein du matériau est liée au passage de l'onde incidente de compression, au passage de l'onde de détente réfléchie sur la surface libre et à l'endommagement par la localisation de la déformation plastique et la formation de bandes de cisaillement, fig.IV-16.

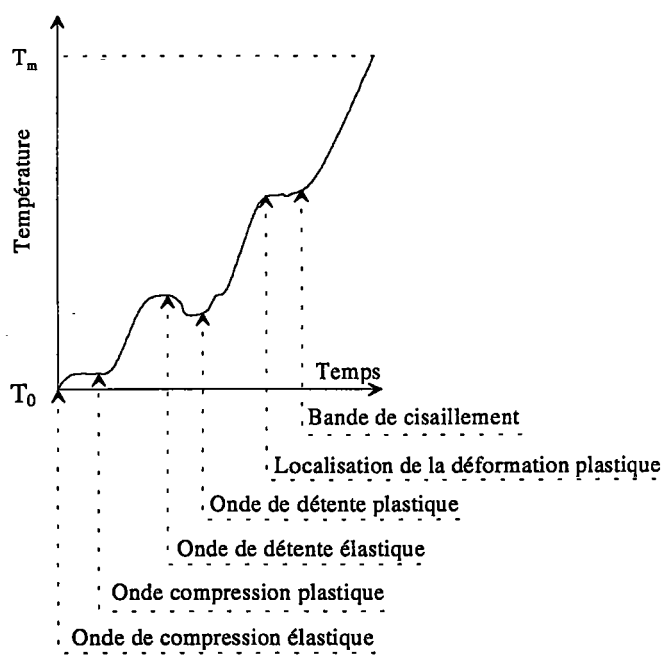


Figure.IV-16 Evolution de la température locale dans le matériau.

Les résultats de simulations numériques, [IV.6], montrent que la variation de température due au passage des ondes de compression et de détente est au maximum de l'ordre de 50K. On pourra supposer que la température initiale dans la bande à la fin du stade 2 est uniquement due à l'échauffement uniforme provoqué par la déformation plastique à l'intérieur de la bande de cisaillement. On détermine ΔT_{uni} à partir de la relation suivante, [IV.5] :

$$\frac{dT_{\text{uni}}}{d\Gamma_p} = \frac{\beta}{\rho C_v} \tau(\dot{\Gamma}_p, T) \quad (\text{IV.8})$$

$\beta = 0.9$ est le coefficient de Taylor-Quinney, $\rho = 7788 \text{ kg.m}^{-3}$ la densité du matériau, et $C_v = 452 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ sa chaleur spécifique à volume constant. On mesure, à partir de nos observations des bandes de cisaillement au microscope optique, que la localisation et l'apparition de déformation non homogène apparaît aux environs de 0.1 de déformation plastique ($\Gamma_{\text{loc}} \cong 0.1$). Ces résultats sont en bon accord avec ceux fournis par David, [IV.7]. En faisant l'hypothèse que $\dot{\Gamma}_p$ est constant au cours du temps ($\dot{\Gamma}_p = 10^6 \text{ s}^{-1}$, d'après (IV.6)), le calcul par (IV.8) donne $\Delta T_{\text{uni}} = 120\text{K}$. A partir du début du stade 3, l'évolution adiabatique de la température au cours de la localisation est déterminée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta T_{\text{adia}}}{\Delta \Gamma_p} = \frac{\beta}{\rho C_v} \tau(\dot{\Gamma}_p, T) \quad \Delta T_{\text{adia}} = T_{\text{adia}} - T_{\text{uni}} \quad (\text{IV.9})$$

$$\Rightarrow T_{\text{adia}} = \frac{T_m}{a} \left[1 - \left(1 - a \frac{T_{\text{uni}}}{T_m} \right) \exp \left\{ - \frac{a}{T_m} \frac{\beta \kappa_0}{\rho C_v} \left(1 + b \frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0} \right)^m (\Gamma_p - \Gamma_{\text{loc}}) \right\} \right] \quad (\text{IV.10})$$

Le calcul de ΔT_{adia} pour une déformation plastique de 1.5 donne $\Delta T_{\text{adia}} = 1130\text{K} \approx 10\Delta T_{\text{uni}}$. Ce calcul montre que l'on peut négliger l'élévation de température due aux passages des ondes et à l'étape de coalescence pour ne considérer que l'évolution adiabatique de la température due à la formation des bandes de cisaillement. Toujours en faisant l'hypothèse d'une vitesse de déformation constante, on peut écrire :

$$d\Gamma_p = \dot{\Gamma}_p dt \quad (\text{IV.11})$$

En injectant l'équation (IV.7) dans l'équation (IV.8), puis par intégration avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0 & \quad T = T_{\text{uni}} = T_0 + \Delta T_{\text{uni}} \\ \text{pour } t \rightarrow \infty & \quad \tau \rightarrow 0 \end{aligned}$$

On obtient les expressions finales de la température et de la contrainte de cisaillement en fonction du temps :

$$T(t) = \frac{T_m}{a} \left[1 - \left(1 - a \frac{T_{uni}}{T_m} \right) \exp \left(- \frac{a}{T_m} \omega t \right) \right] \quad (IV.12)$$

$$\tau(t) = \tau_0 \left(1 - a \frac{T_{uni}}{T_m} \right) \exp \left[- \frac{a}{T_m} \omega t \right] \left(1 + b \frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0} \right)^m \quad (IV.13)$$

$$\text{avec } \omega = \frac{\kappa_0 \beta}{\rho C_v} \left[1 + b \frac{\dot{\Gamma}_p}{\dot{\Gamma}_0} \right]^m \dot{\Gamma}_p$$

T_{uni} désigne la température initiale dans la bande, et T_0 la température initiale dans le matériau. Les hypothèses et les étapes décrites par le modèle ont été présentées et permettent de mettre le problème en équation.

4) Mise en équations

La contrainte macroscopique de rupture, σ_F , pour un matériau, un temps de chargement et une température donnée, sera calculée à partir des contraintes de rupture mésoscopique évaluées pour chaque cellule élémentaire. Le passage de l'échelle méso à l'échelle macro se fera par la définition d'une loi d'évolution du nombre de cellules élémentaires formées au cours du temps dans le matériau. L'établissement de cette loi fait partie des perspectives à très court terme. La contrainte mésoscopique correspondant à l'étape d'amorçage et de propagation de la microfissure est égale à la contrainte σ_d définie par la relation (IV.1). Le calcul de la contrainte mésoscopique correspondant aux étapes de cisaillement et de fissuration de la bande de cisaillement, se fait à partir de la relation générale suivante :

$$\sigma^{més0} = \frac{F^{més0}}{S_{cellule}} \quad (IV.14)$$

où $F^{més}$ désigne la force mésoscopique agissant sur l'aire de la cellule considérée, $S_{cellule}$. Par raison de symétrie, l'aire de la cellule est supposée être un carré de coté $\overline{\Delta X_i}$. Lorsque la fissuration de la bande de cisaillement débute, on suppose que la contrainte de cisaillement dans la zone non fissurée reste constante et égale à sa valeur juste avant le début de fissuration, soit : $\tau(t_c^*)$. Le tableau IV-3 résume l'ensemble des équations qui décrivent le modèle pour chaque étape.

Tableau.IV-3 Résumé des équations qui décrivent le modèle mésoscopique.

<u>Amorçage et propagation de la microfissure</u> $0 \leq t^* \leq t_d^*$ $\sigma^{més} = \sigma_d$	$t_d^* = \frac{\overline{\Delta X_i}}{2\dot{a}}$ $\sigma_d = \sqrt{\frac{E\xi\gamma_e(1+\chi)}{(1-\nu^2)(\overline{\Delta X_i}/2)}}$
<u>Cisaillement</u> $t_d^* \leq t^* \leq t_d^* + t_c^*$ $\sigma^{més} = \frac{F^{més}}{S_{cellule}}$ $F^{més} = \tau(t^*)S_{pl}$	$t_c^* = \frac{\delta\Gamma_c}{V}$ $S_{pl} = \overline{\Delta Y_i}^2$ $S_{cellule} = \overline{\Delta X_i}^2$ $\tau(t^*) \text{ (IV.13)}$
<u>Fissuration de la bande de cisaillement</u> $t_d^* + t_c^* \leq t^* \leq t_d^* + t_{max}^*$ $\sigma^{més} = \frac{F^{més}}{S_{cellule}}$ $F^{més} = \tau(t_c^*)S_{pl}$	$t_{max}^* = \frac{1}{V}[\delta\Gamma_c + \overline{\Delta Y_i}]$ $S_{pl} = [\overline{\Delta Y_i} - V(t^* - t_c^*)]^2$ $S_{cellule} = \overline{\Delta X_i}^2$ $\tau(t_c^*) \text{ (IV.13)}$

S_{pl} désigne la surface sur laquelle agit la contrainte de cisaillement. Pour la même raison de symétrie, on suppose que cette aire est un carré de coté $\overline{\Delta Y_i}$. La courbe contrainte mésoscopique - temps mésoscopique, obtenue à partir de ce modèle est représentée sur la figure.IV-17.

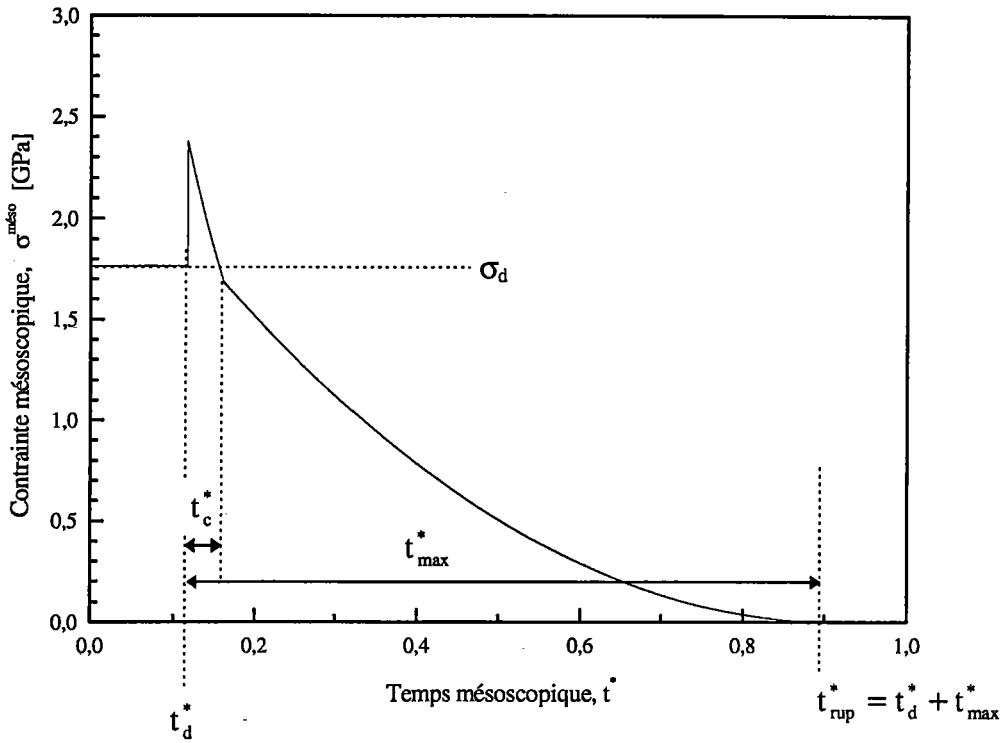


Figure.IV-17 Allure de la courbe contrainte mésoscopique - temps mésoscopique obtenue à partir du modèle avec les constantes suivantes : $\overline{\Delta X_i} = 70\mu\text{m}$, $\overline{\Delta Y_i} = 45\mu\text{m}$, $\delta = 6\mu\text{m}$, $V = 60\text{m.s}^{-1}$, $\dot{a} = 300\text{m.s}^{-1}$, $\Gamma_c = 0.45$ et $\chi = 300$.

Cette courbe est obtenue à partir d'un programme écrit en Fortran. On constate que les valeurs mésoscopiques du temps de rupture, $t_{rup}^* = 0.9\mu\text{s}$, et de la contrainte, $(\sigma^{\text{mésos}})_{\text{maxi}} = 2.4\text{GPa}$, sont inférieures aux valeurs macroscopiques, $t_c = 1.08\mu\text{s}$ et $\sigma_{\text{acoustique}}^{\text{macro}} = 6.3\text{GPa}$. Ceci est du aux trois principales hypothèses faites pour établir le modèle.

On suppose que la propagation de la microfissure suivant une direction parallèle au plan d'onde se fait à vitesse et à contrainte constante. Or une zone plastique se forme en fond de fissure, qui a pour effet de ralentir la progression de la fissure et d'augmenter la contrainte.

On utilise uniquement la troisième partie de la courbe contrainte de cisaillement - déformation pour calculer la contrainte de cisaillement dans la bande. On élimine ainsi une certaine quantité d'énergie de déformation plastique et on réduit le temps nécessaire à la rupture du segment qui lie deux microfissures voisines.

Enfin, le modèle ne traite qu'une cellule de manière individuelle. Au cours de la rupture, les microfissures vont s'amorcer et se propager continuellement dans toute la section de la cible, jusqu'à la fin du processus d'écaillage. De la même façon, certaines microfissures vont coalescer alors que d'autres plus distantes ou soumises à une onde d'amplitude plus faible en raison des dispersions vont coalescer plus tard. Il est donc nécessaire de formuler une loi donnant le nombre de cellules amorcées et leurs caractéristiques $(\overline{\Delta X}, \overline{\Delta Y}, \delta)$ en fonction du temps macroscopique. Tout ces points doivent être développés afin de déterminer de manière précise la contrainte macroscopique.

On cherche cependant à évaluer l'influence de la vitesse de propagation $\dot{a}$, de la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement V , de la déformation plastique critique Γ_c , et du coefficient de proportionnalité χ , sur le temps de rupture mésoscopique t_{rup}^* , et la contrainte mésoscopique moyenne $\overline{\sigma^{més0}}$, définie à partir de la relation (IV.15),

$$\overline{\sigma^{més0}} = \frac{1}{t_{rup}^*} \int_0^{t_{rup}^*} \sigma^{més0}(t^*) dt^*$$

(IV.15)

Les valeurs de $\overline{\Delta X}$, $\overline{\Delta Y}$ et δ sont celles mesurées sur les éprouvettes observées. On choisit l'éprouvette N17 dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau IV-4. Les courbes des figures IV-18 et IV-19 illustrent les résultats obtenus en faisant varier les quatre paramètres.

Tableau.IV-4 Caractéristiques de l'éprouvette N17.

t_c [μs]	V_{impact} [m.s ⁻¹]	$\sigma_{acoustique}^{macro}$ [GPa]	$\overline{\Delta X}$ [μm]	$\overline{\Delta Y}$ [μm]	δ [μm]
1.08	271	6.3	70	45	6

De façon évidente, le coefficient de proportionnalité χ , n'a pas d'influence sur le temps de rupture. La vitesse de fissuration de la bande de cisaillement, V , et la vitesse de propagation de la microfissure, $\dot{a}$, tendent à diminuer fortement le temps de rupture, mais leur influence sur la contrainte est opposée. La déformation critique à partir de laquelle apparaît la fissuration de la bande de cisaillement, Γ_c , augmente très légèrement le temps de rupture et diminue très légèrement la contrainte. Celle ci devrait au contraire augmenter avec Γ_c . Ceci s'explique par la

relation (IV.15) qui fait intervenir l'aire sous la courbe $\sigma^{\text{més}}(t^*)$ divisée par t_{rup}^* . Lorsque Γ_c augmente, ces deux termes augmentent également. Si t_{rup}^* augmente plus rapidement que l'aire, alors la contrainte diminue avec Γ_c . L'expression (IV.15) est artificielle et nous permet simplement d'évaluer l'influence des paramètres $\dot{a}$, V , Γ_c , et χ .

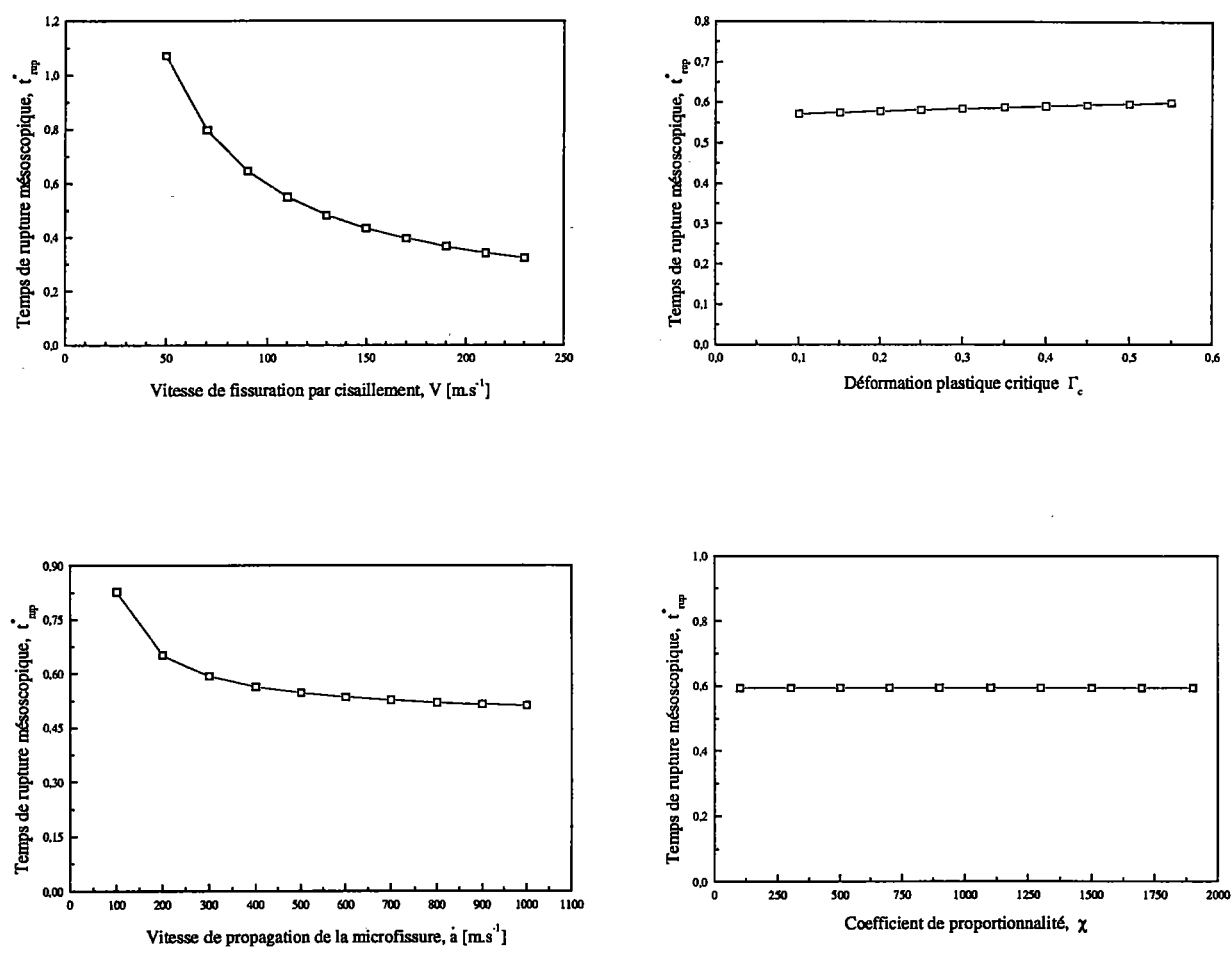


Figure.IV-18 Evolution de t_{rup}^* [μs] en fonction des paramètres V , $\dot{a}$, Γ_c et χ .

Il faut aussi noter que pour chaque cellule élémentaire, les longueurs de segment parallèles au plan d'onde, $\overline{\Delta X}$, et les longueurs de segment perpendiculaires au plan d'onde, $\overline{\Delta Y}$, sont différentes et à relever expérimentalement. Or l'influence sur la contrainte et le temps de rupture mésoscopique de ces deux longueurs est très importante. On remarque également

qu'ils dépendent de la vitesse d'impact, avec une sensibilité beaucoup plus importante de $\overline{\Delta X}$. La connaissance de la répartition statistique de ces longueurs dans le matériau écaillé permet de retrouver par le modèle proposé, des niveaux de contrainte et de temps de rupture équivalents à ceux mesurés à l'échelle macroscopique.

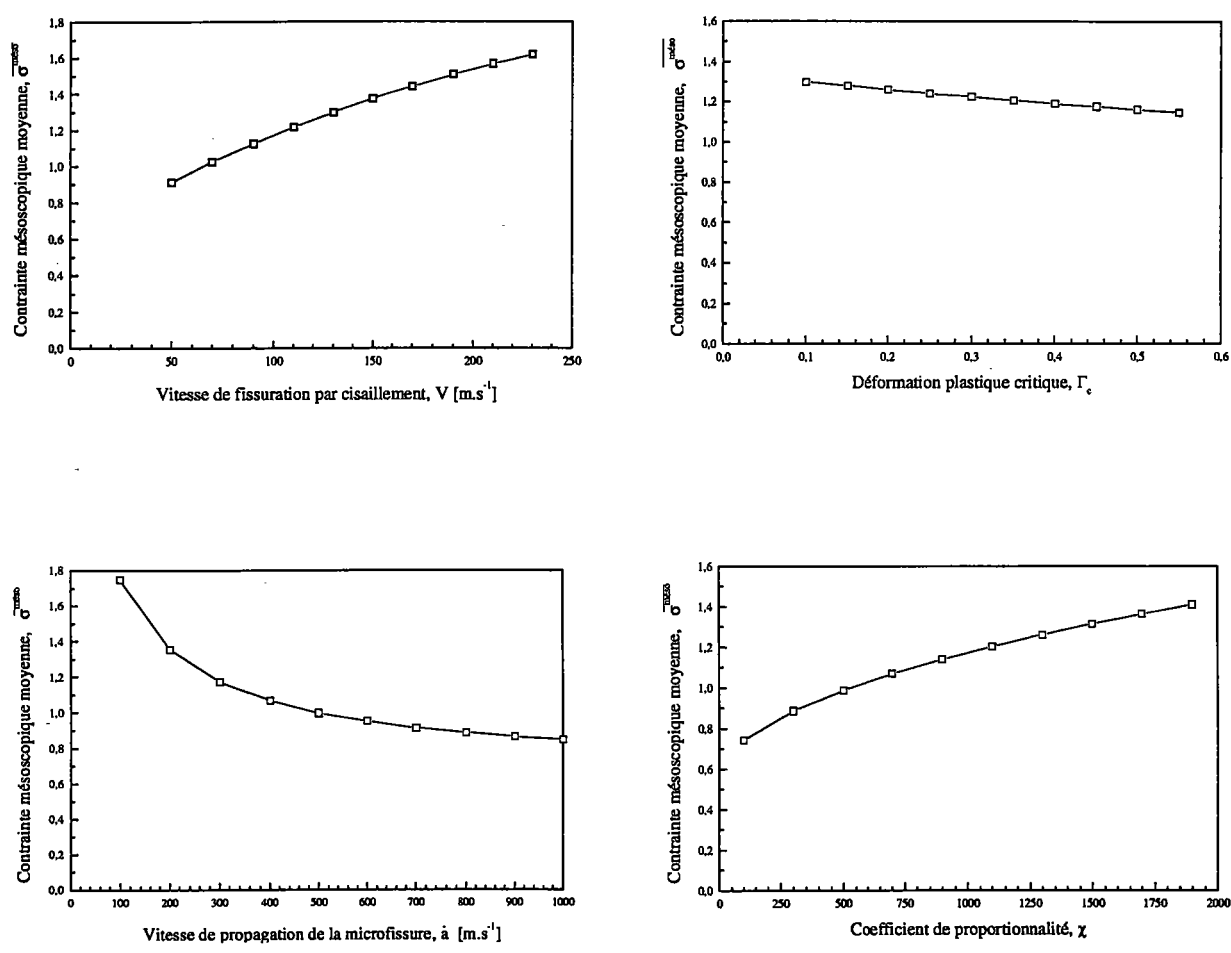


Figure.IV-19 Evolution de $\overline{\sigma}^{més}$ [GPa], en fonction des paramètres V , $\hat{a}$, Γ_c et χ .

La courbe qui donne la contrainte macroscopique d'écaillage en fonction du temps de chargement, (σ_F, t_c) , a été déterminée expérimentalement pour l'acier Mars 190, courbe C1 de la figure.IV-20. Nous avons cherché à retrouver ces points à partir du modèle donnant $(\overline{\sigma}^{més}, t_{rup}^*)$. Dans un premier temps, pour obtenir les différents points, on fait uniquement varier la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement V . En dessous d'une contrainte seuil

σ_{F_0} , fonction du matériau, on sait qu'on ne peut pas obtenir l'écaillage de l'échantillon. La contrainte mésoscopique calculée, $\overline{\sigma}^{més_0}$, correspond donc à la variation de contrainte au dessus de σ_{F_0} . La courbe C2 de la figure.IV-20, $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma}^{més_0}, t_{rup}^*)$, est obtenue avec les valeurs suivantes: $\overline{\Delta X} = 70\mu m$, $\overline{\Delta Y} = 45\mu m$, $\delta = 6\mu m$, $\Gamma_c = 0.45$, $\chi = 1000$, $\dot{a} = 300m.s^{-1}$, $21 \leq V(m.s^{-1}) \leq 200$, $\sigma_{F_0} = 2.9GPa$. On constate qu'il est impossible dans ces conditions de retrouver les points expérimentaux car la contrainte calculée n'augmente pas assez rapidement lorsque le temps de rupture diminue. Donc la seule variation de V ne suffit pas.

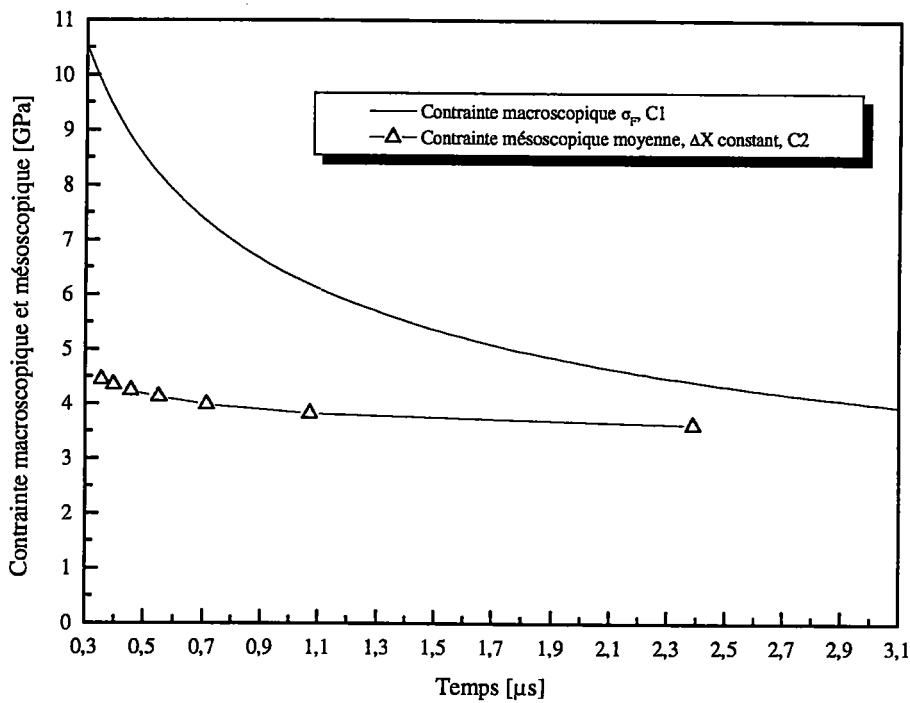


Figure.IV-20 Contrainte de rupture en fonction du temps, (σ_F, t_c) et $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma}^{més_0}, t_{rup}^*)$, pour l'acier Mars 190, avec $\overline{\Delta X}$ constant.

En effet, on observe expérimentalement que la longueur des microfissures, $\overline{\Delta X}$, la longueur des segments perpendiculaires au plan d'onde, $\overline{\Delta Y}$, et la largeur des bandes de cisaillement, δ , varie avec la vitesse d'impact et donc avec la vitesse V . Plus la vitesse d'impact est élevée, plus la longueur des microfissures formées est petite. Le nombre d'éprouvettes sur lesquelles nous avons effectués des mesures de $\overline{\Delta X}$, $\overline{\Delta Y}$ et δ , n'est pas suffisant pour pouvoir proposer une loi mathématique d'évolution de ces paramètres en fonction de la vitesse V . Nous allons

cependant, dans un second temps, obtenir les points (σ_F, t_c) en faisant varier la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement, V , et la longueur de la microfissure pour chaque vitesse, $\overline{\Delta X}(V)$. Les courbes C2 et C3 de la figure.IV-21 correspondent respectivement aux points $(\overline{\sigma}^{més0}, t_{rup}^*)$ et $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma}^{més0}, t_{rup}^*)$ calculés dans ces conditions avec $\dot{a} = 300m.s^{-1}$, $\overline{\Delta Y} = 50\mu m$, $\delta = 10\mu m$, $\Gamma_c = 0.45$, $\chi = 1000$ et $\sigma_{F_0} = 2.9\text{ GPa}$.

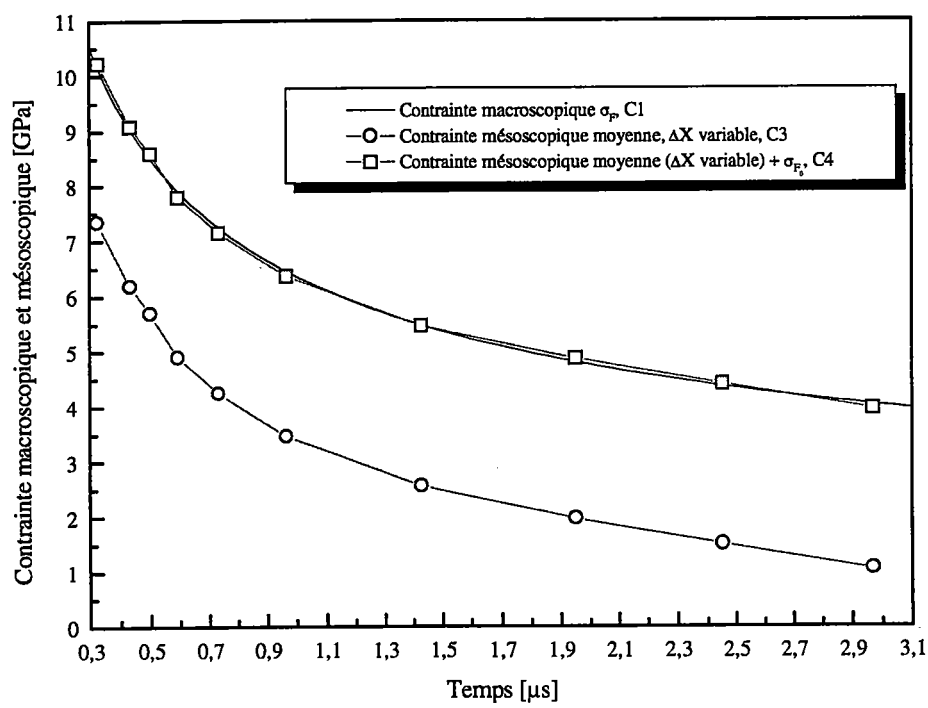


Figure.IV-21 Contrainte de rupture en fonction du temps, (σ_F, t_c) , $(\overline{\sigma}^{més0}, t_{rup}^*)$ et $(\sigma_{F_0} + \overline{\sigma}^{més0}, t_{rup}^*)$, pour l’acier Mars 190, avec $\overline{\Delta X}$ variable.

Les longueurs de microfissures sont donc déterminées pour chaque vitesse V afin de retrouver le point (σ_F, t_c) correspondant. La figure.IV-22 donne l’évolution de la longueur des microfissures $\overline{\Delta X}$, en fonction de la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement V , utilisée pour retrouver les points expérimentaux $(\sigma_F, t_c) = (\sigma_{F_0} + \overline{\sigma}^{més0}, t_{rup}^*)$. Ces longueurs de microfissures, déterminées par le calcul, sont inférieures aux valeurs mesurées, mais elles restent du même ordre de grandeur. L’évolution de $\overline{\Delta X}$ en fonction de V est du type :

$$\overline{\Delta X} = \overline{\Delta X_0} + f(V)$$

(IV.16)

où f est une fonction décroissante de V à déterminer. La mesure des longueurs moyennes des microfissures, $\overline{\Delta X}$, des longueurs moyennes des segments cisailés, $\overline{\Delta Y}$, et des largeurs de bandes de cisaillement, δ , pour plusieurs vitesses d'impact, doit permettre d'affiner le modèle proposé.

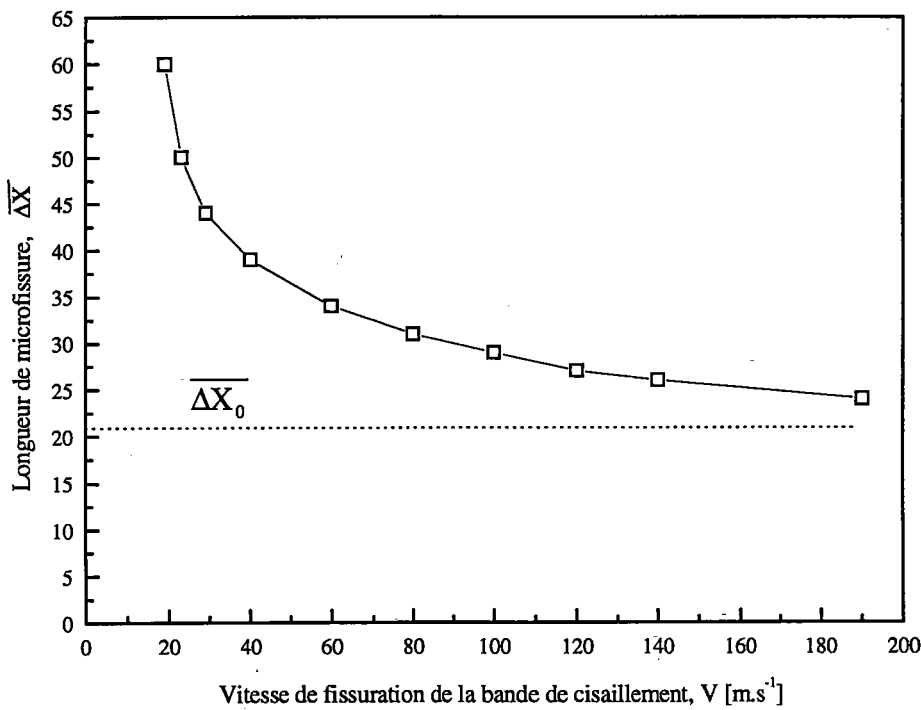


Figure.IV-22 Evolution de $\overline{\Delta X}$ en fonction de la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement V , pour l'acier Mars 190.

L'évolution de la température locale dans la bande de cisaillement en fonction du temps mésoscopique est également calculée à partir du modèle. La figure.IV-23 donne un exemple d'évolution de la température en fonction du temps mésoscopique tel que nous l'obtenons avec le modèle actuel. On suppose qu'il n'y a pas d'échauffement local au cours de l'étape d'amorçage et de propagation de la microfissure. La température reste constante et égale à la température initiale T_0 . Lorsque le cisaillement débute, la température augmente par échauffement uniforme jusqu'à T_{uni} , puis par échauffement adiabatique jusqu'à T_{adia} .

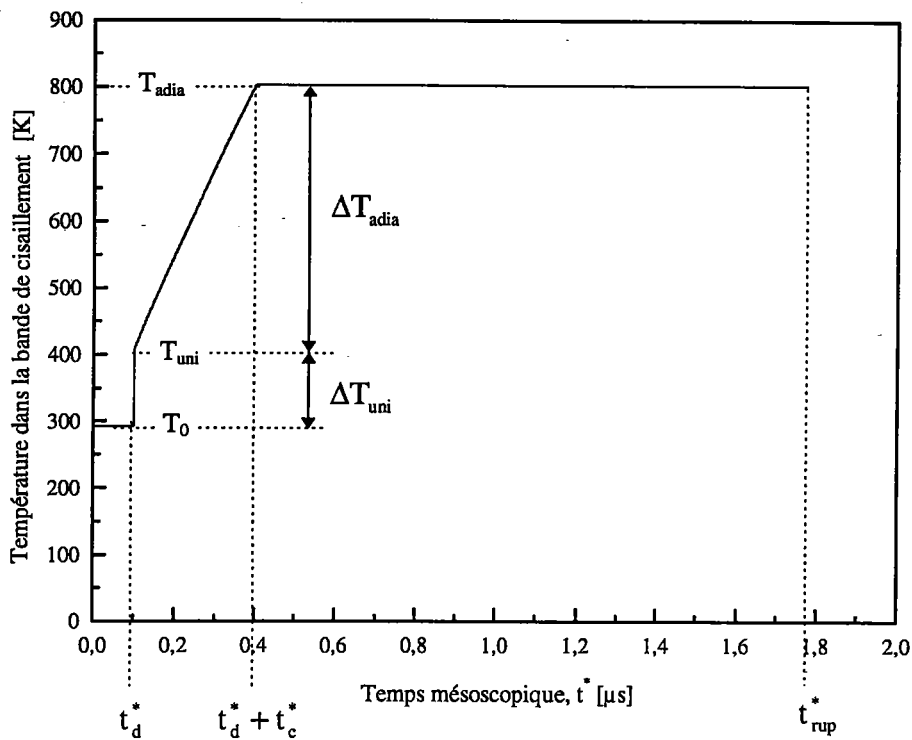


Figure.IV-23 Evolution de la température locale dans la bande de cisaillement en fonction du temps mésoscopique.

La température cesse d’augmenter lorsque la déformation plastique dans la bande atteint la valeur critique correspondant au début de fissuration. Ensuite elle reste constante jusqu’à la fin du processus de rupture. Cette dernière hypothèse ne correspond certainement pas à la réalité. En effet, la fissuration de la bande de cisaillement crée une surface libre qui permet l’évacuation d’une partie de la chaleur. Aussi lorsque la fissuration de la bande débute, il y a de forte chance pour que la température locale diminue légèrement.

5) Discussion, fig.IV-24

Les résultats obtenus et présentés ici, permettent de formuler quelques remarques. Le modèle fait intervenir vingt deux paramètres. Ce chiffre peut paraître déconcertant mais seulement quatre d’entre eux sont les variables du problème :

- la vitesse de propagation de la microfissure amorcée, $\dot{a}$,
- la vitesse de fissuration de la bande de cisaillement, V ,

- le coefficient de proportionnalité qui lie l'énergie surfacique de déformation plastique à l'énergie surfacique élastique, χ ,
- et la déformation plastique critique à partir de laquelle apparaît la fissuration de la bande de cisaillement, Γ_c .

Les autres paramètres sont soit déterminés à partir des observations post-mortem du matériau écaillé, soit à partir d'essais mécanique de caractérisation du matériau. Cependant, la vitesse de propagation de la microfissure doit également pouvoir être déterminée par l'expérience. Le coefficient de proportionnalité, χ , peut devenir une variable dépendante de la vitesse de déformation.

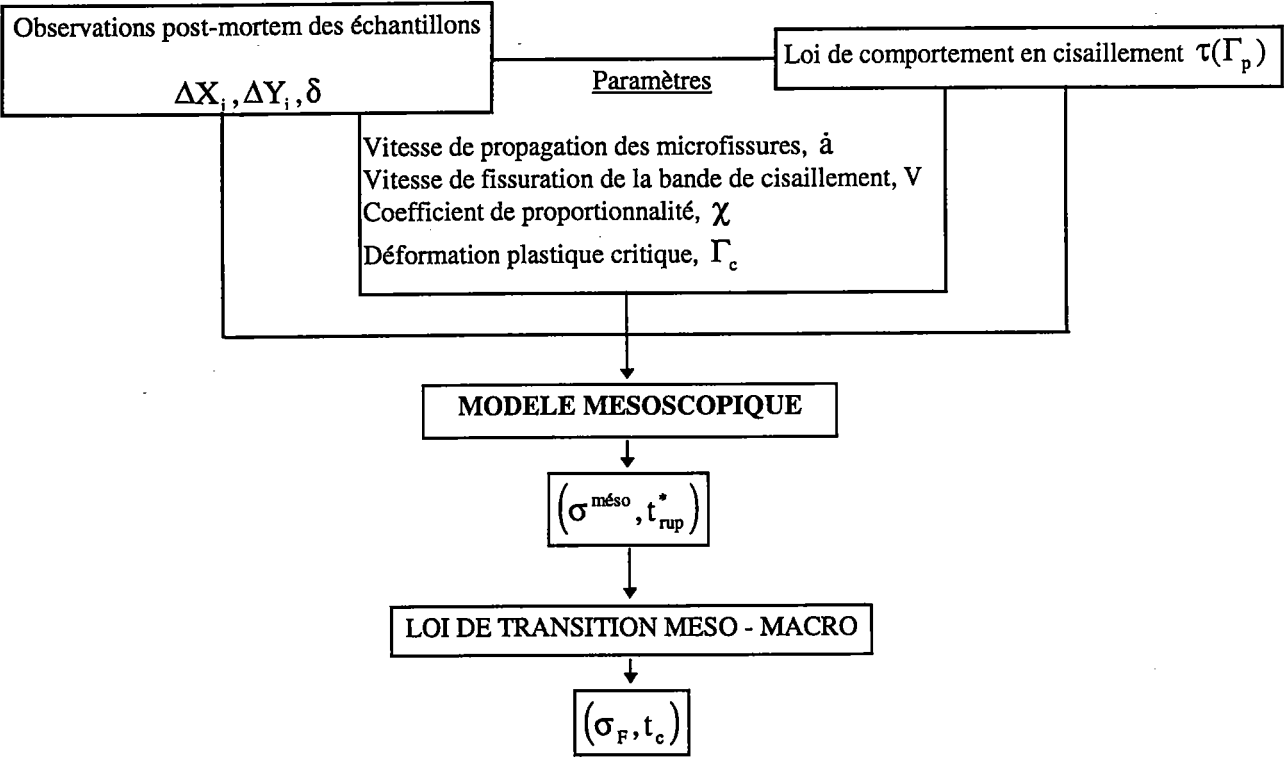


Figure.IV-24 Résumé de la structure du modèle mésoscopique proposé.

La vitesse de fissuration de la bande de cisaillement, V , joue un rôle primordial dans le calcul du temps de rupture. Plus V est grand, plus le temps de rupture est faible. La largeur de bande de cisaillement, δ , a une influence principale sur le temps critique, t_c^* , qui correspond au début de fissuration de la bande. Plus δ est grand, plus t_c^* le sera également. On remarque aussi que pour chaque cellule, on obtient en fonction des paramètres qui la caractérise, un temps de

rupture différent. Donc pour calculer une contrainte moyenne résultant de l'ensemble des cellules, il sera nécessaire de normaliser le temps par la relation (t^* / t_{rup}^*) . Le temps de rupture mésoscopique t_{rup}^* , est inférieur au temps de rupture macroscopique déterminé par l'expérience pour trois raisons principales :

- on néglige la formation d'une zone plastique localisée en fond de fissure, qui a tendance à ralentir la progression de la microfissure et à augmenter la contrainte nécessaire à sa propagation. Le traitement de l'étape d'amorçage et propagation peut notamment être fait par la mécanique de la rupture classique en faisant intervenir la notion de facteur d'intensité des contraintes ou de facteur de concentration des contraintes.

- on néglige également le travail de déformation plastique correspondant aux deux premiers stades de la courbe contrainte de cisaillement - déformation dans la matière environnant la bande de cisaillement,

- et enfin il manque une loi d'évolution du nombre de cellules élémentaires formées au cours du temps macroscopique. On peut supposer une loi de type exponentielle de la forme $N(t) = N_0 \exp(\alpha t)$ avec le nombre critique de cellules formées en fin de processus donné par $N_c = N(t_c)$. Cette valeur N_c est directement obtenue à partir des observations post-mortem des échantillons.

D'autres mesures, plus systématiques, des longueurs $\overline{\Delta X}$ et $\overline{\Delta Y}$, et des largeurs de bandes de cisaillement δ , sur des échantillons ayant subi un impact plan à différentes vitesses, doivent permettre de déterminer les fonctions f , g et h telles que :

$$\begin{cases} \overline{\Delta X} = \overline{\Delta X_0} + f(V) \\ \overline{\Delta Y} = g(V) \\ \delta = h(V) \end{cases} \quad (IV.17)$$

Bien que les nombreuses hypothèses simplificatrices conduisent à un modèle encore assez peu précis, les résultats obtenus sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Il faut se

rappeler également que l'approche macroscopique par la théorie élastique surestime la valeur de la contrainte d'écaillage. Ce modèle servira de base aux futurs développements.

Par une approche similaire, Mescheryakov et autres, [IV.8, IV.9], cherchent à établir un lien entre la cinétique des mésoparticules et le comportement macroscopique du matériau soumis à un chargement dynamique. Pour cela, ils ont utilisé une technique expérimentale (interférométrie laser) permettant de mesurer à la fois la vitesse moyenne de la surface libre et la distribution des vitesses particulières au cours de chargement par impact de différents matériaux. Alors que la vitesse moyenne de surface libre est une caractéristique macroscopique du processus de déformation dynamique, la distribution des vitesses particulières est une caractéristique mésoscopique, au sens statistique et permet d'étudier la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. En effet le faisceau laser incident monochromatique est constitué d'une multitude de faisceaux plus petits et de même longueur d'onde. Chacun de ces petits faisceaux sera réfléchi par les particules de matière mésoscopique avec une longueur d'onde différente, modifiée par l'effet Doppler. Le faisceau macroscopique réfléchi est donc constitué d'une distribution variable de longueur d'onde caractéristique de la cinétique des mésoparticules. La sensibilité du matériau à la vitesse de déformation est d'autant plus faible que la variation des vitesses des mésoparticules est élevée. La dispersion des vitesses des mésovolumes apparaît être une caractéristique de la capacité du matériel à relaxer les microcontraintes durant le passage de l'onde de choc et par conséquent définit la résistance dynamique macroscopique. Plus la variation des vitesses des mésoparticules est grande, plus la contrainte d'écaillage du matériau est élevée.

Notre modèle doit permettre de déterminer la vitesse des mésoparticules de la surface libre au cours du temps et donc d'établir le lien entre le profil géométrique de la fissure à l'échelle mésoscopique et le profil de vitesse des mésoparticules. Ceci constitue l'objectif final de nos travaux.

III. CONCLUSION

A partir de nombreuses observations mésoscopiques des sections de cibles endommagées, nous avons souhaité proposer un modèle plus proche des mécanismes physiques principaux

intervenant au cours de la rupture, tout en évitant d'avoir trop de variables à identifier. Ces mécanismes sont :

- l'amorçage et la propagation de microfissures parallèlement au plan d'onde de chargement,
- la croissance de ces microfissures dans une direction perpendiculaire au plan d'onde (ouverture de la microfissure), qui correspond à la localisation de la déformation plastique dans une zone de taille restreinte située entre deux microfissures voisines,
- la formation d'une bande de cisaillement entre ces deux microfissures puis la fissuration de cette bande, provoquant la rupture de la cellule mésoscopique élémentaire.

L'approche mésoscopique est séduisante sur de nombreux aspects puisqu'elle permet d'interpréter les mécanismes réels fondamentaux sans tomber dans une trop grande complexité.

En final, notre démarche est de proposer un modèle mésoscopique au sens statistique qui permette de déterminer la vitesse particulière et moyenne de la surface libre, à partir des observations post-mortem des échantillons.

Le modèle proposé reste simple dans son formalisme, et permet de déterminer la contrainte seuil d'écaillage et le temps de rupture en fonction de la vitesse d'impact à partir des observations à l'échelle mésoscopique des sections de cible écaillées. Bien entendu le modèle va faire l'objet d'une étude plus approfondie afin d'améliorer les points sensibles. Il s'agit notamment de prendre en compte l'histoire complète de la déformation plastique dans le matériau, et de définir une loi d'évolution du nombre de cellule élémentaire formée au cours du temps. Son exploitation dans le cadre de l'étude du comportement à l'écaillage d'un alliage de titane est également envisagée.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [IV.1] M.F.Kanninen, C.H.Popelar, Advanced fracture mechanics, Oxford engineering series 15, Oxford University Press, 32, 1985.
- [IV.2] A.Marchand, J.Duffy, An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel, J. Phys. Solids, **36**, 3, 251-283, 1988.
- [IV.3] Y.Bai, B.Dodd, Adiabatic shear localization, Pergamon Press, 1992.
- [IV.4] B.Gailly, Etude du comportement dynamique et de la rupture de trois aciers à blindage, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.
- [IV.5] J.R.Klepaczko, J.Duffy, Strain rate history effects in body-centered-cubic metals, Mechanical testing for deformation model development, ASTM STP 765, Eds. R.W.Rohde, J.C.Swearengen, American society for testing and materials, 251, 1982.
- [IV.6] S.Hanim, Modélisation de l'écaillage d'un aluminium et d'un acier, effet de la température initiale, Thèse de l'Université de Metz, 1998.
- [IV.7] F.David, Modélisation méso-macro de la localisation de la déformation, Thèse de l'Université de Metz, 1997.
- [IV.8] Yu.I.Mescheryakov, A.K.Divakov, Multiscale kinetics of microstructure and strain-rate dependence of materials, Dymat Journal, **1**, 271, 1994.
- [IV.9] Yu.I.Mescheryakov, N.A.Mahutov, S.A.Atroshenko, Micromechanisms of dynamic fracture of ductile high-strength steel, J. Mech. Phys. Solids, **42**, 1435, 1994.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE

Le chargement dynamique d'un matériau peut provoquer, sous certaines conditions, son endommagement et sa rupture par le phénomène dit d'écaillage. C'est le résultat de la mise en traction très rapide d'une partie du matériau par le croisement de deux ondes de détente. Si le temps d'application et l'amplitude de celles-ci sont suffisant, il y a formation d'une surface libre au sein de l'échantillon : c'est l'écaillage.

Dans ce travail, on s'intéresse à la mécanique et mésomécanique de l'écaillage de deux matériaux différents : un alliage d'aluminium-zinc-magnésium 7020-T6, et un acier Mars 190. Les objectifs à atteindre par cette étude peuvent être scindés en deux classes :

- la première concerne une approche expérimentale qui permette de mettre en évidence et de mieux comprendre les mécanismes physique qui interviennent au cours de la rupture par écaillage des métaux,
- la seconde correspond à une approche théorique qui consiste à proposer un critère de rupture par écaillage applicable au domaine de température allant des très basses températures (quelques Kelvin) à la température de fusion.

Pour répondre à la première classe d'objectifs, nous avons développé une technique expérimentale d'impact plaque sur plaque. Cette technique permet à partir d'impact symétrique de plaque d'obtenir des conditions aux limites et des conditions initiales bien définies, avec un état de déformation uniaxiale dans le matériau. Elle présente également l'avantage de pouvoir figer différents niveaux de rupture dans l'éprouvette. Nous avons conçu le dispositif expérimental, constitué d'un lanceur à gaz de 57 mm de diamètre, capable d'atteindre des vitesses de projectiles de l'ordre de 600 m.s^{-1} . Son utilisation est rendu conviviale par un logiciel de pilotage qui travail sous environnement Windows. Ce logiciel, directement relié à un automate, informe en temps réel, l'expérimentateur de l'évolution de la séquence de tir et des éventuels dysfonctionnements du lanceur. Il intègre également une gestion de tous les facteurs de sécurité. Bien que ce type de canon à gaz soit relativement répandu dans les laboratoires de rhéologie dynamique, celui-ci possède l'originalité d'être entièrement automatisé et commandé à partir de la souris d'un ordinateur. Son rendement et la répétabilité des essais est excellente. Le lanceur est équipé d'un système optique de mesure de la vitesse et de l'accélération du

projectile juste avant l'impact et d'un interféromètre Doppler laser. Ce dernier nous a posé d'énormes problèmes pratiques et ne nous permet pas à ce jour d'enregistrer des profils de vitesse de surface libre.

Ce dispositif a permis d'étudier la tenue à l'écaillage de deux matériaux de microstructures et de caractéristiques mécaniques différentes. A la fois sur un plan quantitatif à partir de la contrainte critique d'écaillage mesurée pour plusieurs temps de chargement compris entre 0.8 et 2.6 μ s, et sur un plan qualitatif à partir de l'analyse du rôle joué par la microstructure. Les étapes d'amorçage, croissance et coalescence de microfissures ont été identifiées et décrit pour nos deux matériaux à partir de nombreuses observations microscopiques. Ces matériaux présentent un faciès de rupture ductile. L'amorçage des microfissures se fait au niveau des particules de seconde phase ou des inclusions, par décohésion à l'interface avec la matrice ou par fissuration des particules. La croissance puis la coalescence des microfissures est le résultat de la localisation de la déformation plastique entre les microfissures voisines. Cette localisation conduit à la formation de bande de cisaillement, puis à la rupture du segment de liaison. La taille et la répartition des hétérogénéités dans la matrice jouent un rôle majeur. Une étude de la bibliographie Russe a permis de mettre en évidence l'influence de la température initiale sur la contrainte d'écaillage des métaux. Pour la plupart des métaux, cette influence reste négligeable jusqu'à environ $0.8T_m$, température à partir de laquelle la contrainte d'écaillage chute brutalement. Les métaux qui présentent une transition de phase au cours du processus de rupture, ont un comportement transitoire où la contrainte chute rapidement avec la température. L'ensemble des résultats permet de bien cerner les mécanismes physiques qui mènent à la rupture et l'influence des paramètres principaux tels que la microstructure, l'histoire du chargement et la température initiale.

Pour répondre à la seconde classe d'objectifs, nous nous basons sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux, sur l'étude bibliographique de l'influence de la température initiale sur la contrainte d'écaillage et sur le critère cumulatif proposé par Klepaczko. Les trois constantes de ce critère ont été déterminées pour nos deux matériaux et pour plusieurs autres afin de disposer d'une base de comparaison. En supposant la rupture dynamique comme un processus cumulatif, activé thermiquement, nous avons proposé une formulation généralisée à l'ensemble du domaine de température du critère de Klepaczko. Les nombreuses observations à l'échelle mésoscopique des sections de cible écaillées constituent la base d'un modèle original plus

proche des mécanismes physique principaux intervenant au cours de la rupture, tout en évitant d'avoir trop de variables à identifier. Ces mécanismes sont l'amorçage et la propagation de microfissure dans une direction parallèle au plan de l'onde de chargement, la croissance de ces microfissures dans une direction perpendiculaire au plan de l'onde de chargement, et la fissuration par cisaillement du segment qui relie deux microfissures voisines. Notre démarche a été de proposer un modèle mésoscopique au sens statistique qui soit capable de traiter la rupture par écaillage des métaux. Bien que de nombreuses hypothèses simplificatrices conduisent à un modèle encore assez éloigné de la réalité physique, les résultats semblent prometteurs. Ce modèle servira de base aux futurs développements.

PERSPECTIVES

Sur le plan expérimental, il est nécessaire de réaliser des essais en température pour compléter les résultats bibliographique, encore très pauvres, sur l'influence de la température initiale sur la contrainte d'écaillage. Pour cela le lanceur à gaz sera équipé d'un four permettant de réaliser des essais d'impact plaque sur plaque à différentes températures initiales du matériau. Les résultats expérimentaux donnant la contrainte d'écaillage en fonction du temps de chargement doivent être complété par des données concernant des temps de chargement beaucoup plus petits (impact laser). Ces données permettront de valider le critère dans une plus large gamme de temps. D'autres part, les capacités du lanceur à gaz conçu au L.P.M.M., lui permettent de servir de base à de nombreuses autres expériences dynamiques, telles que des essais de perforation, de cisaillement ou de compaction des poudres. Un montage de perforation muni d'un tube de Hopkinson est en cours de réalisation.

Sur le plan de la modélisation, de nouveaux résultats donnant la contrainte d'écaillage en fonction de la température initiale pour nos deux matériaux doit permettre de valider plus précisément le modèle de Klepaczko généralisé. La formulation du modèle mésoscopique reste préliminaire et doit représenter la première étape du développement d'un modèle plus aboutit. Les principaux points à améliorer sont ceux négligés jusqu'ici, à savoir :

- la formation d'une zone plastique localisée en fond de fissure, qui a tendance à ralentir la progression de la microfissure et à augmenter la contrainte nécessaire à sa propagation. Il est possible d'utiliser l'approche de Dugdale.

- le travail de déformation plastique correspondant aux deux premiers stades de la courbe contrainte de cisaillement - déformation, dans la matière environnant la bande de cisaillement.

A cela il faut ajouter qu'il nous manque une loi d'évolution des microfissures dans le matériau en fonction du temps macroscopique de rupture. Cette loi doit permettre de réaliser le passage entre l'échelle mésoscopique et l'échelle macroscopique.