



HAL
open science

Etude de l'amorçage de fissures de fatigue dans le Ti-6Al-4V

Kristell Le Biavant-Guerrier

► **To cite this version:**

| Kristell Le Biavant-Guerrier. Etude de l'amorçage de fissures de fatigue dans le Ti-6Al-4V. Mécanique
| [physics.med-ph]. Ecole Centrale Paris, 2000. Français. NNT : . tel-00466425

HAL Id: tel-00466425

<https://theses.hal.science/tel-00466425>

Submitted on 23 Mar 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



ECOLE CENTRALE PARIS
LABORATOIRE DE MECANIQUE
SOLS, STRUCTURES et MATERIAUX



UMR 8579

THESE

présentée par

Kristell LE BIAVANT - GUERRIER

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Spécialité : Mécanique et Matériaux

**ETUDE DE L'AMORCAGE DE
FISSURES DE FATIGUE
DANS LE TI-6AL-4V**

Soutenue le 11 Décembre 2000 devant un jury composé de :

M. Dominique FRANCOIS	Président
M. Jean-Yves GUEDOU	Examineur
M. Roland KRAFFT	Examineur
M. José MENDEZ	Rapporteur
M. Keith MILLER	Examineur
M. Jean-Loup STRUDEL	Rapporteur
M. Claude PRIOUL	Directeur de thèse
Mme Sylvie POMMIER	Co-encadrement de la thèse

*A Freddy,
à Axelle*

AVANT-PROPOS

L'étude présentée dans ce manuscrit s'est déroulée au Laboratoire de Mécanique Sols Structures et Matériaux de l'Ecole Centrale Paris. Je tiens donc tout particulièrement à remercier Philippe Bompard pour m'avoir accueillie au sein de son équipe et m'avoir permis d'y effectuer ce travail de thèse. C'est également grâce au soutien financier et scientifique du Département Méthodes de Snecma que cette étude a pu se dérouler. Je souhaite donc remercier Pierre-Etienne Mosser qui est à l'origine de cette thèse. Cette étude a également été l'objet d'une collaboration entre le Département Méthodes - Durées de Vie et le Département Matériaux et Procédés de Snecma. Merci à Rolland Krafft et Jean-Yves Guedou qui en sont les directeurs respectifs et qui ont accepté de participer à mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma plus sincère reconnaissance à Claude Prioul pour avoir dirigé mes travaux de recherche. Au cours des nombreuses discussions que nous avons eues, j'ai beaucoup apprécié sa rigueur scientifique, ainsi que ses qualités humaines. Sans la présence de Sylvie Pommier à mes côtés, cette étude n'aurait certainement pas été la même. Elle a su insuffler à ce travail beaucoup de dynamisme et d'enthousiasme. Je voudrais donc lui exprimer mes plus sincères remerciements et toute mon amitié.

Je souhaite remercier chaleureusement Dominique François d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Keith Miller pour m'avoir fait l'honneur de se déplacer spécialement afin de participer à mon jury. La journée qu'il m'a consacrée à Sheffield et les discussions que nous avons eu ont été extrêmement instructives et enrichissantes à de nombreux points de vue.

Merci également à José Mendez et Jean-Loup Strudel d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je les remercie pour les discussions constructives que nous avons eues et leurs remarques judicieuses.

Je souhaite également remercier vivement Valérie Gros et Bruno Brethes pour l'appui scientifique et technique qu'ils m'ont fourni au cours de cette thèse. Ils m'ont permis, à chaque fois que c'était possible, d'utiliser les moyens techniques de Snecma pour faire avancer cette étude.

Une partie des résultats de cette étude est associée au travail de trois stagiaires du laboratoire MSS-Mat : Sébastien Billard, Marco Sampablo et Virginie Malherbe. Merci tout particulièrement à Marco pour son enthousiasme et sa ténacité à toutes épreuves !

Le Département Matériaux et Procédés de Snecma m'a également fourni de nombreux services : Philippe Gallois pour tous les renseignements métallurgiques ou pour toute question subsidiaire, Annie Pasquet pour avoir réalisé les mesures de textures RX avec beaucoup de professionnalisme et de disponibilité, Dominique Georget pour avoir su me donner tous ces petits détails pratiques qui permettent d'attaquer correctement ou de polir électrolytiquement les alliages de titane. Sans leurs conseils précieux, j'aurai sans aucun doute perdu beaucoup de temps et d'énergie.

Je souhaite également remercier Philippe Pilvin de son soutien pour la partie numérique, en particulier pour la modélisation du comportement mécanique des matériaux hexagonaux. Merci aussi à Ivan Nedbal pour son travail minutieux en microscopie à balayage et pour les photos magnifiques qu'il a offertes à cette thèse.

Je voudrais également remercier les techniciens du laboratoire MSS-Mat : Nicolas Roubier et Sylviane Bourgeois pour leur aide dans toute la partie expérimentale, Françoise Garnier pour toutes les observations en microscopie à balayage, Michel Pasquet pour les plans d'éprouvettes, ainsi que Daniel Kervern et Landry Maricot.

Je n'oublierai pas non plus l'équipe cosmopolite des thésards et stagiaires du laboratoire MSS-Mat que j'ai rencontrée au cours de ma thèse : Serge, Petr, Armelle, Felicitas, Alireza, Raul, Andreas et tous les autres.

Pour de nombreuses raisons, ces trois années passées au laboratoire MSS-Mat auront été pour moi de très belles années.

Table des matières

Introduction	1
Glossaire	2
1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	3
1.1 Généralités sur les alliages de titane	3
1.1.1 Le titane non allié	3
1.1.2 Les alliages de titane	3
1.2 Les traitements thermomécaniques	6
1.2.1 Les différentes phases	6
1.2.2 Microstructures des alliages de titane	7
1.2.3 Traitement thermomécanique du Ti-6Al-4V équiaxe	9
1.2.4 "Recristallisation" de la phase α	9
1.3 Mécanismes de déformation du titane α	11
1.3.1 Elasticité anisotrope titane- α	11
1.3.2 Plasticité des métaux hexagonaux	11
1.3.3 Particularités de la plasticité du titane α	14
1.3.4 Effet de l'oxygène sur les mécanismes de déformation à température ambiante	15
1.3.5 Conclusions sur les mécanismes de déformation du Ti- α	17
1.4 La fatigue dans les alliages de titane	18
1.4.1 Préambule	18
1.4.2 Mécanismes d'amorçage	20
1.4.3 Propagation de fissures de fatigue dans les alliages de titane	22
1.4.4 Tableau de synthèse des mécanismes d'amorçage recensés dans la littérature	24
1.5 Rôle du plan de base dans les mécanismes de déformation et la fissuration en fatigue des alliages de titane très texturés	27
2 CARACTÉRISATION MICROSTRUCTURALE ET MÉCANIQUE DU MATÉRIAU	29
2.1 Propriétés générales	29
2.1.1 Origine industrielle	29
2.1.2 Composition et propriétés mécaniques	29
2.1.3 Comportement cyclique du matériau	30
2.1.4 Microstructure	33
2.2 Structure 'fantôme'	34
2.3 Caractérisation du matériau à l'échelle des macrozones	37
2.3.1 Morphologie des macrozones	37
2.3.2 Caractère cristallographique des macrozones	38
2.3.3 Orientations cristallographiques secondaires	39
2.3.4 Etude de la phase lamellaire	41
2.3.5 Origine des macrozones	43

2.3.6	Interface entre macrozones	44
2.3.7	Influence des macrozones sur le comportement mécanique	47
2.4	Conclusions partielles	50
3	AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE	51
3.1	Protocole expérimental	51
3.2	Influence des macrozones sur les mécanismes d'amorçage	52
3.3	Sites d'amorçage	56
3.3.1	Amorçage en fatigue flexion	56
3.3.2	Amorçage sur éprouvettes entaillées	57
3.4	Orientation des fissures	58
3.5	Amorçage et glissement	61
3.5.1	Observations	61
3.5.2	Calcul des facteurs de Schmid	63
3.5.3	Conclusion sur les mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue	66
3.6	Etude de la densité de fissuration des macrozones	66
3.6.1	Observations préliminaires	66
3.6.2	Densité de fissuration et orientation cristallographique des macrozones	67
3.6.3	Effet de surface	69
3.7	Compléments à l'étude de l'amorçage	71
3.7.1	Effet de la contrainte normale sur l'amorçage	71
3.7.2	Effet de voisinage en fond d'entaille	72
3.8	Conclusions partielles	75
4	ETUDE DES PREMIERS STADES DE PROPAGATION EN FATIGUE	76
4.1	Influence des macrozones sur la vitesse de propagation	76
4.2	Etude des premiers stades de propagation en flexion cyclique	77
4.2.1	Méthodologie expérimentale	77
4.2.2	Evolution de la longueur des fissures	78
4.2.3	Vitesse de propagation 'pure'	79
4.2.4	Conclusions partielles	80
4.3	Suivi expérimental de la propagation en fond d'entaille	81
4.4	Modélisation de la propagation en fond d'entaille	81
4.4.1	Effet du rapport de charge sur la propagation	81
4.4.2	Courbes de propagation en présence d'une entaille	83
4.5	Conclusions partielles	84
5	MODÈLE PRÉDICTIF DE LA FISSURATION EN FATIGUE EN PRÉSENCE D'UNE ENTAILLE	85
5.1	Rappel des résultats principaux et hypothèses de base du modèle	85
5.2	Modélisation de la phase d'amorçage	86
5.2.1	Loi d'évolution de la densité de fissuration	86
5.2.2	Importance du paramètre 'densité de fissuration'	88
5.2.3	Définition d'une densité de fissuration	89
5.2.4	Seuil fissures courtes / fissures longues	89
5.2.5	Estimation du nombre de cycles de propagation en régime de fissures courtes	90
5.3	Modélisation de la phase de propagation	91
5.3.1	Calcul du champ de contrainte en fond d'entaille	92
5.3.2	Calcul du facteur d'intensité de contrainte en fond d'entaille	93
5.3.3	Calcul du nombre de cycles de propagation	95
5.4	Validation du modèle proposé	95
5.4.1	Modèle de propagation	95

5.4.2	Durées de vie d'éprouvettes lisses	97
5.4.3	Modèle prédictif en présence d'une entaille	98
5.5	Conclusions partielles	102
	Conclusions	103
	Perspectives	105
	Annexes	106
	Bibliographie	164

INTRODUCTION

La prévision de l'amorçage de fissures de fatigue constitue un problème crucial pour le dimensionnement de pièces industrielles telles que les disques fans des turboréacteurs CFM56 produits par Snecma. Les spécifications aéronautiques imposent en effet une absence totale d'amorçage dans ces pièces, dont la résistance à la fissuration est critique pour la sécurité de l'avion.

Au problème spécifique de l'amorçage de fissures de fatigue s'ajoute celui de la géométrie complexe des disques fans. En effet, dans un matériau tel que le Ti-6Al-4V, qui présente une très forte sensibilité à l'effet d'entaille, les zones à concentration de contraintes constituent des sites privilégiés pour l'amorçage de fissures de fatigue. De plus, les champs de contrainte en fond d'entaille, leur triaxialité et les éventuels effets de plasticité locale rendent plus ardu le dimensionnement des disques fans.

D'autre part, la fissuration en fond d'entaille est étudiée au moyen d'essais de traction-compression sur des éprouvettes entaillées. On constate, notamment dans le cas du Ti-6Al-4V, une très forte dispersion des durées de vie de ces éprouvettes pour une même contrainte appliquée. Ce phénomène est extrêmement pénalisant pour le calcul de pièces telles que les disques fans ; en effet, leur dimensionnement est réalisé en considérant un comportement mécanique égal au comportement moyen du matériau diminué de trois écarts type. Une meilleure compréhension de la sensibilité à l'effet d'entaille améliorerait donc considérablement le processus de dimensionnement.

L'objectif de ce travail est de déterminer les paramètres gouvernant les mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue et leurs premiers stades de propagation, en particulier dans les zones à concentrations de contraintes, afin de proposer à Snecma un modèle d'amorçage et de durée de vie, associé à la présence d'entaille dans le Ti-6Al-4V.

La première partie de ce manuscrit (Chapitre 1) est consacrée à une description des alliages de titane, des traitements thermo-mécaniques qui leur sont appliqués, ainsi qu'à leur spécificité vis-à-vis des mécanismes de déformation et de fissuration en fatigue.

Le chapitre 2 présente une caractérisation microstructurale et mécanique du Ti-6Al-4V du matériau étudié. Cette caractérisation constitue un des principaux résultats de cette étude grâce à la mise en évidence d'une structure fantôme dans le matériau - les macrozones - et de leur considérable influence sur le comportement mécanique en général et sur la fissuration en fatigue en particulier.

L'étude expérimentale des mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue, détaillée dans le chapitre 3, a donc été menée en prenant en considération l'échelle des macrozones. Les observations, réalisées au cours de ce travail, et leur interprétation ont permis de proposer un modèle d'amorçage de fissures de fatigue.

Le chapitre 4 présente les résultats de l'étude des premiers stades de propagation des fissures de fatigue. Ces travaux ont servi de base à un modèle de propagation de fissures de fatigue dans le champ de contraintes complexe d'une entaille.

Enfin, dans le chapitre 5, un modèle de durée de vie en fatigue est proposé et comparé à des données expérimentales obtenues sur des éprouvettes lisses et entaillées.

Glossaire

T_β	température du β -transus, ie du haut du domaine biphasé $\alpha + \beta$
nodules α	grains de phase α primaire
β_t	grains lamellaires constitués de lamelles de phase α secondaire et de phase β résiduelle
a, l	longueurs de fissure
N	nombre de cycles de sollicitation imposés
$\frac{da}{dN}$	vitesse de propagation de la fissure
K	facteur d'intensité de contrainte
K_{max}	facteur d'intensité de contrainte maximal
Σ_{max}	contrainte macroscopique maximale
Σ_{min}	contrainte macroscopique minimale
R	rapport de charge, ie $\Sigma_{min}/\Sigma_{max}$
ϕ_1, Φ, ϕ_2	angles d'Euler
ϕ	désorientation existant entre l'axe de sollicitation macroscopique et la normale au plan de glissement
λ	désorientation existant entre l'axe de sollicitation macroscopique et la direction de glissement
θ	désorientation existant entre la direction de glissement et la normale à la surface
τ	cission résolue
$\Delta\tau$	amplitude de cisaillement
τ^B, τ^P	cissions résolues basale et prismatique
τ_c^B, τ_c^P	cissions critiques basale et prismatique
N_a	nombre de cycles à l'amorçage
N_p	nombre de cycles de propagation
N_r	nombre de cycles à rupture
r	rayon de capture de la fissure
d^{1000}, d_c	densités de fissuration

1. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Généralités sur les alliages de titane

1.1.1 Le titane non allié

Le titane peut se présenter sous deux formes cristallographiques différentes :

- A basse température, sous sa forme α , hexagonale pseudo-compacte (avec un rapport des paramètres de mailles c/a de 1.587, contre 1.633 pour la valeur théorique),
- A haute température, sous sa forme β , cubique centrée .

La température de transition, appelée β -transus et notée T_β , vaut 882°C . Le passage de l'une à l'autre des configurations cristallines se fait à partir du modèle de Burgers (1934) (voir FIG 1.1).

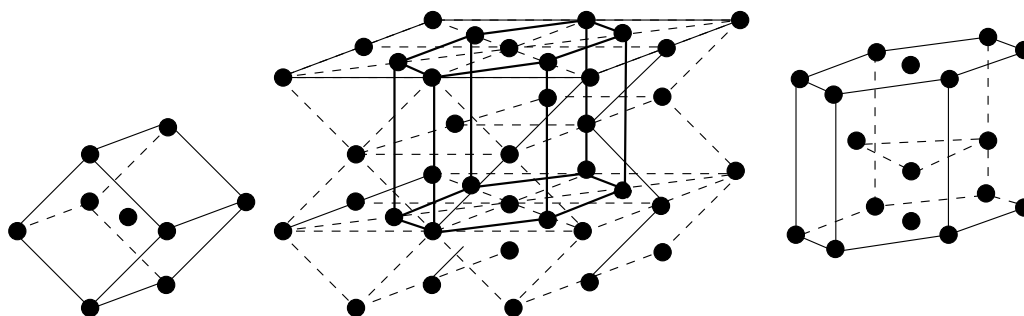


FIG. 1.1 – Schéma de Burgers

Il y a donc correspondance entre le plan de base (0001) et les vecteurs $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ de α , et le plan (110) de la phase β et les vecteurs $\langle 111 \rangle_\beta$.

Les paramètres de maille de ces deux phases sont les suivants (Combres & Champin, 1994a):

RÉSEAU CRISTALLIN	TEMPÉRATURE	PARAMÈTRES DE MAILLE
Hexagonal compact	20°	$a = 0,295nm$ $c = 0,468nm$
Cubique centré	900°C	$a = 0,332nm$

1.1.2 Les alliages de titane

Pour les applications mécaniques, c'est essentiellement sous forme d'alliages que le titane est utilisé. La présence d'éléments d'addition, α -gènes ou β -gènes, influence les équilibres thermodynamiques des deux phases. Ainsi modifient-ils les propriétés des deux phases, telles que les paramètres de maille, par effet de solution solide de substitution ou d'insertion. Les éléments d'addition conditionnent également la cinétique de transformation $\beta \rightarrow \alpha$ et favorisent l'apparition d'états métastables (Combres & Champin, 1994a; Combres & Champin, 1994b).

Éléments β -gènes

Ces éléments abaissent la température de transition entre le domaine β et le domaine mixte $\alpha+\beta$. Parmi les éléments β -gènes, on peut distinguer ceux qui forment des solutions solides de substitution et ceux qui forment des solutions d'insertion avec le titane. Une autre forme de classification peut être faite selon que l'élément d'alliage est β -eutectoïde ou β -isomorphe, c'est-à-dire, selon que le diagramme binaire Ti-X possède ou non un eutectoïde, associé à la formation d'un composé intermétallique (Combres & Champin, 1992).

	Insertion	Substitution
Isomorphe		Mo, V, Nb, Ta
Eutectoïde	H	Cr, Fe, W

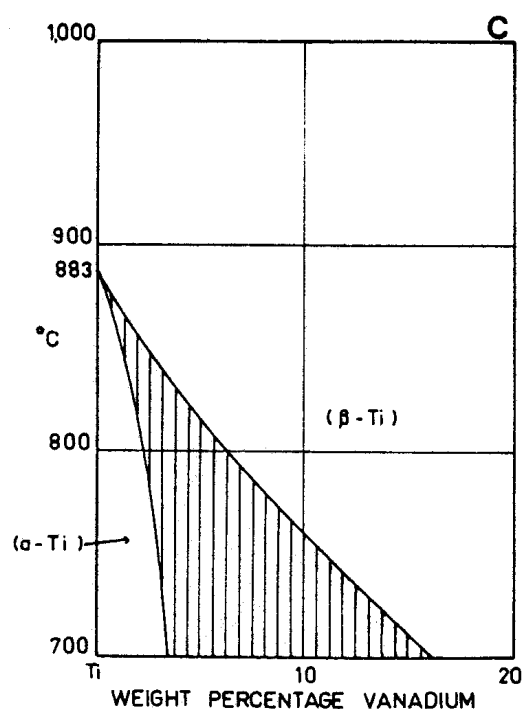


FIG. 1.2 – *Diagramme binaire Titane-Vanadium*

Les effets β -gènes sont additifs; on évalue le caractère β -gène des éléments d'un alliage par la teneur équivalente en molybdène définie par l'expression suivante :

$$[Mo]_{eq} = [Mo] + \frac{[Ta]}{5} + \frac{[Nb]}{3.6} + \frac{[W]}{2.5} + \frac{[V]}{1.5}$$

Éléments α -gènes

La présence des ces éléments d'alliage élève la température de transition entre le domaine α et celui où α et β coexistent . De même que pour les éléments β -gènes, on distingue les solutions solides d'insertion et de substitution, ainsi que les éléments d'alliage X qui créent un péritectique ou un péritectoïde dans le diagramme binaire Ti-X (Combres & Champin, 1992).

	Insertion	Substitution
Péritectique	O, N	
Péritectoïde	C	Al

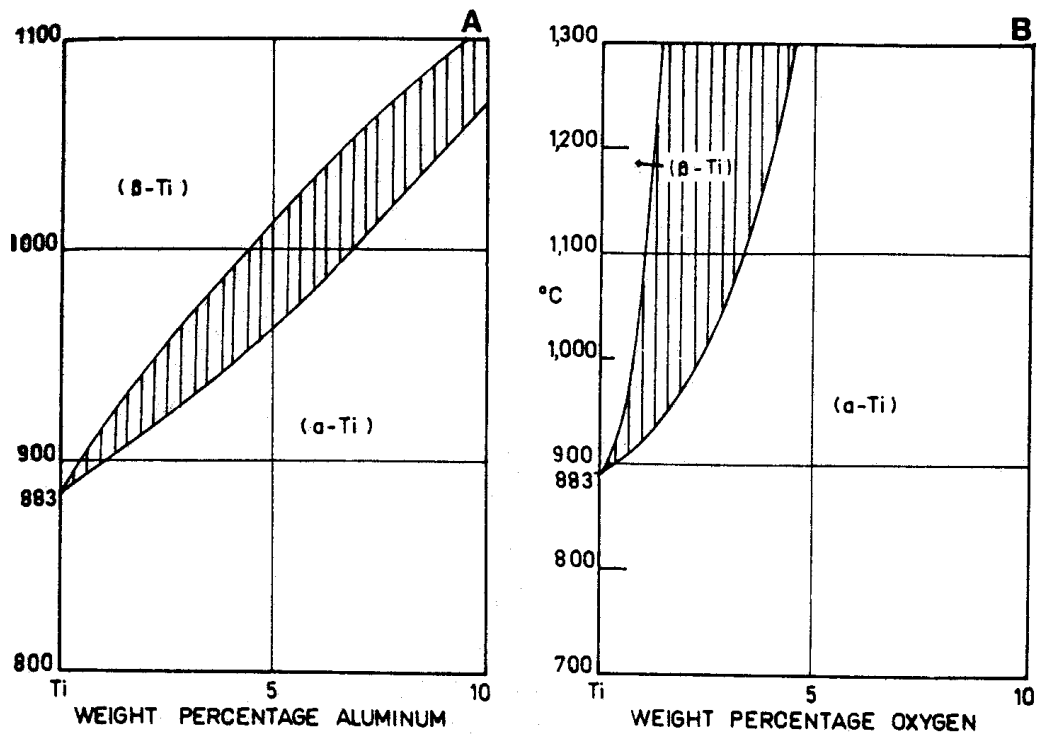


FIG. 1.3 – Diagrammes binaires Ti-Al et Ti-O

De même que pour le cas des éléments d'alliage β -gènes, on évalue la teneur en éléments α -gènes avec l'expression suivante (Gregory, 1994) :

$$[Al]_{eq} = [Al] + \frac{[Zr]}{6} + \frac{[Sn]}{3} + 10([O] + 2[N] + [C])$$

NB : Dans la classification des éléments d'alliage, on distingue en outre les éléments neutres qui ne favorisent ni une phase, ni l'autre. Parmi ces éléments, on cite généralement le zirconium et l'étain. Ces éléments figurent pourtant dans la formule d'estimation de la "force α -gène" des éléments d'alliage.

On classe les alliages de titane selon les catégories suivantes (Gregory, 1994) :

- | | | |
|-----------------------|----------------------|-----------------------|
| 1) α | $[Al]_{eq} < 8$ | $[Mo]_{eq} < 1$ |
| 2) proche- α | $8 < [Al]_{eq} < 10$ | $[Mo]_{eq} < 2$ |
| 3) $\alpha + \beta$ | $5 < [Al]_{eq} < 10$ | $2 < [Mo]_{eq} < 8$ |
| 4) proche- β | $[Al]_{eq} < 8$ | $10 < [Mo]_{eq} < 15$ |
| 5) β métastable | $[Al]_{eq} < 6$ | $10 < [Mo]_{eq} < 15$ |

En stabilisant l'une ou l'autre des structures, les éléments d'alliage modifient également les propriétés mécaniques :

- Les alliages α et proche- α ont une bonne résistance au fluage et peuvent être durcis par précipitation.
- Les alliages β et proche- β possèdent une bonne ductilité à froid et peuvent être durcis par traitement thermique.
- Les alliages $\alpha + \beta$ sont caractérisés par une bonne aptitude au forgeage à chaud et peuvent atteindre d'excellentes propriétés mécaniques par traitement thermique.

Sites interstitiels

Dans le réseau hexagonal, il existe deux types de sites interstitiels, à savoir octaédriques et tétraédriques. Dans le titane α pur les rayons des sites octaédriques et tétraédriques sont respectivement de 0,62 et 0,34 Å (FIG. 1.4). En raison de leur faible rayon, les sites tétraédriques ne peuvent être occupés que par des atomes d'hydrogène (Naka, 1983).

Les sites octaédriques de la maille hexagonale ont pour coordonnées $(1/3, 2/3, 1/4)$ (Naka, 1983). Au total, on compte un site octaédrique par atome de titane.

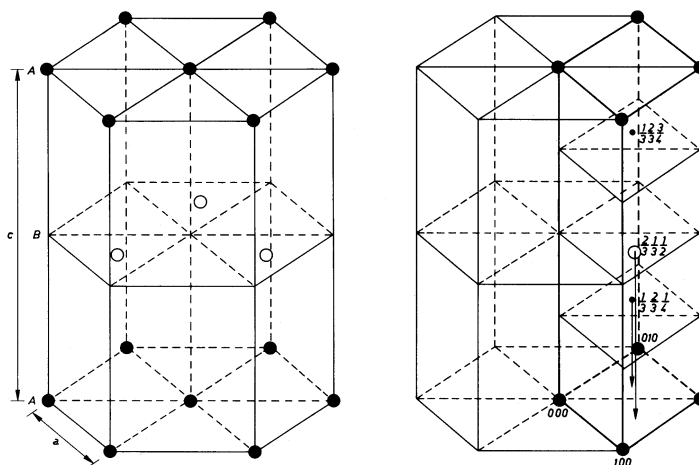


FIG. 1.4 – Sites octaédriques (Naka, 1983)

1.2 Les traitements thermomécaniques

1.2.1 Les différentes phases

Au cours du traitement thermomécanique des alliages de titane, plusieurs phases peuvent se former. On distingue en particulier plusieurs formes de phase β :

- β_m ou β métastable : Cette phase correspond à une phase β existant à une température inférieure à son domaine de stabilité. Cette phase métastable est susceptible de se transformer au cours d'un traitement thermomécanique ultérieur. Plus la quantité de phase α présente dans l'alliage est élevée, moins la probabilité de former la phase β_m , au cours d'une trempe par exemple, est grande.
- β_t ou matrice β vieillie : Cette phase est le résultat de la transformation de β en $\alpha + \beta$. La structure obtenue est souvent lamellaire (lamelles de phase α dans une matrice de β).

La morphologie de la phase α dépend du moment lors duquel elle s'est formée au cours du traitement thermomécanique. Ainsi distingue-t-on :

- α_I ou α_p (α primaire) : Cette phase correspond à la phase α qui se forme à haute température. Elle existe souvent sous forme de nodules plus ou moins équiaxes.
- α_{II} (α secondaire) : Cette phase est issue de la transformation de β_m ou de α' au cours d'un recuit. Elle se présente sous forme de lamelles entourées d'une matrice de phase β résiduelle.

Deux phases martensitiques α peuvent également se former au cours des traitements thermiques appliqués aux alliages de titane, si l'alliage de titane contient beaucoup d'éléments α -gènes :

- α' : Cette phase de structure hexagonale est obtenue par trempe de la phase β . Elle a la même structure cristallographique que α , mais les mécanismes de diffusion n'ayant pas eu le temps de se mettre en place, sa composition chimique est la même que celle de β .
- α'' : Cette phase martensitique de structure orthorhombique précipite dans la phase β_m soumise à une sollicitation mécanique.

Enfin, les alliages de titane peuvent également contenir les phases suivantes :

- α_2 : On appelle ainsi les composés intermétalliques de type Ti_3Al (Ti_3Al est une phase hexagonale dont les précipités cohérents et ordonnés sont extrêmement durcissants). Ces précipités se formeraient pour une teneur en aluminium supérieure à 6% (Lim *et al.*, 1976).
- γ : Composés intermétalliques de type $TiAl$.
- ω : Cette phase, invisible au microscope optique, se forme lors du refroidissement rapide de la phase β ou au cours d'un traitement thermique. Son énergie de Gibbs étant plus élevée que celle des phases martensitiques, cette phase est généralement transitoire.
- La nature et l'existence d'une phase d'interface entre α et β reste très discutée. Elle serait de structure cubique à faces centrées ou correspondrait à une phase α maclée.

1.2.2 Microstructures des alliages de titane

Selon les teneurs en éléments d'alliage et la nature du traitement thermomécanique appliqué au matériau, les microstructures des alliages de titane peuvent être très diverses, y compris pour des alliages identiques. La phase α primaire peut être présente sous forme de nodules en proportion plus ou moins importante (FIG. 1.6 et FIG. 1.7) ou de colonies de lamelles formées à l'intérieur des ex-grains β (FIG. 1.7). Dans ce dernier type de microstructure, les joints de grains des ex-grains β sont souvent soulignés par la présence de liserés de phase α .

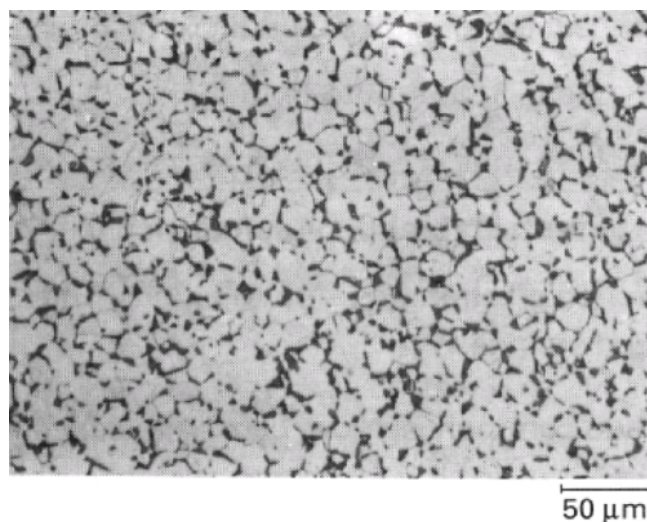


FIG. 1.5 – *Ti-6Al-4V équiaxe : Nodules α dans une matrice β vieillie*

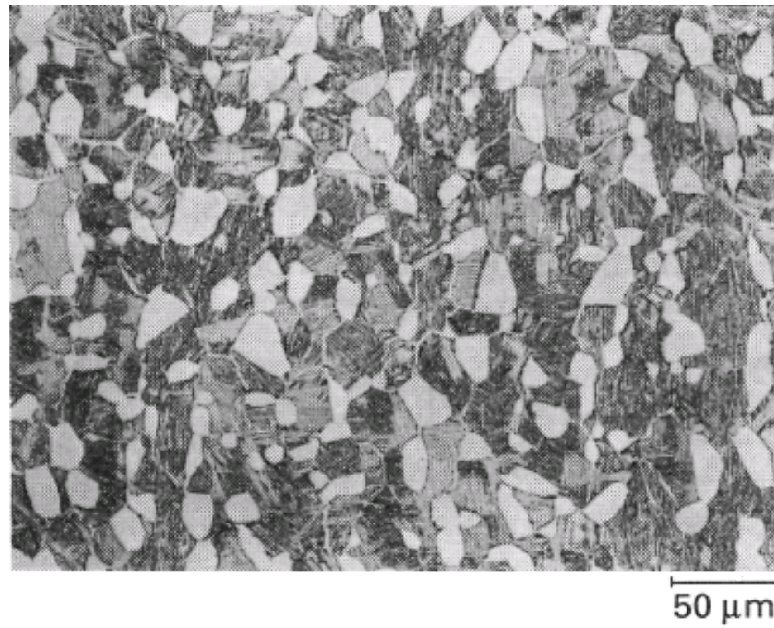


FIG. 1.6 – *Ti-6Al-4V* bimodal ou duplex : Nodules et phase lamellaire en proportions identiques

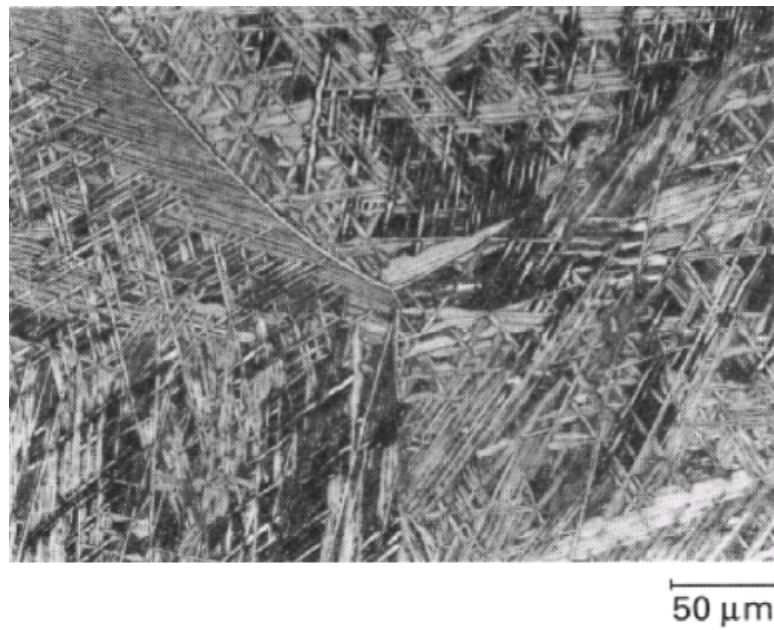


FIG. 1.7 – *Ti-6Al-2Sn-4Zr-2Mo* : structure en vannerie ('basketweave') ou de Widmanstätten : Aiguilles α dans une matrice β

1.2.3 Traitement thermomécanique du Ti-6Al-4V équiaxe

Le traitement thermomécanique du Ti-6Al-4V, dit TA6V, de structure équiaxe se déroule en quatre étapes :

1. Dans un premier temps, l'alliage brut de solidification, présentant une structure de Widmanstätten, est forgé dans le domaine β .
2. Ensuite, il est corroyé à chaud dans le domaine $\alpha+\beta$, puis trempé.
3. Le forgeage $\alpha+\beta$ est suivi d'un traitement de recristallisation au cours duquel se forment des nodules de phase α primaire. Cette phase est suivie d'une trempe au cours de laquelle la phase β se transforme en une phase métastable α' .
4. La dernière étape du traitement thermomécanique de l'alliage correspond à un recuit à 700°C au cours duquel la phase α' se transforme en phase lamellaire $\alpha + \beta$. A l'issue de cette phase, le matériau est refroidi à l'air.

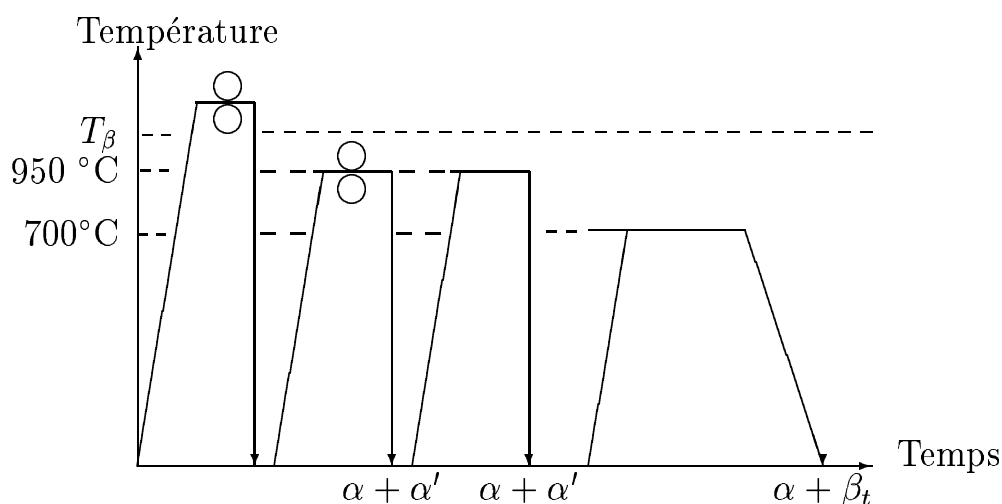


FIG. 1.8 – Schéma de traitement thermomécanique du TA6V

Les paramètres du corroyage (quantité de déformation, température) permettent de contrôler la morphologie et la cristallographie de la phase α primaire. La durée et la température du traitement de recristallisation permettent d'ajuster la fraction de nodules α primaires ainsi que leur taille (Lütjering *et al.*, 1992). La trempe après la phase de recristallisation conditionne l'épaisseur et la longueur des lamelles α secondaires.

1.2.4 "Recristallisation" de la phase α

Le terme de recristallisation de la phase α au moment du corroyage à chaud de l'alliage de titane est erroné. En effet, il ne s'agit pas d'un processus de germination-croissance de nodules α dans la matrice déformée plastiquement mais de la segmentation des lamelles α par pénétration de la phase β et de la formation de nouveaux joints (Dumanowski, 1997) (Margolin & Cohen, 1980) (Lütjering *et al.*, 1992). Weiss *et al.* (1986) avancent deux explications pour ce phénomène de fragmentation qui se produirait :

- soit au niveau des joints de sous-grains, régulièrement espacés, issus de la restauration dynamique des lamelles.
- soit à cause de la formation de bandes de cisaillement très localisées dans les lamelles α .

1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans chacun des deux cas, la pénétration de la phase β s'accroît si la déformation se prolonge ou lors d'un traitement thermique postérieur.

D'après Dumanowski(1997), la déformation dans le domaine biphasé $\alpha + \beta$ se déroule en trois étapes. Dans un premier temps, le réseau de liserés α qui s'est formé au niveau des joints de grains β se déforme tandis que les colonies de lamelles à l'intérieur des grains restent relativement intactes. Puis, les lamelles s'orientent perpendiculairement à l'axe de compression, forment des replis et se segmentent. (cf. FIG. 1.9) Ensuite, la division des lamelles commence et les premiers grains équiaxes se forment.

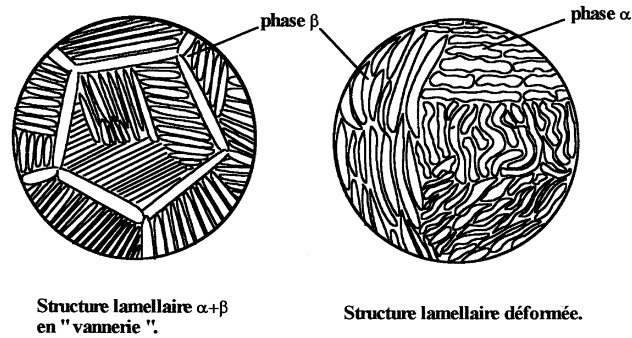


FIG. 1.9 – Microstructure avant et pendant le corroyage

Si le corroyage se produit dans le haut du domaine biphasé, vers 960°C , la pénétration de β est favorisée par la température et les lamelles se divisent aisément, sans se déformer, en segments qui conservent dans un premier temps la même orientation que la lamelle initiale, avant d'être eux-mêmes segmentés si la déformation se prolonge. (FIG 1.10)

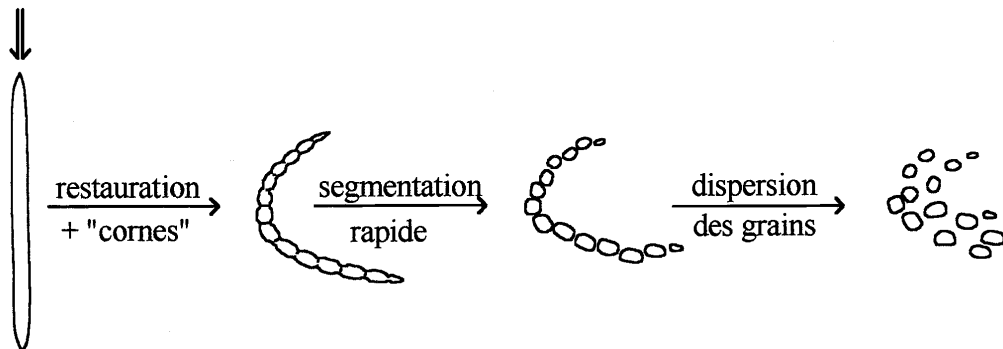


FIG. 1.10 – Déformation des lamelles à 960°C

1.3 Mécanismes de déformation du titane α

La plasticité des métaux hexagonaux compacts mettant en jeu des mécanismes particuliers, cette partie a pour objectif d'en présenter les différentes caractéristiques.

1.3.1 Elasticité anisotrope titane- α

L'anisotropie du comportement du titane- α réside essentiellement dans les différences de propriétés existant entre la direction de l'axe $\langle c \rangle$ et celles du plan basal. Les modèles proposés dans la littérature sont donc orthotropes, le plan d'orthotropie étant le plan de base. On néglige donc complètement les variations de propriétés élastiques dans le plan de base.

Dans la suite, nous utiliserons les constantes élastiques proposées par Fisher et Renken (1964). L'évolution du module d'Young en fonction de la désorientation entre l'axe $\langle c \rangle$ et l'axe de sollicitation, calculée à partir des données fournies par ces auteurs, est présentée figure 1.11.

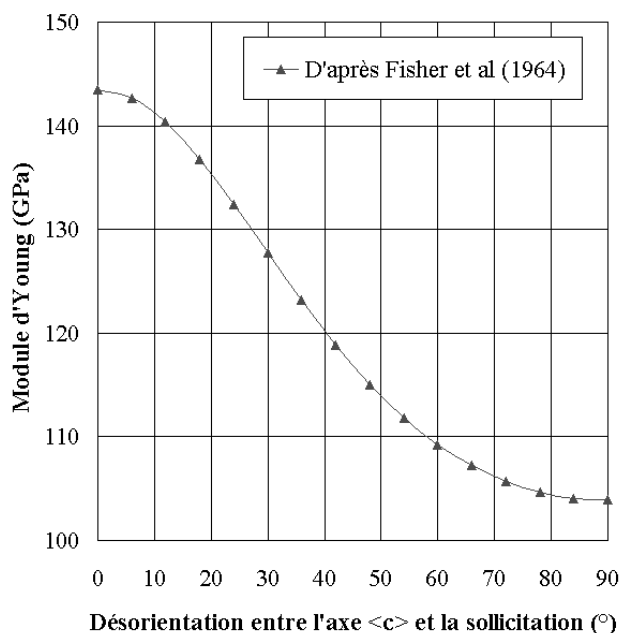


FIG. 1.11 – Evolution du module d'Young du Ti- α en fonction de l'angle entre $\langle c \rangle$ et la sollicitation

1.3.2 Plasticité des métaux hexagonaux

Systemes de glissement

Les structures hexagonales compacts présentent des mécanismes de déformation plastique particuliers. Les mécanismes de glissement peuvent faire intervenir les plans prismatiques, le plan de base (FIG. 1.12), les plans pyramidaux de première espèce et de deuxième espèce (FIG. 1.13). On compte 30 systèmes de glissement au total (cf. tableau 1.1).

PLAN DE GLISSEMENT		VECTEUR DE BURGERS ASSOCIÉ		NOMBRE DE SYSTÈMES
NOM	INDICE	NOM	INDICE	
Prismatique	$(01\bar{1}0)$	$\langle a \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	3
Base	(0001)	$\langle a \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	3
Pyramidal 1 ^e espèce	$(01\bar{1}1)$	$\langle a \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	6
Pyramidal 1 ^e espèce	$(01\bar{1}1)$	$\langle a + c \rangle$	$\langle 11\bar{2}3 \rangle$	12
Pyramidal 2 ^e espèce	$(11\bar{2}2)$	$\langle a + c \rangle$	$\langle 11\bar{2}3 \rangle$	6

TAB. 1.1 – *Systèmes de glissements de la structure hexagonale*

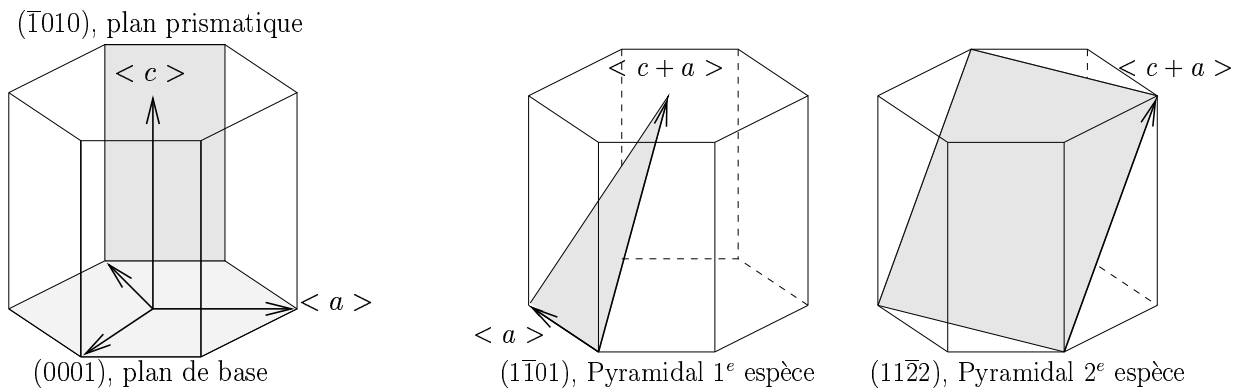


FIG. 1.12 – *Plans basal et prismatique*

FIG. 1.13 – *Plans pyramidaux de 1^e et 2^e espèce*

Si la direction $\langle a \rangle$ était la seule direction de glissement activable, la déformation selon l'axe $\langle c \rangle$ ne serait pas possible. Il existe donc une deuxième direction de glissement $\langle \bar{1}\bar{1}23 \rangle$, que l'on note également $\langle a + c \rangle$. Cette direction de glissement peut appartenir à deux plans de glissement différents : les plans pyramidaux de première espèce $\{\bar{1}101\}$ et de deuxième espèce $\{11\bar{2}2\}$ (Minonishi *et al.*, 1982).

Chaque métal de structure hexagonale compacte possède un système de glissement principal, et un ou deux systèmes secondaires. Dans le cas du titane, le plan de glissement principal est le plan prismatique $\{01\bar{1}0\}$. Par contre, les systèmes de glissement secondaires ne sont pas bien définis dans la mesure où leur activation dépend en grande partie de paramètres tels que la teneur en interstitiels ou la température (voir paragraphe 1.3.4).

Facilité relative des systèmes de glissement dans les hexagonaux

Plusieurs théories expliquent la relative facilité d'un système de glissement par rapport à un autre. Naka (1983) en propose une liste.

★ Résistance de réseau

La première théorie envisagée pour le choix du système de glissement a été associée à la résistance opposée par le réseau au mouvement des dislocations, et évaluée grâce à l'expression de la force de Peierls-Nabarro :

$$\tau = \frac{2\mu}{K} \exp\left(-\frac{2\pi d}{Kb}\right)$$

avec :

$$\begin{cases} K = 1 & \text{dans le cas d'une dislocation vis} \\ K = 1 - \nu & \text{dans le cas d'une dislocation coin} \end{cases}$$

Le coefficient d correspond à la distance interréticulaire entre les plans de glissement. Plus il est élevé, plus le glissement entre plan sera facile. Dans une structure hexagonale, la nature du plan le plus dense, c'est-à-dire de plus grande équidistance, dépend du rapport c/a :

- si $c/a > \sqrt{3}$, alors c'est le plan de base qui est le plus dense,
- dans le cas contraire, c'est le plan prismatique.

Mais cette théorie, trop simpliste, admet des exceptions : magnésium, cobalt, beryllium...

Une approche plus fine de la structure hexagonale compacte permet de constater que si la distance interréticulaire entre plans de base est constante, il n'en est pas de même pour celle des autres plans. Ainsi les plans prismatiques sont-ils constitués de deux plans proches qu'on peut considérer comme un seul en introduisant la notion de plan rugueux (FIG. 1.14). On peut ainsi calculer une nouvelle distance interréticulaire pour les plans prismatiques, et obtenir un nouveau critère dans le choix du système de glissement.

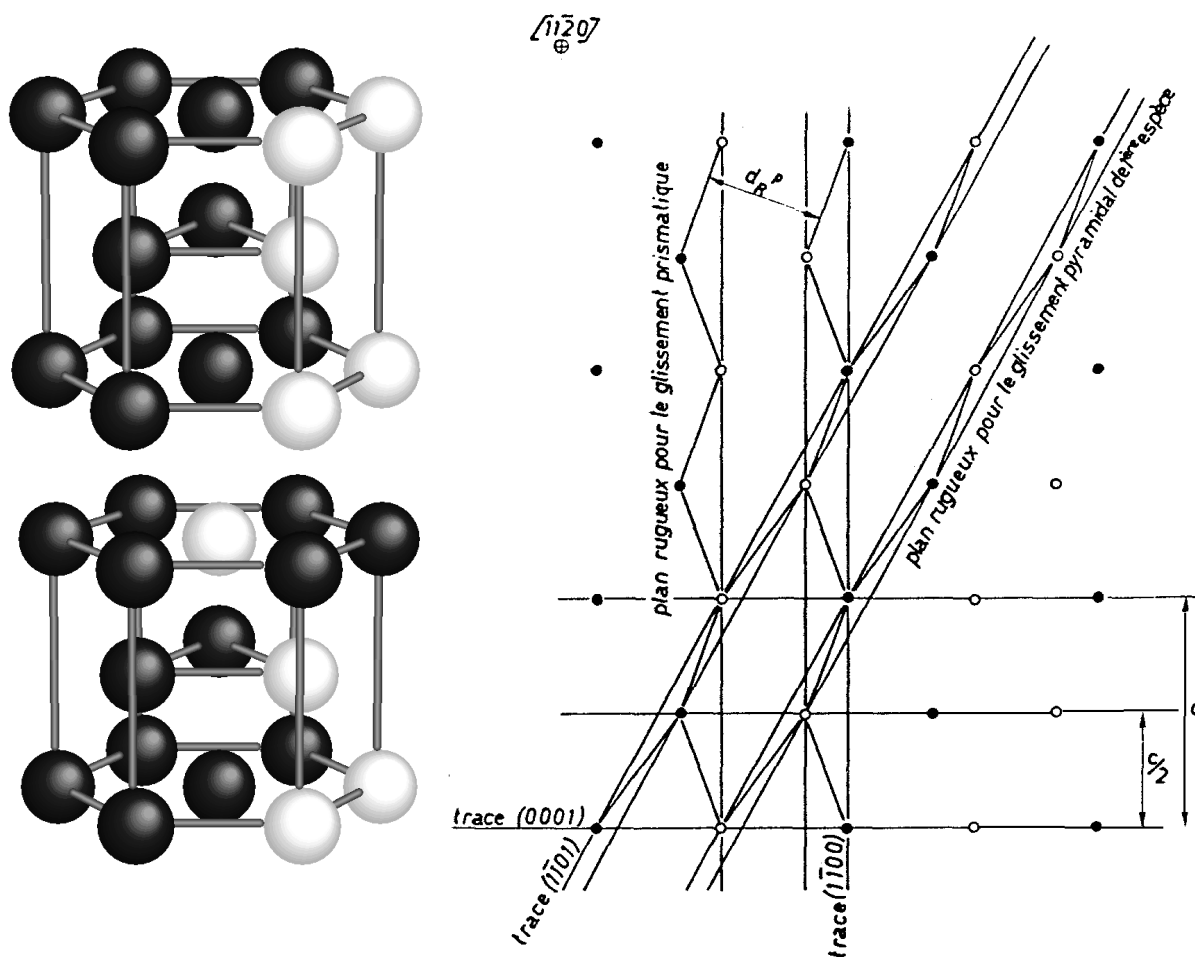


FIG. 1.14 – Plans rugueux prismatiques et pyramidaux (Projection $[11\bar{2}0]$ d'après Naka (1983))

Un nouveau critère de choix de plan de glissement peut ainsi être établi : si $c/a > 1.633$, le glissement basal est plus facile. Mais cette approche possède les mêmes exceptions : le magnésium, le cobalt, le rhénium et le béryllium.

* Énergie élastique des dislocations

Une seconde approche, proposée par Yoo et Wei (1967), fait intervenir l'énergie élastique contenue

dans la dislocation.

$$E = \frac{Kb^2}{4\pi} \log\left(\frac{R}{R_0}\right)$$

où K est une constante élastique, R l'extension du champ de contrainte d'une dislocation et R_0 le rayon du coeur de la dislocation :

Selon cette approche, plus l'énergie élastique d'une dislocation coin est faible, plus le glissement dans le plan considéré est facilement activable. Cette théorie ne permet pas d'expliquer le choix des systèmes de glissement du béryllium.

★ Notion de dissociation de coeur

Une troisième approche introduit la notion de dissociation du coeur de la dislocation. La facilité relative des différents systèmes de glissement dépend de la facilité de dissociation des dislocations dans ces plans.

Régnier et Dupouy (1970) ont proposé une dissociation des dislocations de type $\langle a \rangle$ dans le plan prismatique selon :

$$\frac{1}{3}[11\bar{2}0] = \frac{1}{9}[11\bar{2}0] + \frac{2}{9}[11\bar{2}0]$$

Cette dissociation introduit une faute d'empilement dont la cristallographie est proche de celle du réseau cubique centré. Elle serait facilitée dans les hexagonaux possédant une transformation allotropique entre une structure hexagonale et une structure cubique centrée.

★ Energies de faute d'empilement

Une approche proposée par Legrand (1984), s'appuie sur les énergies de faute d'empilement sur les différents plans de glissement possibles. Ce calcul basé sur les potentiels interatomiques et les structures électroniques évalue un rapport entre les énergies de fautes d'empilement des plans basal et prismatique, et permet d'établir un critère de choix du mode de glissement privilégié de la structure. Cette approche permet de d'expliquer le choix du système de glissement préférentiel pour tous les métaux de structure hexagonale.

1.3.3 Particularités de la plasticité du titane α

Des études ont également permis de mettre en évidence des particularités des mécanismes de déformation du titane α .

Glissement prismatique dans le titane α

Naka (1983) propose une dissociation des dislocations vis dans le titane α . Pour cela, il se base sur les aspects suivants :

- Le glissement prismatique est le plus facile, mais la déviation se produit facilement sur le plan pyramidal de première espèce à haute température.
- Le non-respect de la loi de Schmid et la faible valeur des volumes d'activation suggèrent que la déformation est contrôlée par la force de friction de réseau, comme dans les matériaux cubiques centrés à température peu élevée.

Naka propose donc une dissociation du coeur des dislocations vis dans un plan prismatique et deux plans pyramidaux de première espèce (FIG. 1.15).

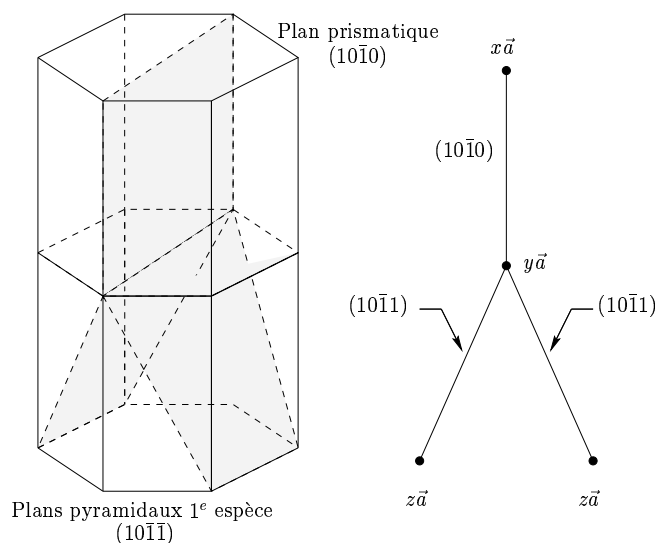


FIG. 1.15 – Décomposition de coeur proposée par Naka (1983)

Glissement pyramidal de première espèce et dislocations $\langle a \rangle$

D'après Naka (1983), on peut retenir les éléments suivants pour le système de glissement de première espèce associé au vecteur de Burgers $\langle a \rangle$, ($\pi_1 \langle a \rangle$) :

- Ce système de glissement est aussi important que celui du plan basal.
- Il devient plus facile à mesure que la température augmente.
- Son activation est très dépendante de la teneur en interstitiels.
- Il peut constituer un mode de glissement dévié pour les dislocations glissant dans le plan prismatique. En effet, d'après Schechtman et Brandon (1973) le glissement ($\pi_1, \langle a \rangle$) est difficile à activer seul en raison d'un facteur de Schmid trop défavorable par rapport à celui du glissement prismatique. Par contre, ce système de glissement est facilement activable en tant que glissement dévié grâce à une énergie de faute d'empilement élevée.

1.3.4 Effet de l'oxygène sur les mécanismes de déformation à température ambiante

Effet de durcissement

La mise en ordre des atomes d'oxygène peut être un mécanisme durcissant tout-à-fait majeur. On peut en effet observer la présence de surstructures Ti-O bien avant d'atteindre la limite de solubilité dans le titane α . A teneur en oxygène croissante, on peut obtenir des surstructures Ti_6O , Ti_3O et Ti_2O . On observe en général un arrangement des sites d'occupation selon des directions préférentielles qui sont les directions du type $\langle a + c \rangle$, et qui constituent aussi des directions de glissement. Les systèmes de glissement activés et le comportement mécanique de l'alliage de titane en général sont par conséquent très influencés par la teneur en oxygène (Naka, 1983).

Le durcissement de la phase α par l'oxygène en insertion a été identifié par de nombreux auteurs, notamment Liu et Welsch (1988), et suit une loi parabolique de la forme :

$$\tau = C[O_{eq}]^{1/2}$$

Ces auteurs ont en outre montré que le durcissement de la phase β avec l'oxygène suit le même type de loi.

Systèmes de glissement

De nombreux auteurs dont Churchman (1954) ont observé un changement du système de glissement secondaire lorsque la teneur en oxygène varie. Pour de faibles concentrations (inférieures à 300 ppm pour Churchman), le glissement secondaire se ferait dans le plan basal alors que pour des quantités d'oxygène plus importantes il aurait lieu dans le plan pyramidal de première espèce.

Naka (1983) propose une autre explication pour justifier l'interaction entre les atomes d'oxygène en insertion et les plans pyramidaux de première espèce. Le positionnement préférentiel des atomes d'oxygène selon $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ peut avoir pour conséquence une forte augmentation de l'énergie de faute d'empilement dans le plan pyramidal concerné et entraîner ainsi la disparition des fautes d'empilement dans ce plan (FIG. 1.16). Le coeur dissocié devient alors dissymétrique et les calculs de l'énergie nécessaire à la recombinaison de la dislocation montrent que celle-ci est plus difficile dans le cas de la configuration dissymétrique. Le durcissement lié à la présence d'interstitiels est donc expliqué de façon qualitative.

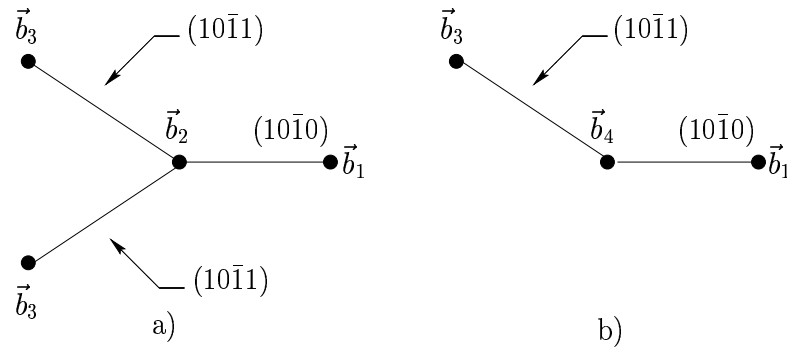


FIG. 1.16 – Influence des interstitiels sur la dissociation de coeur : Passage d'une configuration glissile a) à une configuration sessile b)

Effets combinés de l'oxygène et de l'aluminium

La présence d'aluminium en substitution à une teneur comprise entre 6 et 12,4% massique provoque la formation de précipités Ti_3Al (ou phase α_2). Il est à noter que ces teneurs sont possibles pour le TA6V dans la mesure où, à cause de la ségrégation, les teneurs des phases α et β du TA6V peuvent être les suivantes (Castro & Seraphin, 1966) :

- $[Al]_\alpha \sim 7 \text{ wt } \%$ $[V]_\alpha \sim 2 \text{ wt } \%$
- $[Al]_\beta \sim 4 \text{ wt } \%$ $[V]_\beta \sim 9 \text{ wt } \%$

De plus, les effets de l'oxygène et de l'aluminium peuvent se combiner dans la mesure où l'oxygène diminue la solubilité d'Al dans le titane. Il y a alors formation de précipités ordonnés α_2 de Ti_3Al qui permettent de diminuer les effets de distorsion du réseau par solution solide mais génèrent un durcissement par effet d'ordre (Welsch *et al.*, 1977). Il y a ainsi compétition entre deux phénomènes. D'une part, la formation de Ti_3Al diminue la contrainte de cisson critique résolue par purification de la matrice, d'autre part cette dernière croît en raison de la formation de précipités ordonnés. En outre, la présence d'oxygène diminue la température de solvus $\alpha/\alpha + \alpha_2$ (FIG. 1.17).

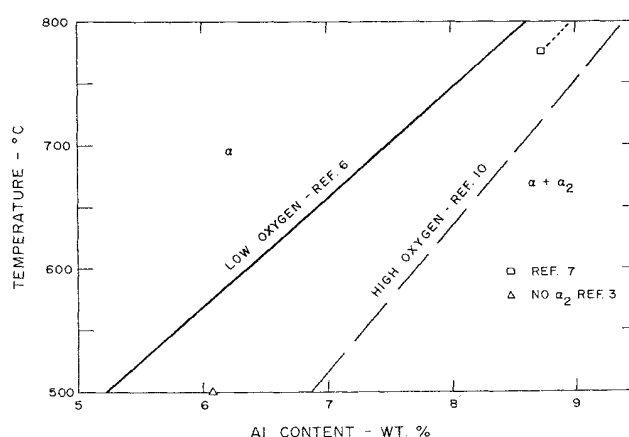


FIG. 1.17 – Influence de l'oxygène sur la présence d' α_2 dans un Ti – 8Al (Lim et al., 1976)

L'oxygène a également une influence sur la répartition et la localisation des précipités de Ti_3Al . Ainsi, Lim (1976) a observé que sur un alliage de titane Ti-8Al, l'effet de l'oxygène était le suivant :

- Pour une teneur de 580 ppm d'oxygène les précipités α_2 sont finement dispersés dans la matrice ou se situent au niveau des joints.
- Pour une teneur de 1060 ppm, les précipités sont répartis de façon uniforme dans la matrice ou de façon hétérogène le long des lignes de dislocation.
- Pour une teneur supérieure à 1300 ppm d'oxygène, les précipités sont répartis uniformément dans la matrice.

Toutefois, on peut noter qu'au-delà de 1000 ppm d'oxygène, l'effet durcissant associé à la formation de précipités Ti_3Al est en compétition avec l'appauvrissement de la matrice en aluminium (Lim *et al.*, 1976).

A cause de ces effets sur la microstructure, la présence d'aluminium et d'oxygène a des conséquences sur les mécanismes de glissement. L'oxygène favorise ainsi le glissement plan,

- en raison de l'augmentation de l'ordre à courte distance pour les teneurs en aluminium inférieures à 6% en masse,
- à cause des fractions volumiques élevées de précipités α_2 pour des concentrations en aluminium supérieures à 6% en masse (Lim *et al.*, 1976). (Voir paragraphe 1.3.4).

Effet de l'oxygène sur les propriétés mécaniques d'un alliage de titane

Ce passage d'un comportement ductile à un comportement fragile en présence d'oxygène est associé d'après Gray (1990) à la formation de zones ordonnées Ti_3Al ou Ti-O qui abaissent la contrainte de clivage en localisant le glissement dans certains plans par inhibition des mécanismes de glissement dévié entre les précipités α_2 . Les mêmes conclusions ont été obtenues par Williams (1972) sur le TA6V dans lequel il a observé un glissement plan pour des teneurs en oxygène supérieures à 1800 ppm d'oxygène, mais pas pour 500 ppm.

1.3.5 Conclusions sur les mécanismes de déformation du Ti- α

Les 3 systèmes de glissement principaux dans le titane- α sont les systèmes prismatique, pyramidal et basal. Le choix d'un de ces 3 systèmes est très influencé par les éléments d'alliages et par le traitement thermique subi par le matériau.

1.4 La fatigue dans les alliages de titane

1.4.1 Préambule

Puisque la transition entre la phase d'amorçage de la fissure et celle de la propagation est délicate à déterminer, il est possible de définir différentes tailles de fissures, ainsi que le rappelle Miller (1973) :

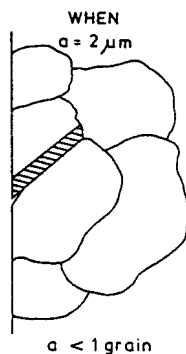


FIG. 1.18 – Fissure microstructuralement courte

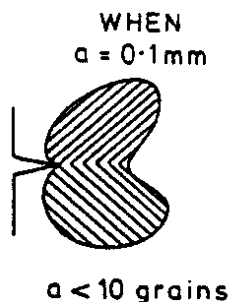


FIG. 1.19 – Fissure physiquement courte

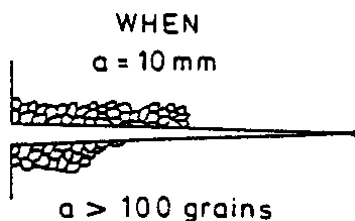


FIG. 1.20 – Fissure longue

Les fissures microstructuralement courtes ne traversent que quelques grains et peuvent donc être physiquement longues, selon la taille de grain. Elles mettent en défaut l'hypothèse du continuum mécanique.

Les fissures physiquement courtes ont une taille qui est du même ordre de grandeur que la zone plastique en pointe de fissure. Il est donc nécessaire de tenir compte des effets de plasticité dans le calcul des champs de contrainte et de déformation locaux.

Les fissures longues sont telles que la taille de la zone plastique est très inférieure à celle de la fissure ; la présence de la zone plastique ne perturbe donc pas le champ de contrainte local. On peut par conséquent appliquer la mécanique linéaire élastique de la rupture.

Dans chacun de ces régimes de fissuration, la vitesse de propagation s'exprime de la façon suivante selon Miller (1973) pour les fissures ... :

$$\dots \text{microstructuralement courtes : } \frac{da}{dN} = A \Delta \sigma^\alpha (d - a) \quad \text{où } \left\{ \begin{array}{l} a \text{ est la taille de la fissure,} \\ A \text{ une constante du matériau,} \\ d \text{ la distance la plus courte jusqu'à} \\ \text{la prochaine barrière microstructurale.} \end{array} \right.$$

...physiquement courtes : $\frac{da}{dN} = B \Delta \sigma a^\beta - D$ où $\left\{ \begin{array}{l} a \text{ est la taille de la fissure,} \\ B \text{ et } \beta \text{ des constantes du matériau,} \\ D \text{ un seuil de fissuration.} \end{array} \right.$

...longues : $\frac{da}{dN} = C (\Delta \sigma \sqrt{\pi a} - \Delta K_{th})^n$ où $\left\{ \begin{array}{l} a \text{ est la taille de la fissure,} \\ C \text{ et } n \text{ des constantes du matériau,} \\ \Delta K_{th} \text{ le seuil de fissuration.} \end{array} \right.$

Les fissures microstructuralement courtes se propagent donc par endommagement progressif des grains, sous l'effet de la contrainte appliquée. Au contraire, les fissures physiquement courtes et les fissures longues se propagent sous l'effet de leur propre concentration de contraintes.

Une des difficultés majeures consiste à déterminer les transitions entre ces régimes de propagation. Kitagawa et al. (1976) ont proposé un diagramme synthétisant ces différents comportements en fatigue (FIG. 1.21).

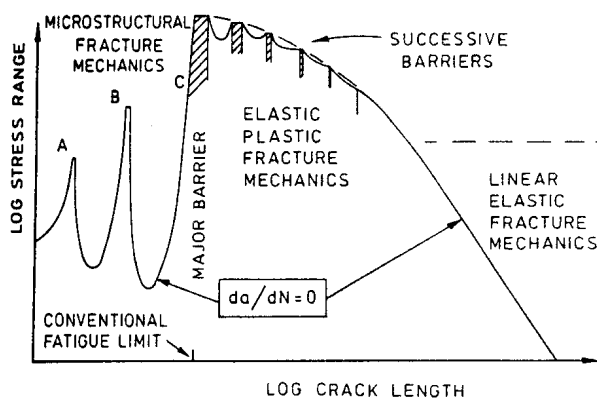


FIG. 1.21 – Diagramme de Kitagawa

Le diagramme de Kitagawa (FIG. 1.21) délimite le domaine de non-propagation d'une fissure de fatigue. Au-delà de cette courbe-limite, les conditions mécaniques sont telles que les fissures se propagent. Les 3 régimes de fissuration (fissure microstructuralement courte, physiquement courte et fissure longue) interviennent successivement.

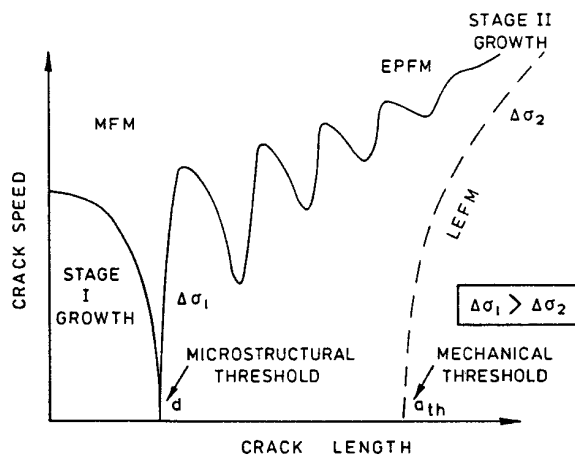


FIG. 1.22 – Courbes $da/dN=f(a)$ et présence des deux seuils

Les premiers stades de propagation sont donc soumis à deux seuils de fatigue (FIG. 1.22) :

- l'un microstructural (d), correspondant à la dernière barrière s'opposant à la propagation des fissures,
- l'autre purement mécanique (a_{th}), et associé à ΔK_{th} .

L'existence de ces deux seuils correspond à la transition entre le stade I et le stade II de la propagation de la fissure (FIG. 1.22). d diminue si la distance entre les barrières microstructurales décroît (c'est-à-dire, pour une taille de grains plus petite). Au contraire, a_{th} augmente avec la taille des grains.

1.4.2 Mécanismes d'amorçage

Les mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue sur les alliages de titane ont été très étudiés. On peut distinguer deux grandes catégories d'études : celles qui se sont intéressées au titane α et à ses mécanismes de déformation, et celles qui ont porté sur l'amorçage en fatigue des alliages de titane biphasés.

Titane α

Les travaux de Suhua (Suhua *et al.*, 1985) sur un polycristal de titane α de pureté commerciale, sollicité en fatigue ont mis en évidence un mécanisme d'amorçage au niveau des joints de grains, associé à des glissements de dislocations et à du maclage. D'après Suhua, les joints de grains les plus favorables à l'amorçage sont ceux qui séparent les grains les plus fortement désorientés. Le processus de fissuration permet ainsi de relaxer les incompatibilités de déformation générées entre les grains par la sollicitation mécanique.

Fatigue à grand nombre de cycles

★ Interface et biphasage

En fatigue à grand nombre de cycles, un des sites préférentiels d'amorçage est l'interface entre les phases α et β aussi bien pour des alliages proches α tels que le TA6V (Benson *et al.*, 1972), que pour les alliages proches β tels que le Ti6246 (Mahajan & Margolin, 1982). Dans le TA6V, d'après Benson (1972), le mécanisme mis en jeu consiste en une décohésion interfaciale sans localisation du glissement au voisinage de l'interface. Ce type d'amorçage se produit quel que soit l'état de surface de l'éprouvette, qu'elle ait subi un polissage mécanique ou électrolytique.

Outre, l'amorçage interfacial, Mahajan *et al.* (1982) ont observé des zones d'amorçage dans la phase lamellaire, ainsi que des extrusions dans les lamelles α les plus allongées ou les liserés α . Les auteurs proposent 2 mécanismes pour expliquer ces extrusions :

- Le biphasage engendre des contraintes d'anisotropie élastique, facilitant ainsi le glissement dévié et donc la formation d'extrusions.
- Les interfaces α/β étant le siège de gradients de contraintes, le cisaillement pourrait provoquer des transformations de phase de type $\beta \rightarrow \alpha'$ ou α'' . En perturbant la réversibilité des mouvements des dislocations d'accommodation associées à cette transformation, la sollicitation cyclique s'accompagnerait de l'apparition d'extrusions.

★ Amorçage interne

Un autre type de mécanisme d'amorçage, l'amorçage interne, a été observé par Neal *et al.* (1976), sur un TA6V équiaxe sollicité en fatigue à $R=0$. Les zones d'amorçage correspondent à des facettes dans des nodules ou des paquets de nodules, identifiés comme étant orientées à 14° par rapport au plan de base et pouvant être de type $\{10\bar{1}7\}$. Ce mécanisme s'explique selon les auteurs par la localisation du glissement induite par la présence de l'aluminium parmi les éléments d'alliage. La formation d'empilements aux joints de grains qui s'ensuit finit par créer un champ de contraintes suffisant pour amorcer un clivage.

★ Pseudo-clivage de fatigue

Dans du titane α , Suhua (1985) a observé que les surfaces de rupture en stade I présentent un faciès de quasi-clivage, dû à la combinaison d'un glissement plan et de la formation des dipôles de dislocations dans des bandes de glissement.

On peut expliquer le mécanisme de pseudo-clivage de fatigue par la théorie de Stroh (1957), selon laquelle la contrainte normale maximale créée par un empilement de dislocations se situe à 70.5° du plan de localisation du glissement (FIG. 1.23). Si l'empilement se produit sur un plan prismatique, les plans de type $\{10\bar{1}7\}$ peuvent alors constituer des plans de clivage. Sachant que les plans de type $\{10\bar{1}7\}$ ne sont orientés que de 14° par rapport au plan de base (0002) de la structure hexagonale et que ce dernier est énergétiquement plus favorable au clivage, on peut se demander si les plans observés par Neal et al. sont réellement de type $\{10\bar{1}7\}$.

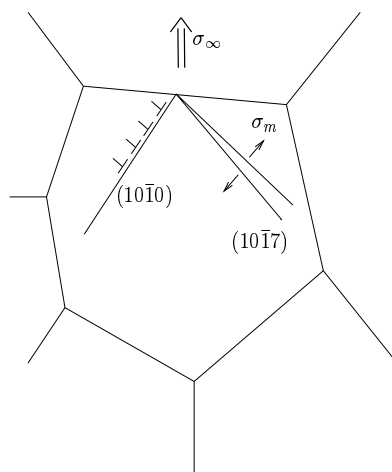


FIG. 1.23 – Schéma illustrant la théorie de Stroh (1957)

★ Autre mécanisme d'amorçage observé

Gilbert et al. (1989) ont observé un autre type d'amorçage, en fatigue-corrosion, sur un alliage TA6V. Ce mécanisme nommé "pop-out" par les auteurs consiste en une décohésion marquée des interfaces des nodules α , en raison de l'accumulation des déformations dans la zone entourant le grain. Certains grains se trouvent alors 'expulsés' du matériau.

Amorçage en fatigue oligocyclique

Dans le cas de la fatigue à $\Delta\varepsilon_p$ élevé, les mécanismes d'amorçage suivants ont été observés dans la phase α :

- au niveau de bandes de glissement persistantes au sein des nodules α_p (Funkenbusch & Coffin, 1978) dans le TA6V (Demulsant & Mendez, 1995; Wells & Sullivan, 1969) et dans le Ti6246 (Benson *et al.*, 1972). Parfois les bandes de glissement observées sont peu nombreuses mais intenses (Demulsant & Mendez, 1995).
- dans les lamelles α d'un TA6V (Funkenbusch & Coffin, 1978) ou d'un Ti656S (Hastings *et al.*, 1987) de structure de Windmanstätten.

En fatigue oligocyclique, les mécanismes d'amorçage semblent donc plutôt associés à l'apparition de bandes de glissement dans la phase α . La présence de l'aluminium dans des alliages tels que le TA6V explique cette localisation du cisaillement qui peut conduire à l'amorçage de fissures de fatigue de façon précoce à 3% de la durée de vie selon Benson et al. (1972). L'amorçage se produit en outre généralement à 45° de l'axe de sollicitation macroscopique (Mahajan & Margolin, 1982; Evans & Bache, 1992; Rupen *et al.*, 1983).

1.4.3 Propagation de fissures de fatigue dans les alliages de titane

Ward-Close et Beevers (1980) ont mis en évidence une relation entre l'orientation de la phase α et la morphologie du faciès de rupture, et donc avec le mode de propagation de la fissure dans un alliage de laboratoire Ti-O (voir FIG. 1.24). L'axe T représente l'axe de sollicitation macroscopique ('Tension') et l'axe G celui de la propagation de la fissure ('Growth').

Plusieurs types de mécanismes de propagation ont été mis en évidence :

- Un mécanisme de pseudo-clivage de fatigue (CLEAVAGE), accompagné de très peu de déformation plastique, mais qui se forme de façon incrémentale et donc parfaitement distinct du clivage fragile à basse température. Le clivage se produit lorsque l'axe $\langle c \rangle$ de la structure α se trouve dans un cône dont la directrice correspond à l'axe de sollicitation et d'angle au sommet 50° .
- Un mécanisme classique de glissement-émoussement avec formation de stries de fatigue (STRIATION), qui fait intervenir le glissement dans les plans prismatiques, pour un plan de fissure perpendiculaire au plan de base et un front parallèle à l'axe $\langle c \rangle$ de la structure hexagonale.(FIG. 1.25)
- Un troisième mécanisme de formation de fissures, plus complexe, a été identifié (FURROWS). Il se produit lorsqu'une orientation cristallographique plus défavorable ne permet la propagation de la fissure ni dans les plans prismatiques, ni par clivage. Il se forme alors ce que les auteurs nomment des "sillons" parallèles à l'axe $\langle c \rangle$, par activation de glissement dans les systèmes secondaires.(FIG. 1.26)
- Un dernier mode de propagation, moins facilement identifiable a été observé (CROSS-HATCH). Il correspond certainement à des combinaisons des deux mécanismes précédents ou à un mode de propagation activé lorsque l'orientation du grain est très favorable.

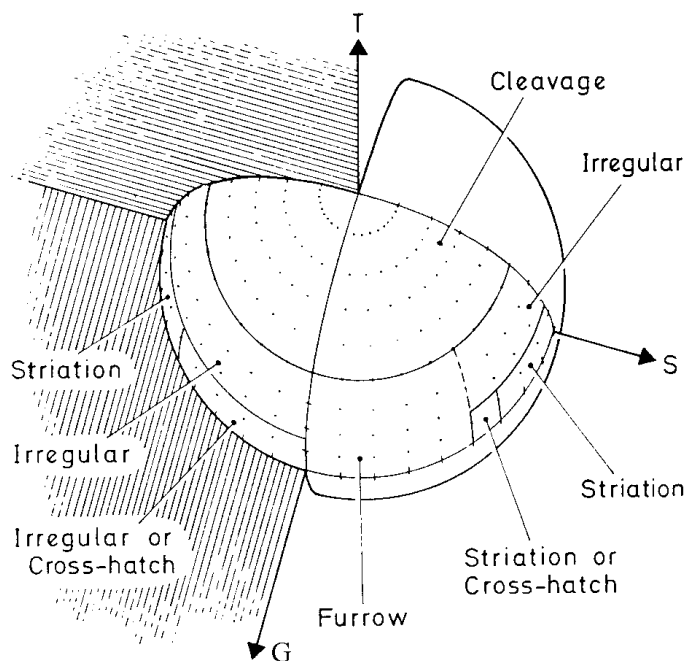
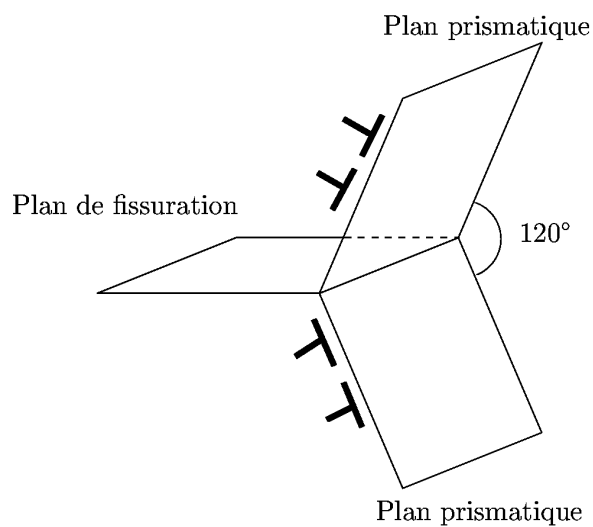
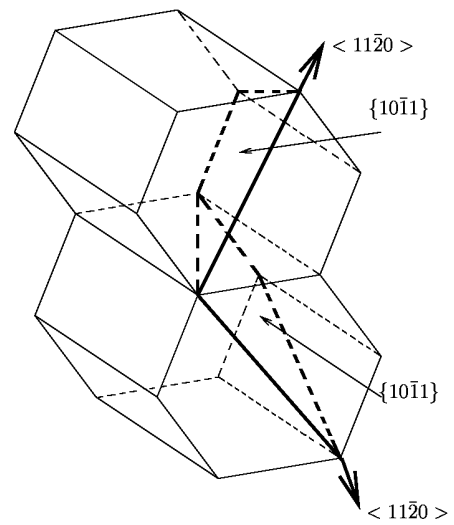


FIG. 1.24 – Relation entre la propagation et l'orientation de la phase α (Ward-Close & Beevers, 1980)

FIG. 1.25 – *Formation de stries*FIG. 1.26 – *Formation de sillons*

Le mécanisme de propagation par pseudo-clivage de fatigue a été très largement étudié. Toutes les études ont mis en évidence la vitesse de propagation accélérée qu'il permet, de 2 à 3 fois supérieure aux autres modes de propagation selon Ruppen (Ruppen *et al.*, 1983), jusqu'à 10 fois supérieure pour Ward-Close et al (Ward-Close & Beevers, 1980). Le débat majeur repose sur le plan concerné par le clivage, que Ward-Close identifie formellement comme étant le plan de base (0002), alors que d'autres auteurs tels que Wanhill (Wanhill, 1974) considèrent qu'il s'agit plutôt de plans de type $(10\bar{1}7)$ ou $(10\bar{1}8)$ (cf paragraphe 1.4.2).

1.4.4 Tableau de synthèse des mécanismes d'amorçage recensés dans la littérature

Lexique

HCF	High Cycle Fatigue (fatigue à grand nombre de cycles)
LCF	Low Cycle Fatigue (fatigue oligocyclique)
FCG	Fatigue Crack Growth
Na	Nombre de cycles à l'amorçage
Nf	Nombre de cycles à rupture
β_t	grains lamellaires de phase β transformée (lamelles α dans une matrice β)
W	Structure aiguillée de type Widmanstätten
W-basket.	Structure aiguillée en vannerie
W+L α	Structure aiguillée avec liserés α

Auteur	Alliage	Structure	Taille	Σ , R	Sites amorçage
(Benson <i>et al.</i> , 1972)	TA6V	95% α + 5% β	α : 0,25 à 4 μm β : 0,5 μm		HCF : Amorçage aux interfaces. Na/Nf de 5 à 33% . Propagation des fissures par cisaillement de l'interface. LCF : Bandes de glissement dans α . Propagation de fissures par coalescence de micro-fissures et par formation de bandes de glissement persistantes.
(Bowen, 1978)	TA6V				Effet de la direction de la sollicitation : si elle est parallèle à la direction $\langle c \rangle$ des grains, alors la durée de vie est plus faible.
(Demulsant & Mendez, 1995)	TA6V			750MPa R=-1	Amorçage dans α : fissures transgranulaires ou α/α . Peu de bandes de glissement.
		Bimodal $f_\alpha = 30\%$		750MPa R=-1	Nf~13000. Microfissures α/β ou dans la matrice β_t . Les fissures amorcées dans α passent l'interface, pas celles amorcées dans β_t
		Globulaire $f_\alpha = 75\%$		750MPa R= -1	Nf~9000. Amorçage au niveau des zones extrémales des nodules α .
		Globulaire $f_\alpha = 80\%$		750MPa R=-1	Nf~5000. Amorçage au niveau des zones extrémales des nodules α .
(Evans & Bache, 1992)		Alignée ou basket-weave	0,3mm	R=0.1	LCF : Rupture ductile à 45°. Déformation plastique et fissuration secondaire. HCF : Amorçage à partir de facettes de quasi-clivage. Rupture perpendiculaire à l'axe de traction.
(Feaugas, 1994)	Ti6246	W			$\Delta\epsilon_p$ faible : α constitue phase molle qui se déforme et contrôle l'amorçage.
(Funkenbusch & Coffin, 1978)	Ti17	W+L α		LCF	Ni=3%Nf. Amorçage aux joints des lamelles α et extrusions. La fissuration suit les lamelles dont l'angle par rapport à la fissure est inférieur à 45°. D'où un chemin de fissuration tortueux et des vitesses de propagation lentes.

1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Auteur	Alliage	Structure	Taille	Σ , R	Sites amorçage
(Funkenbusch & Coffin, 1978)	Ti17	$\alpha + \beta$ équiaxe		LCF	Ni=5 à 30%Nf. Amorçage aux joints α/α ou dans les bandes de glissement persistantes dans les nodules α . Nodules coupés par les fissures, chemin de fissuration direct et vitesse de fissuration plus rapide.
(Gilbert & Piehler, 1989)	TA6V				Article de synthèse : Amorçage à l'interface α/β , au niveau des bandes de glissement persistantes dans α , défauts de surface ou amorçage interne par accumulation de dommage cyclique. Dans un environnement agressif également amorçage par "grain egression" ("pop-out") : décohésion par accumulation de déformation dans la zone qui entoure le grain.
(Guedou & Honnorat, 1989)	TA6 Zr5D				Influence faible de la taille des zones et de la morphologie des lamelles.
(Hastings <i>et al.</i> , 1987)	Ti65S	W-basket.	Ex- β de 1,5mm	850MPa R=0,1	Bandes de glissement dans les aiguilles α (amas). Même si ces bandes se forment rapidement (10% Nf), l'amorçage est tardif.
(Lütjering <i>et al.</i> , 1992)					C'est la texture de la phase α qui détermine l'amorçage. Forte texture \Rightarrow matrice lamellaire faible. Sinon amorçage dans les nodules α .
(Mahajan & Margolin, 1982)	Ti6246	Equiaxe	5mm	R=-1	$\Delta\varepsilon_p$ faible (<0,02%) : Amorçage à l'interface α / β et dans la matrice β , moins fréquemment dans des bandes de glissement persistantes dans α . Egalement des extrusions favorisées par particules allongées. $\Delta\varepsilon_p$ élevée (>0,02%) : Glissement dans α à 45° de l'axe de sollicitation. Les colonies de lamelles avec un angle élevé par rapport à l'axe de propagation, ralentissent la propagation. Les nodules α grossiers favorisent le glissement multiple et la multifissuration.
(Neal & Blenkinsop, 1976)	TA6V				Amorçage interne : facette de clivage inclinée d'un angle considérable par rapport à l'axe de traction et à 14° par rapport au plan de base.
(Peters <i>et al.</i> , 1980)	TA6V texturé			R=-1 80Hz	Sites d'amorçage dans la phase α et propagation privilégiée dans les nodules.

1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Auteur	Alliage	Structure	Taille	Σ , R	Sites amorçage
(Rupen <i>et al.</i> , 1983)					LCF : Meilleure résistance à l'amorçage si moins d'interface α/β , petites plaquettes α et petits nodules. FCG : l'inverse.
(Sieniawski <i>et al.</i> , 1995)				Torsion	Rupture transgranulaire et ductilité de la phase β . Les lamelles permettent des changements fréquents de chemin et une fissuration secondaire $\Rightarrow N_a$ augmente. Si les lamelles sont trop larges, les grains β_t ne peuvent plus retarder la propagation.
(Suhua <i>et al.</i> , 1985)	Ti- α	Polycristal	250 μm	100MPa R=0	Amorçage aux joints de grains associé à des mécanismes de glissement et de maclage. Les joints de grains favorables à l'amorçage sont ceux entre les grains les plus désorientés (les fissures relaxent alors les contraintes liées aux hétérogénéités de déformation) Stade I : surface = pseudo clivage de fatigue (combinaison d'un glissement plan et de formation de dipôles de dislocations dans les bandes de glissement). Stade II : stries ductiles, aires planes et marches (planes ou de clivage, mais toujours associées à des plans de glissement).
(Ward-Close & Beevers, 1980)	$\alpha + \beta$			HCF	Pour la plupart des alliages, amorçage à l'interface α/β . L'amorçage est donc contrôlé par la rupture transgranulaire.
(Wells & Sullivan, 1969)	TA6V			LCF	Bandes de glissement dans la phase α , mais rarement amorçage aux interfaces. Peu de cellules, durcissement initial (augmentation de la densité de dislocations) puis adoucissement. Amorçage précoce : 5 à 10% de Nf.
(Yuen <i>et al.</i> , 1974)	TA6V	Bimodal α_p 20 à 40%	Nodules 14 μm		Lorsque la zone plastique devient de taille supérieure à celles des nodules, alors ★ glissement simple \Rightarrow glissement multiple ★ clivage cyclique \Rightarrow faciès à stries ★ fissures associées à quelques systèmes de glissement \Rightarrow accumulation de dislocations aux joints de grains

1.5 Rôle du plan de base dans les mécanismes de déformation et la fissuration en fatigue des alliages de titane très texturés

Les modes de déformation des métaux de structure hexagonale, en particulier du titane, ont fait l'objet de nombreuses études (Tome & Kocks, 1985; Yoo, 1968; Jones & Hutchinson, 1981; Blackburn & Williams, 1969) qui mettent en évidence la possibilité de glissement dans trois types de plans cristallographiques: le plan de base (0001), les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$ et les plans pyramidaux $\{10\bar{1}1\}$ (cf. §1.3). Le glissement prismatique est considéré dans de nombreux cas comme étant le plus favorable (Suhua *et al.*, 1985). La présence de facettes rappelant un mécanisme de clivage a en outre amené de nombreux auteurs à évoquer un autre mode de rupture: le clivage ou pseudo-clivage de fatigue.

Néanmoins, un grand nombre d'observations expérimentales ont permis de souligner l'influence sur la réponse mécanique, de l'orientation cristallographique de la maille hexagonale vis-à-vis de la sollicitation (Lütjering *et al.*, 1992). De plus, des études menées sur des matériaux très texturés ont montré l'importance du glissement basal à la fois dans la déformation du matériau, l'amorçage et la propagation des fissures.

Déformation

L'intervention du glissement basal dans les mécanismes de déformation a été prouvée lors de travaux d'observation en microscopie électronique à transmission. Ainsi, dans une tôle en Ti-6Al-4V laminée à froid, d'après Philippe *et al.* (1999), le glissement basal représente 20% du glissement de type $\langle a \rangle$. Au cours d'une autre étude, Lecomte, Philippe *et al.* (1999) ont tenté de caractériser les mécanismes de glissement activés lors d'essais de traction réalisés sur des éprouvettes prélevées dans une tôle en Ti-6Al-4V préalablement laminée. Suivant l'orientation de l'axe $\langle c \rangle$ de la phase hexagonale par rapport à l'axe de sollicitation, les systèmes de glissement prépondérants d'après les observations en MET sont les suivants :

Angle $\langle c \rangle$ / sollicitation	0°	45°	90°
Système de glissement prépondérant	Pyr. $\langle a+c \rangle$	Basal $\langle a \rangle$	Prism. $\langle a \rangle$

Ces résultats expérimentaux peuvent être interprétés à l'aide d'une approche utilisant un calcul de facteur de Schmid :

Angle $\langle c \rangle$ / sollicitation		0°	45°	90°
Facteur de Schmid du système...	...Prism. $\langle a \rangle$	0.00	0.27	0.43
	...Basal $\langle a \rangle$	0.00	0.43	0.00
	...Pyr. $\langle a \rangle$	0.00	0.40	0.38
	...Pyr. $\langle a + c \rangle$	0.41	0.39	0.41

Amorçage de fissures

Chan *et al.* (1981) ont observé que l'amorçage dans des colonies de lamelles de phase α se produisait le long de bandes de glissement basal. Bache *et al.* (1998) tirent les mêmes conclusions d'une étude en fatigue sur un alliage Ti-6Al-5Zr-0.5Mo-0.25Si lamellaire, et soulignent que l'amorçage de fissures nécessite à la fois l'activation d'un cisaillement basal et une contrainte normale au plan de base suffisante.

Propagation de fissures de fatigue

Le rôle joué par le plan de base dans la propagation des fissures de fatigue a également été mis en évidence pour des alliages de titane texturés.

Au terme d'une étude sur la propagation de fissures de fatigue dans un titane α texturé, Ward-Close *et Beever* (1980) ont établi une relation entre l'orientation cristallographique du grain traversé par la

1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

fissure et le type de propagation (cf page 22). Ces auteurs ont observé un mécanisme de pseudo-clivage de fatigue accompagné de très peu de déformation plastique mais qui se forme de façon incrémentale et donc parfaitement distinct du clivage fragile à basse température. Le clivage se produit lorsque l'axe $\langle c \rangle$ de la structure α se trouve dans un cône de directrice l'axe de sollicitation et d'angle au sommet 50° .

D'autre part, Wojcik et al (1988) ont étudié la propagation de fissures de fatigue dans des colonies de lamelles α d'un alliage Ti-8Al-1Mo-1V. Ces auteurs ont observé des faciès de rupture ressemblant à des surfaces de clivage et une propagation cristallographique sur les plans de base de la phase α ou à son voisinage. L'angle entre l'axe de sollicitation et l'axe $\langle c \rangle$ des colonies étudiées était inférieur à 65° .

2. CARACTÉRISATION MICROSTRUCTURALE ET MÉCANIQUE DU MATÉRIAU

2.1 Propriétés générales

2.1.1 Origine industrielle

L'ensemble de l'étude expérimentale a été menée sur un disque fan de moteur CFM56 de Snecma. Les éprouvettes ont été prélevées dans la direction u_θ , au niveau des alvéoles de fixation des aubes fans, l'une des zones les plus sévères du point de vue des concentrations de contraintes (cf FIG 2.1).

Le plan détaillé de prélèvement des éprouvettes planes et axisymétriques, prévues respectivement pour les essais de flexion et de traction-compression, est présenté en annexe A.1.

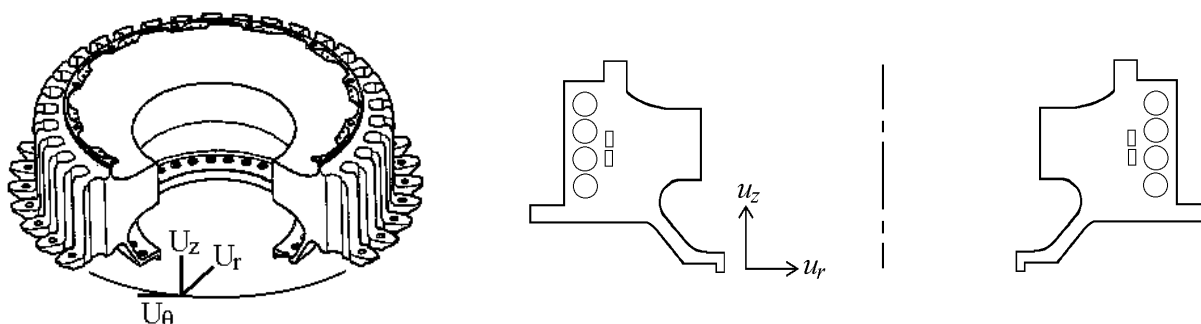


FIG. 2.1 – Disque fan et schéma de prélèvement des éprouvettes

2.1.2 Composition et propriétés mécaniques

Le matériau étudié est un alliage Ti-6Al-4V, également appelé TA6V. Sa composition chimique est la suivante :

Éléments	Ti	Al	V	C	Fe
% massique min.	Base	5,5	3,5	-	-
% massique max.		6,75	4,5	0,08	0,30

Éléments	O ₂ +2 N ₂	N ₂	H ₂
ppm atomique max.	2500	500	100

Les propriétés mécaniques conventionnelles de l'alliage sont les suivantes :

R _{p0.2}	R _m
850 MPa	1000 MPa

2.1.3 Comportement cyclique du matériau

Les courbes contrainte-déformation obtenues expérimentalement (FIG. 2.2) mettent en évidence l'existence d'un adoucissement cyclique. On peut en outre noter une dissymétrie entre le comportement en traction et celui en compression, la contrainte de compression étant inférieure de quelques dizaines de MPa, en valeur absolue, à celle obtenue en traction (FIG. 2.2).

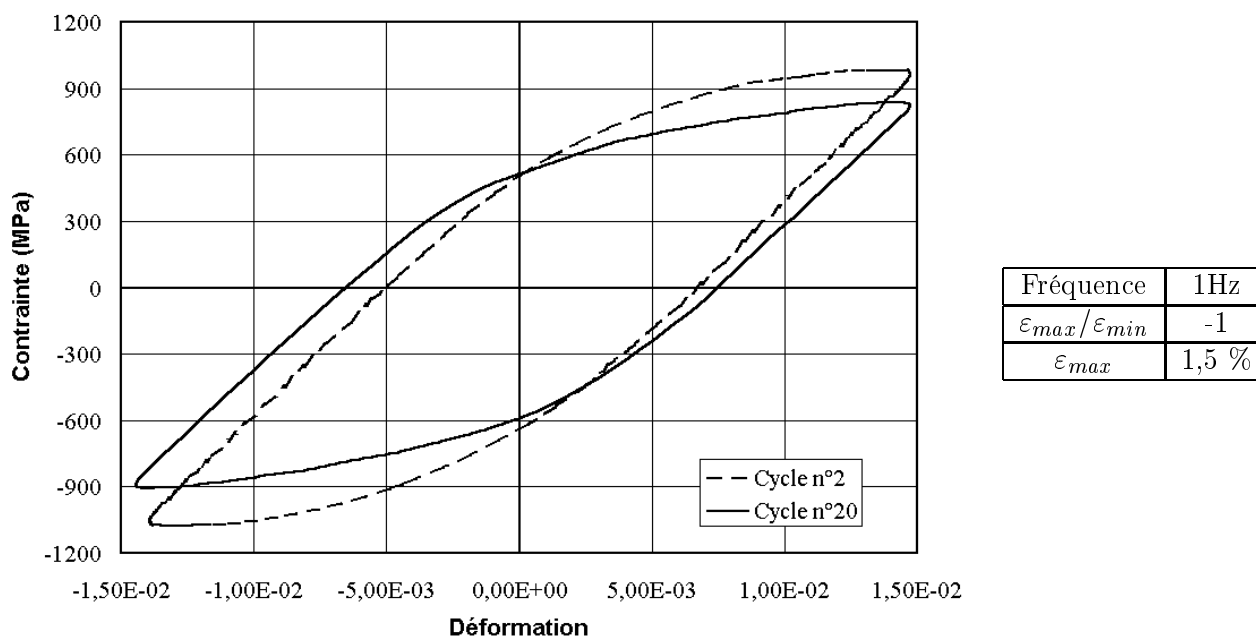


FIG. 2.2 – Courbes contrainte-déformation expérimentales obtenues au cours d'un essai de traction-compression cyclique, à déformation imposée, avec une déformation maximale de 1,5%

Modèle utilisé

Le modèle de comportement employé pour l'identification est un modèle du type de ceux développés par Lemaître et Chaboche (1985),

Définition de la surface de charge : $f = |\sigma - X| - R$

Ecrouissage isotrope : $R = R_0 + Q(1 - e^{-bp})$ où p est la déformation plastique cumulée

Ecrouissage cinématique : $X = a(1 - e^{-cp})$

Méthode expérimentale

L'identification a été réalisée à partir d'un essai cyclique à déformation imposée, mené à une fréquence de 0,1Hz et dont le cyclage est composé d'une succession de 3 phases de cyclage dans les conditions suivantes :

	Nombre de cycles	Déformation cyclique maximale
Phase 1	20 cycles	0.9%
Phase 2	20 cycles	1.1%
Phase 3	20 cycles	1.3%

Résultats de l'identification du comportement

Les résultats de l'identification du comportement figurent tableau 2.1 et la comparaison des boucles contrainte-déformation expérimentales et calculées sont présentés figures 2.3, 2.4 et 2.5.

Elasticité	E	119GPa
	ν	0,29
	R_0	800MPa
Ecrouissage isotrope	Q	-240MPa
	b	9
Ecrouissage cinématique	a	+350MPa
	c	300

TAB. 2.1 – Résultats de l'identification du comportement cyclique

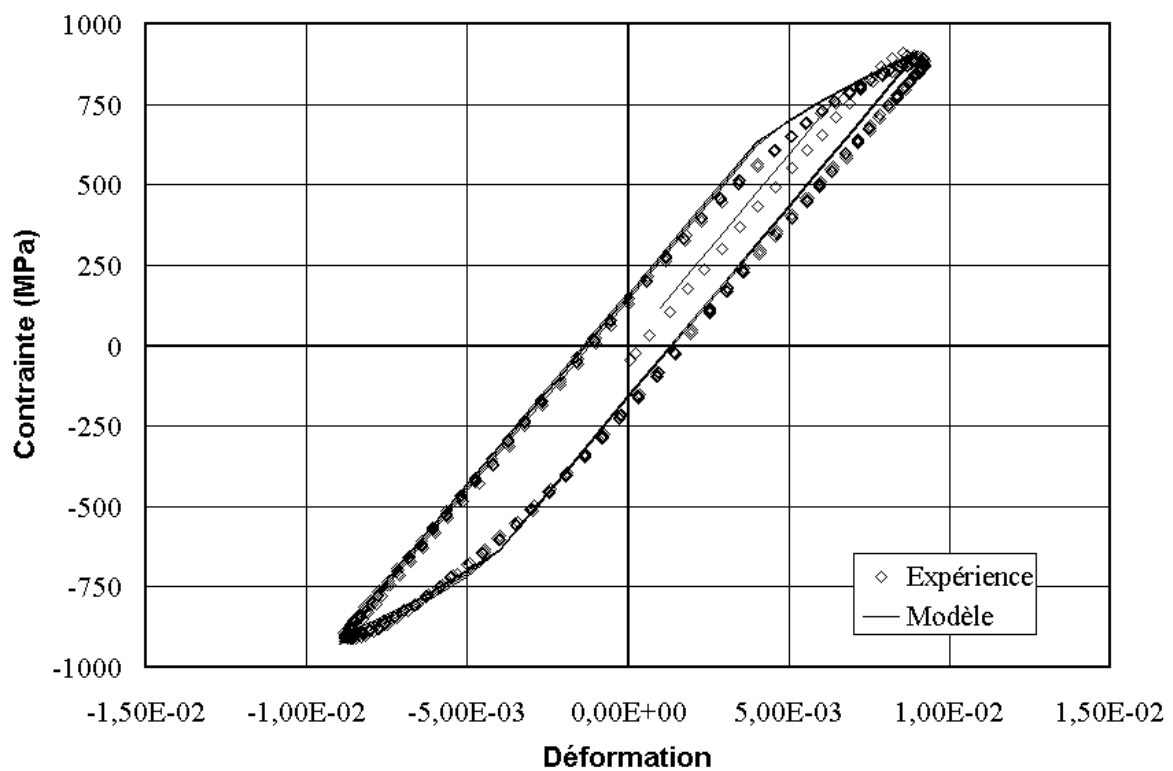


FIG. 2.3 – Comparaison entre le modèle identifié et les courbes expérimentales pour la phase 1 ($\epsilon_{max}=0.9\%$)

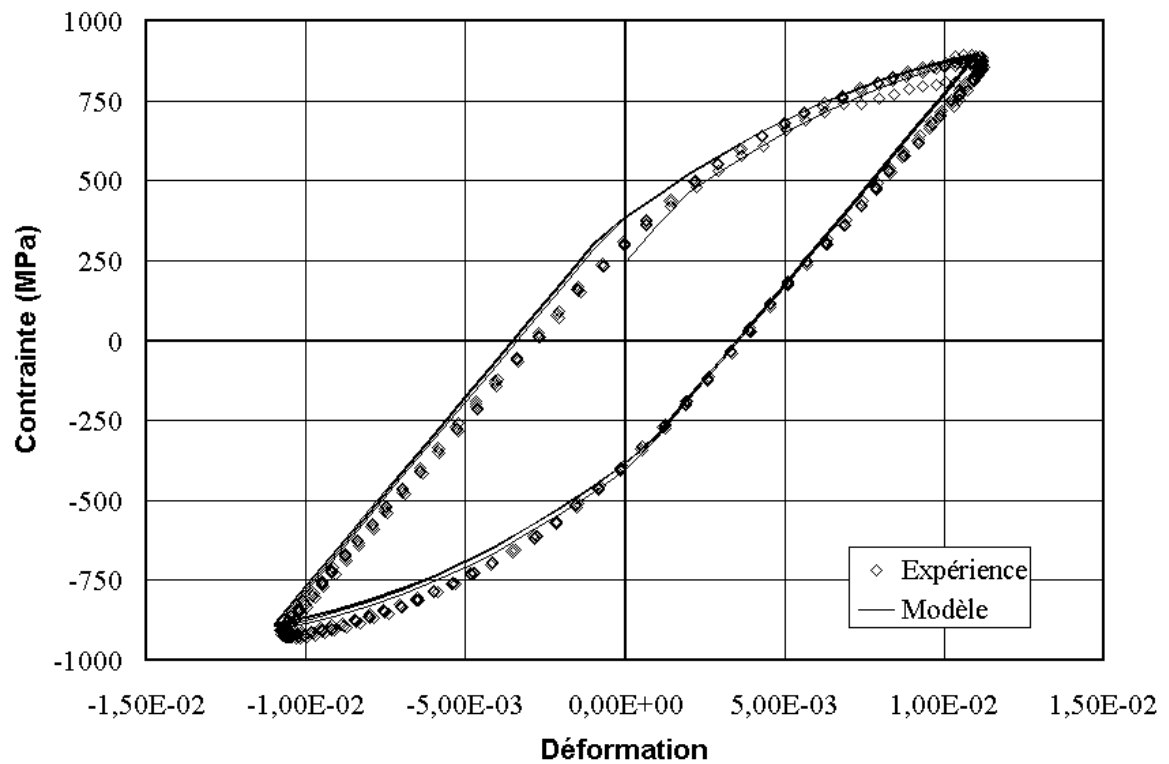


FIG. 2.4 – Comparaison entre le modèle identifié et les courbes expérimentales pour la phase 2 ($\epsilon_{max}=1.1\%$)

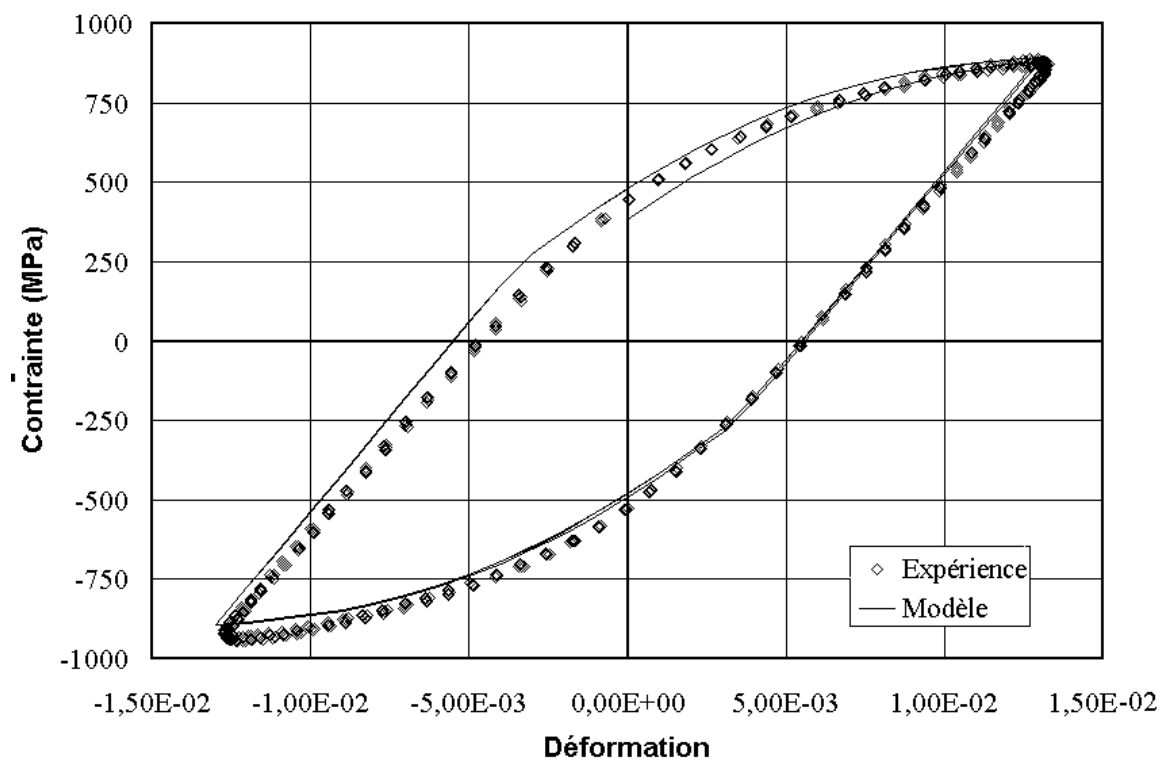


FIG. 2.5 – Comparaison entre le modèle identifié et les courbes expérimentales pour la phase 3 ($\epsilon_{max}=1.3\%$)

Ce modèle simple décrit les résultats expérimentaux de façon satisfaisante jusqu'à une déformation de 1,3%. Cela est suffisant pour décrire le comportement en fatigue, y compris en présence d'une entaille.

Une seconde identification du comportement mécanique cyclique a été réalisée, à l'aide d'un modèle de comportement plus élaboré. Ce modèle élastoviscoplastique avec écrouissage isotrope et multi-cinématique, ainsi que les résultats de l'identification sont présentés en annexe (cf. annexes B.1 et B.2)

Ce second modèle permet une description plus fine du comportement du matériau, notamment des phases de relaxation. Toutefois, la première identification permettant une description satisfaisante du comportement du matériau au moyen d'un modèle 'classique', cette seconde identification n'a pas été utilisée.

2.1.4 Microstructure

La microstructure de l'alliage, révélée par une attaque au réactif de Kroll¹, est composée de 50% de nodules α primaires formés au cours du forgeage dans le domaine $\alpha + \beta$, et de 50% de grains biphasés, constitués de lamelles de phase α secondaire dans une matrice β (cf FIG 2.6). Il est à noter que la fraction volumique de phase β résiduelle est de l'ordre de quelques pourcents seulement.

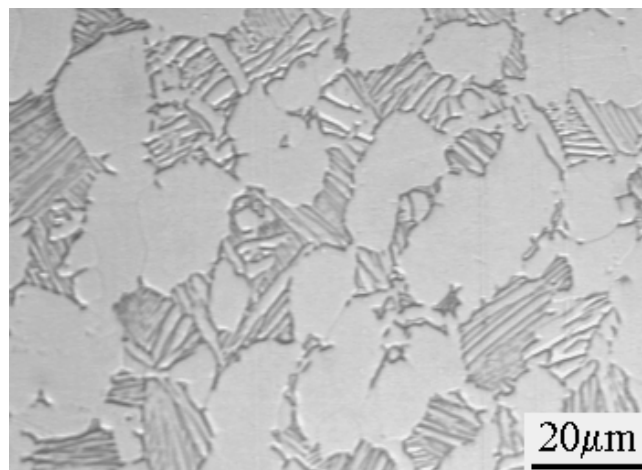


FIG. 2.6 – *Microstructure du TA6V*

1. Le réactif de Kroll est composé de 2% d'acide fluorhydrique et de 3% d'acide nitrique.

2.2 Structure ‘fantôme’

L’observation des mécanismes de fissuration en fatigue a mis en évidence l’existence, dans le matériau, d’une ‘structure fantôme’ qui perturbe fortement l’amorçage et les premiers stades de propagation.

La présence de cette ‘structure fantôme’ a ainsi été soulignée au cours d’un essai de fatigue mené sur une éprouvette ayant été déformée plastiquement en traction (1% de déformation plastique), puis sollicitée en flexion cyclique durant 19000 cycles à une contrainte maximale de 800 MPa et un rapport de charge nul. Les figures 2.7 et 2.8 illustrent le relief apparu à la surface de cette éprouvette après cet essai.

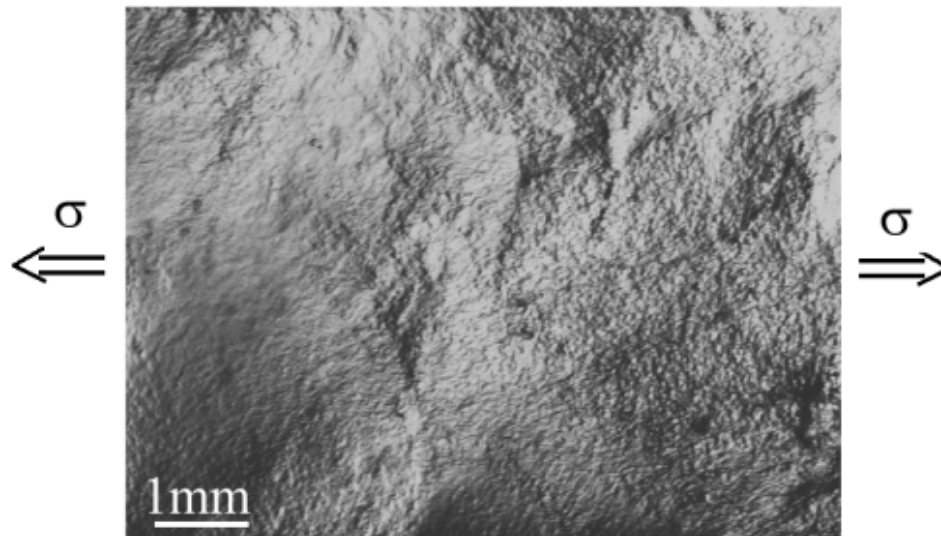


FIG. 2.7 – Relief macroscopique apparu à la surface de l’éprouvette après une pré-déformation plastique de 1% et cyclage dans le domaine d’élasticité ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=0$)

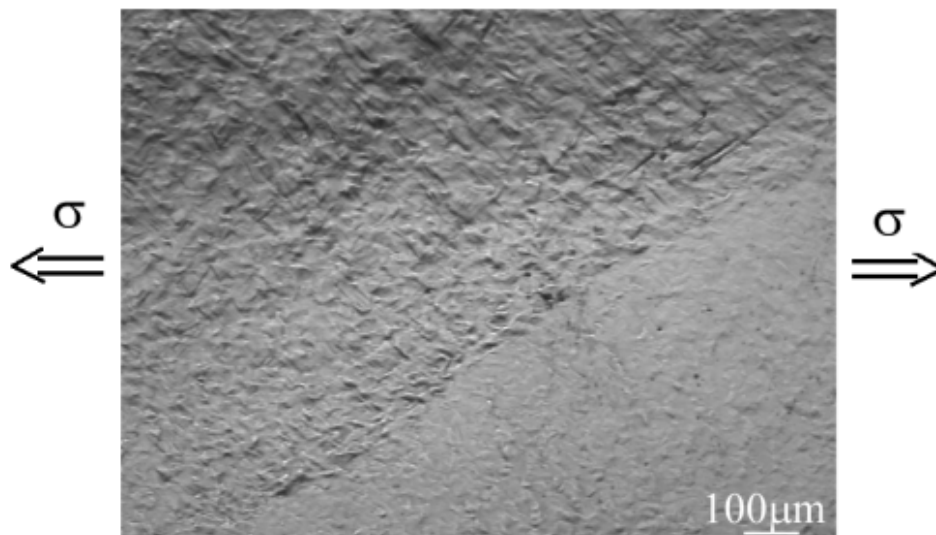


FIG. 2.8 – Relief microscopique et interface entre deux plages de la ‘structure fantôme’, apparus à la surface de l’éprouvette après une pré-déformation plastique de 1% et cyclage dans le domaine d’élasticité ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=0$)

La figure 2.7 illustre la formation d'un relief millimétrique, qui suggère l'existence d'incompatibilités de déformation entre ces 'macro-grains'. La figure 2.8 montre les variations de relief microstructural qui peuvent également se former entre deux plages voisines. On constate en outre que le relief formé à la suite de la sollicitation mécanique a nettement souligné les interfaces entre certaines zones (FIG. 2.8).

La 'structure fantôme' semble également avoir une influence notable sur les premiers stades de fissuration en fatigue. La figure 2.9 présente ainsi la surface d'une éprouvette plane sollicitée cycliquement en flexion pure durant 8100 cycles, sous une contrainte maximale de 800 MPa et un rapport de charge de -1.

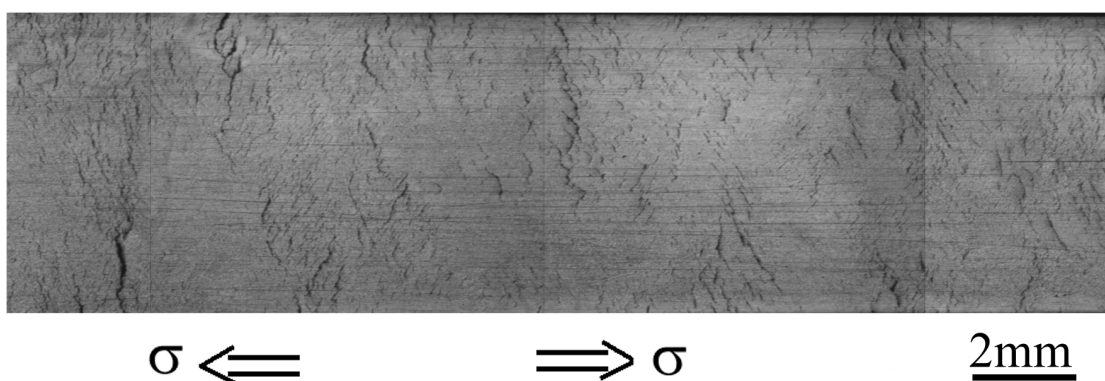


FIG. 2.9 – Hétérogénéité de la fissuration après un essai de flexion pure (Contrainte uniforme à la surface de l'éprouvette) ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=-1$)

La figure 2.9 montre que si la contrainte appliquée à la surface de l'éprouvette est uniforme, la fissuration apparaît très hétérogène. On distingue en effet des plages de l'ordre de plusieurs mm^2 , dans lesquelles la densité fissuration est plus ou moins élevée. Ainsi, certaines zones sont-elles fortement fissurées alors que d'autres restent quasiment vierges de tout amorçage.

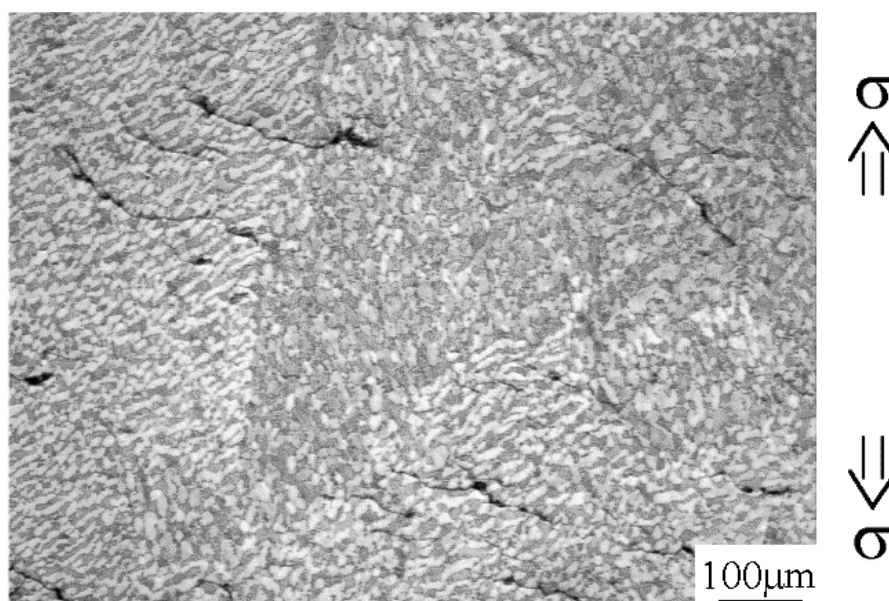


FIG. 2.10 – Hétérogénéité de la fissuration après un essai de flexion pure (Contrainte uniforme à la surface de l'éprouvette) ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=-1$)

La figure 2.10 illustre à une échelle plus fine cette forte hétérogénéité dans les premiers stades de fissuration. On observe, au centre de la photographie, une zone, que l'attaque fait apparaître plus sombre, dans laquelle peu d'amorçage s'est produit, alors qu'elle est entourée de plages fissurées.

Les observations réalisées au cours de ces différents essais prouvent donc l'existence d'une 'structure fantôme' composée de plages ayant une surface de l'ordre de plusieurs mm^2 . Dans toute la suite, nous les nommerons : *macrozones*.

L'existence d'une telle macrostructure n'est pas une nouveauté pour qui est coutumier des procédés de contrôle de la qualité des pièces industrielles telles que les disques forgés en alliage de titane. Ainsi des attaques macroscopiques de disques ou de tranches de disques mettent-elles fréquemment en évidence l'existence d'une surstructure associée au fibrage apparu lors du forgeage de la pièce (FIG. 2.11). En revanche, la nature et l'origine de ces macrozones restent imprécises.

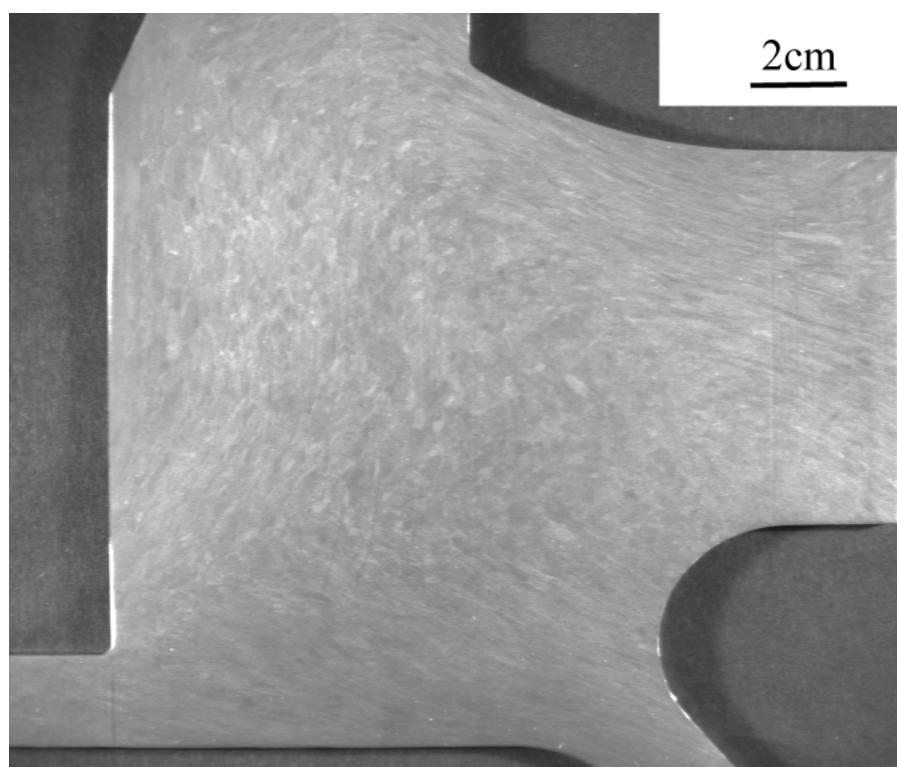


FIG. 2.11 – Attaque macrographique d'une tranche de disque fan

Des mesures de texture en rayons X, présentées plus en détail au paragraphe 2.3.2, nous ont permis de préciser la nature des macrozones. Nous avons ainsi pu montrer que les macrozones constituent des plages au sein desquelles la phase α possède une orientation préférentielle.

Si l'existence d'une structure millimétrique est relativement connue, l'hypothèse d'une interaction forte entre cette structure millimétrique et les propriétés mécaniques, et notamment la fatigue, n'a que rarement été émise. En effet, il existe peu d'articles faisant référence à la présence d'une surstructure dans les alliages de titane. Nous en avons recensé 3 :

1. A.P. Woodfield, M.D. Gorman et al. (1996) ont observé dans un alliage Ti-6242, la présence de zones dans lesquelles les grains présentaient une orientation cristallographique similaire. Ces auteurs ont étudié l'effet de ces 'plages' sur la résistance au fluage.
2. P. Ari-Gur et S.L. Semiatin (1998) ont mis en évidence l'existence d'une 'macrotexture' dans un alliage de Ti-6Al-4V. Ils en ont étudié l'évolution au cours du laminage à chaud grâce à la

technique de l'EBSD.

3. Boyer et al. (1999) évoque les avantages des modifications apportées au forgeage de billettes dans lesquelles il n'existerait plus de zones ayant une orientation cristallographique majoritaire.

Ces travaux récents viennent conforter l'hypothèse d'une influence notable des macrozones sur le comportement mécanique du matériau. Nous nous sommes donc attachés à caractériser le Ti-6Al-4V étudié à l'échelle des macrozones.

Vocabulaire

Le matériau de cette étude possède deux échelles, l'une millimétrique, la seconde microstructurale. Dans toute la suite, nous appellerons

- *macrozones*, les 'plages' millimétriques constituant la macrostructure,
- *grains* les nodules de phase α et les grains lamellaires dont la taille moyenne est de $15\mu\text{m}$.

2.3 Caractérisation du matériau à l'échelle des macrozones

2.3.1 Morphologie des macrozones

L'observation des macrozones se révèle mal aisée non seulement du fait de leurs dimensions millimétriques, mais également à cause de la difficulté de trouver une attaque qui souligne leur existence. Les photographies qui suivent ont été réalisées après une attaque à l'acide fluorhydrique à 0,5%.

En outre, la morphologie des macrozones est fortement attachée à leur position dans le disque ; elles ont cependant plutôt une forme oblongue, la petite dimension étant dans la direction u_r , comme l'illustre la figure 2.12.

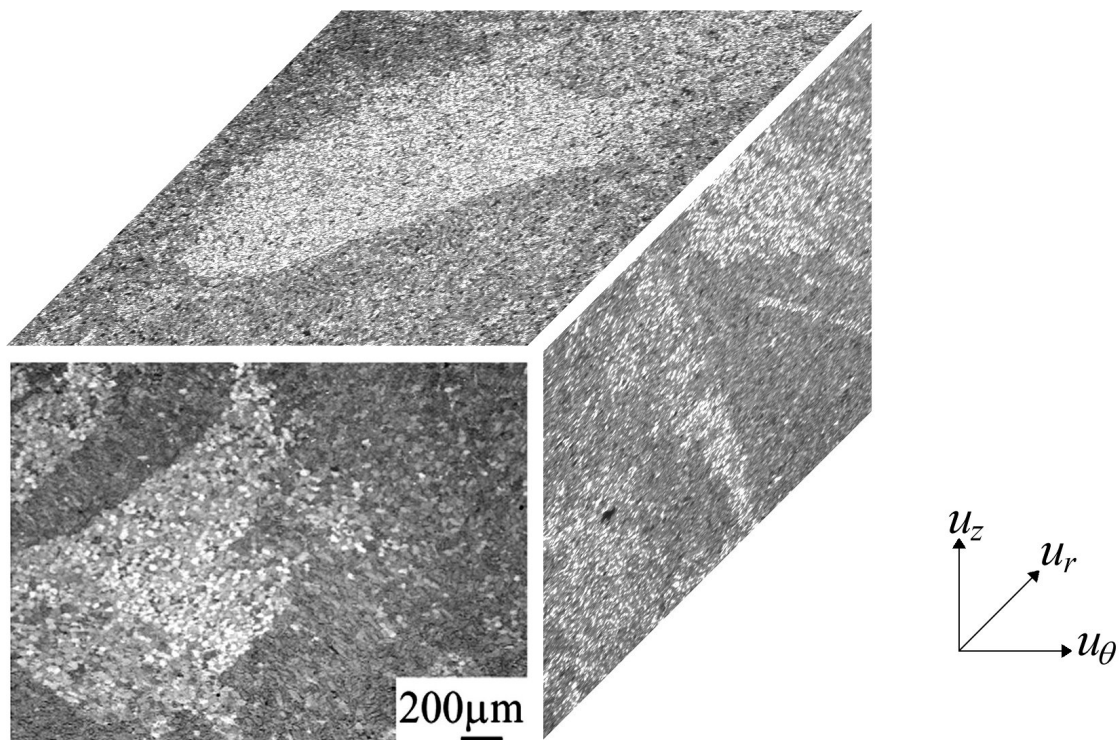


FIG. 2.12 – Morphologie des macrozones

2.3.2 Caractère cristallographique des macrozones

Les relations entre la texture cristallographique de la phase hexagonale et l'échelle des macrozones ont été étudiées par analyse en diffraction des rayons X au laboratoire Matériaux et Procédés de Snecma Villaroche (cf. technique expérimentale en annexes). Ces mesures ont été menées de façon à ne faire diffracter qu'une seule macrozone, ce qui est réalisable compte tenu des dimensions millimétriques des macrozones et en utilisant un faisceau incident le plus fin possible.

Toutes les textures mesurées (FIG 2.13 et FIG 2.14) sont très marquées et mettent en évidence la présence d'une orientation cristallographique préférentielle de la phase hexagonale, à l'intérieur d'une macrozone. De plus, deux macrozones voisines peuvent avoir des textures parfaitement distinctes. La texture mesurée ne correspond donc pas à une texture globale mais à une caractéristique locale dépendant de la macrozone. La formation d'une telle texture, ou encore d'une "macrotexture" dans un alliage de Ti-6Al-4V mis en forme dans le domaine $\alpha + \beta$, a également été observée par Ari-Gur et Semiatin (1998).

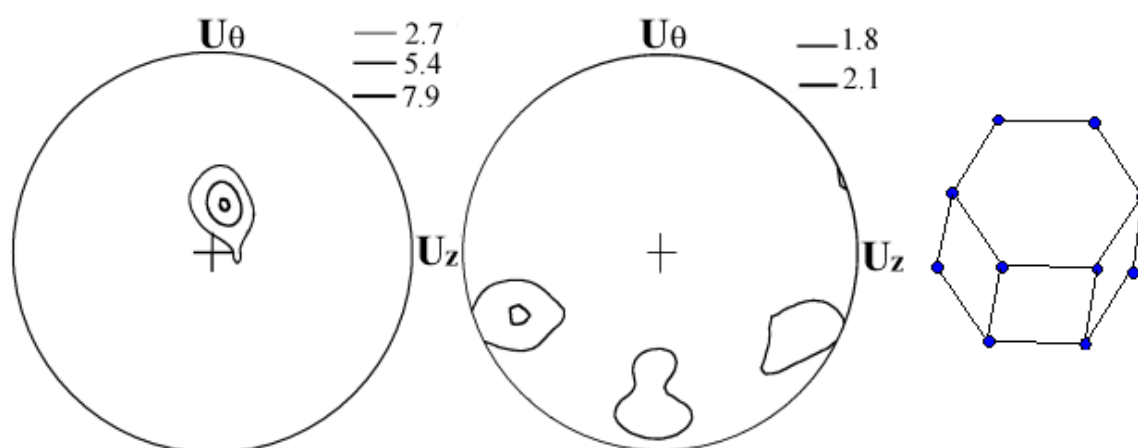


FIG. 2.13 – Figures de pôles du plan de base et des plans prismatiques et orientation de la maille hexagonale dans une macrozone

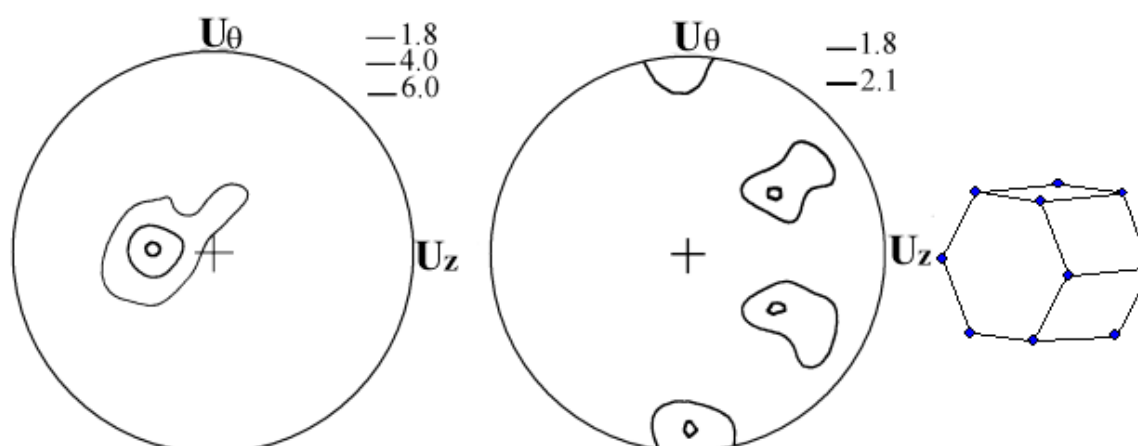


FIG. 2.14 – Figures de pôles du plan de base et des plans prismatiques et orientation de la maille hexagonale dans une autre macrozone

2.3.3 Orientations cristallographiques secondaires

L'existence d'une orientation préférentielle de la phase α dans une macrozone a été clairement mise en évidence grâce à la technique des rayons X; une étude complémentaire en EBSD ('Electron Back Scattered Diffraction') a révélé l'existence d'orientations secondaires. Cette étude EBSD a été réalisée sur 27 plages de $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, dans 22 macrozones distinctes présentées en annexes.

Dans un premier temps, seule la phase α primaire a été analysée; aussi les grains lamellaires ont-ils été sélectionnés manuellement et leur orientation isolée sur des figures de pôles tracées. Les grains lamellaires de phase α secondaire apparaissent donc tous de couleur brune sur les cartes EBSD. L'ensemble de cette étude a été mené sur des surfaces perpendiculaires à la direction u_θ .

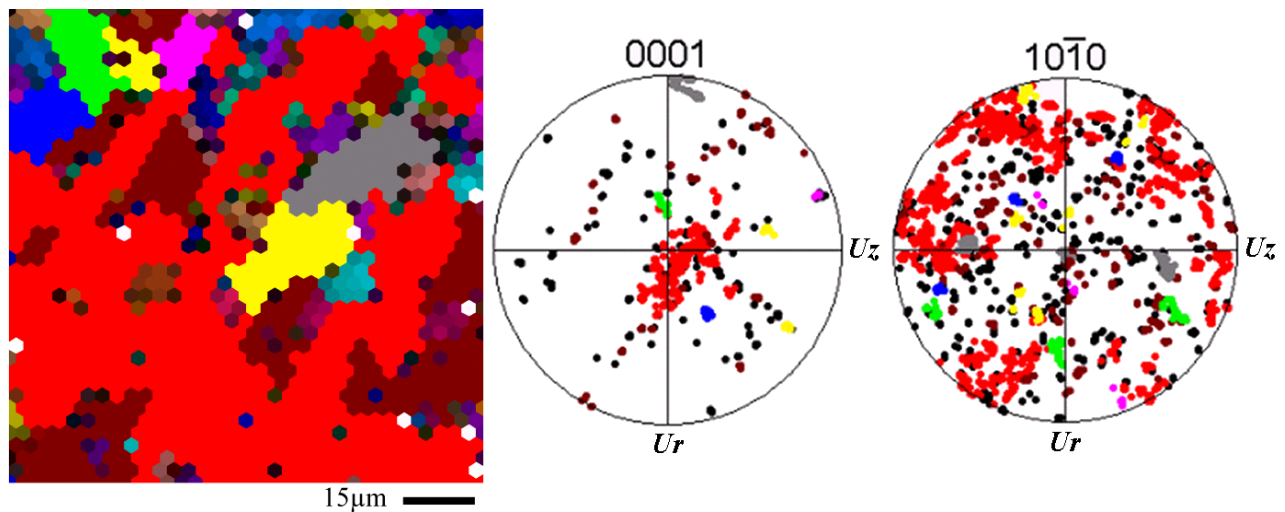


FIG. 2.15 – Cartographie EBSD de la macrozone D2 (une couleur = une orientation cristallographique $\pm 15^\circ$) et figures de pôles associées (les grains lamellaires et leurs orientations apparaissent en brun)

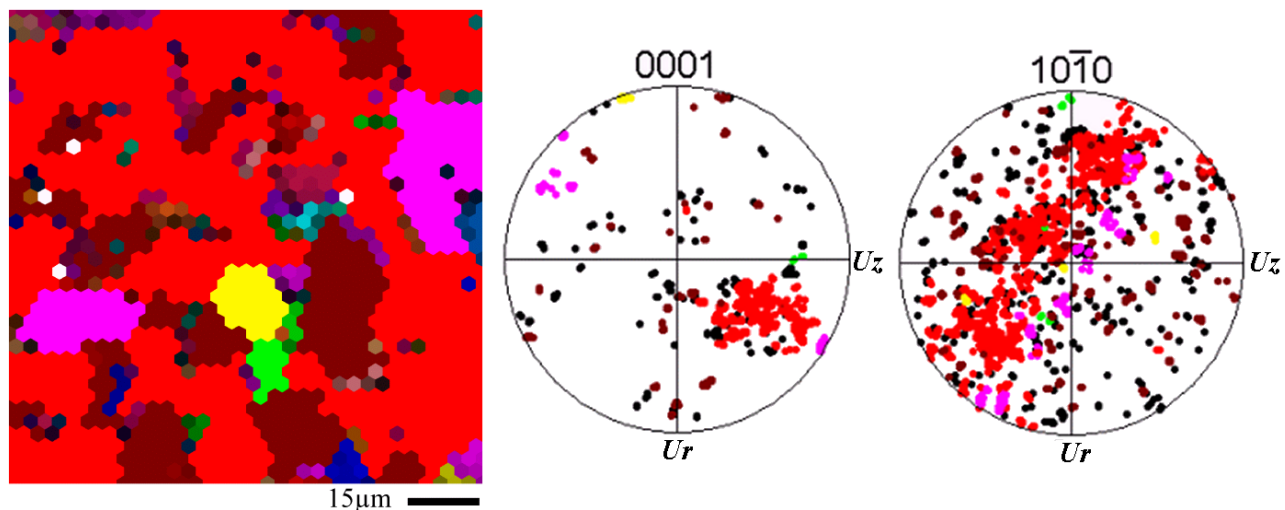


FIG. 2.16 – Cartographie EBSD de la macrozone D4 (une couleur = une orientation cristallographique $\pm 15^\circ$) et figures de pôles associées (les grains lamellaires et leurs orientations apparaissent en brun)

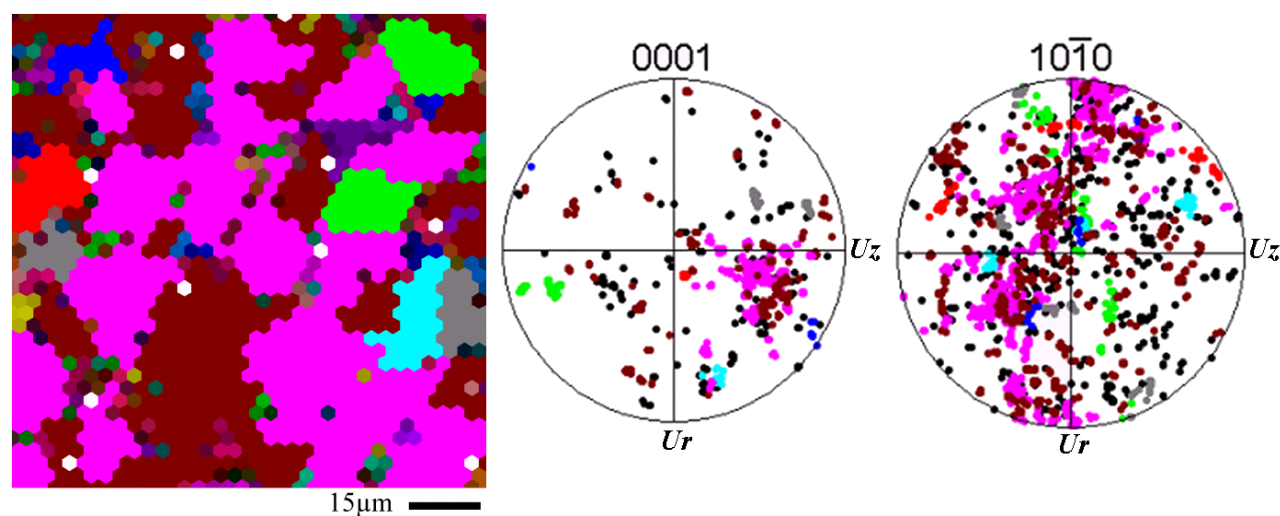


FIG. 2.17 – Cartographie EBSD de la macrozone D7 (une couleur = une orientation cristallographique $\pm 15^\circ$) et figures de pôles associées (les grains lamellaires et leurs orientations apparaissent en brun)

Les figures 2.15, 2.16, et 2.17 représentent :

- la cartographie EBSD sur laquelle tous les grains ayant une orientation proche sont figurés avec une couleur identique,
- les figures de pôles associées à la cartographie ; les plans (1010), (11 $\bar{2}$ 0) et (0001) correspondent respectivement aux plans prismatiques, aux plans perpendiculaires aux vecteurs $\langle a \rangle$ et au plan de base.

Il est tout d'abord important de noter que le mode de représentation choisi pour les figures de pôles obtenues en EBSD diffère de celui utilisé en RX, les unes correspondant à des graphes d'intensité, les secondes étant tracées en mode discret, de façon à visualiser les orientations secondaires.

Sur les cartographies EBSD présentées figures 2.15, 2.16, et 2.17 apparaissent nettement un pôle principal et plusieurs pôles secondaires. De même que les figures de pôles obtenues en rayons X, celles de l'étude menée en EBSD possèdent des 'pôles imparfaits' pouvant être étalés jusqu'à 15° . Les pôles apparaissant en RX ne constituent donc qu'une orientation préférentielle de la phase α , et la notion de quasi-monocristaux est donc à nuancer du fait de l'existence d'orientations secondaires. Sur chacune des plages étudiées, les écarts angulaires entre les axes $\langle c \rangle$ de ces orientations ont été évalués et comparés aux désorientations existant entre les axes $\langle c \rangle$ des variants de Bürgers (60° ou 90°). Les résultats sont présentés tableau 2.2. (cf. annexes pour la dénomination des macrozones)

Macrozone	Nombre pôles	Bürgers?	Macrozone	Nombre pôles	Bürgers?
D1	5	Oui	E5	1	-
D2	5	Oui	E6	4	Oui
D3	4	Oui	E9	5	Oui
D4	3	Oui	G1	4	Oui
D5	5	Oui	G2	1	-
D6	5	Oui	G3	4	Oui
D7	4	Oui	G5	1	-
E1	5	Oui	G6	1	-
E3	6	Oui	G7	3	Oui
E4	5	Oui	G8	5	Oui

TAB. 2.2 – Nombre de pôles et respect de la relation de Bürgers entre les pôles des macrozones analysées

A la lecture du tableau 2.2, on peut tout d'abord noter que toutes les macrozones possèdent moins de 6 pôles sur les figures (0001); ce résultat est cohérent avec la théorie de Burgers qui prévoit 6 variants possibles pour la transformation de phase $\beta \rightarrow \alpha$. De plus, si on assimile chacun des pôles 'étalés' à une orientation cristallographique parfaite, les différents pôles des macrozones sont en relation de Burgers. L'ensemble des nodules de phase α primaire provient donc d'un même grain β dans lequel un variant principal serait favorisé lors de la transformation $\beta \rightarrow \alpha$. Il est en effet possible que, dans une même macrozone, les mécanismes de déformation au cours de la mise en forme, influencent les transformations $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ et en particulier le choix du variant. Akhtar (1976) ou encore Zhu et al. (1996) ont ainsi montré, respectivement pour le zirconium et le titane que le niveau de déformation imposé influence le nombre de variants choisis.

2.3.4 Etude de la phase lamellaire

Pour compléter l'étude de l'orientation cristallographique de la phase α , un grain de phase α secondaire et les différents paquets de lamelles qui le composent ont été analysés.

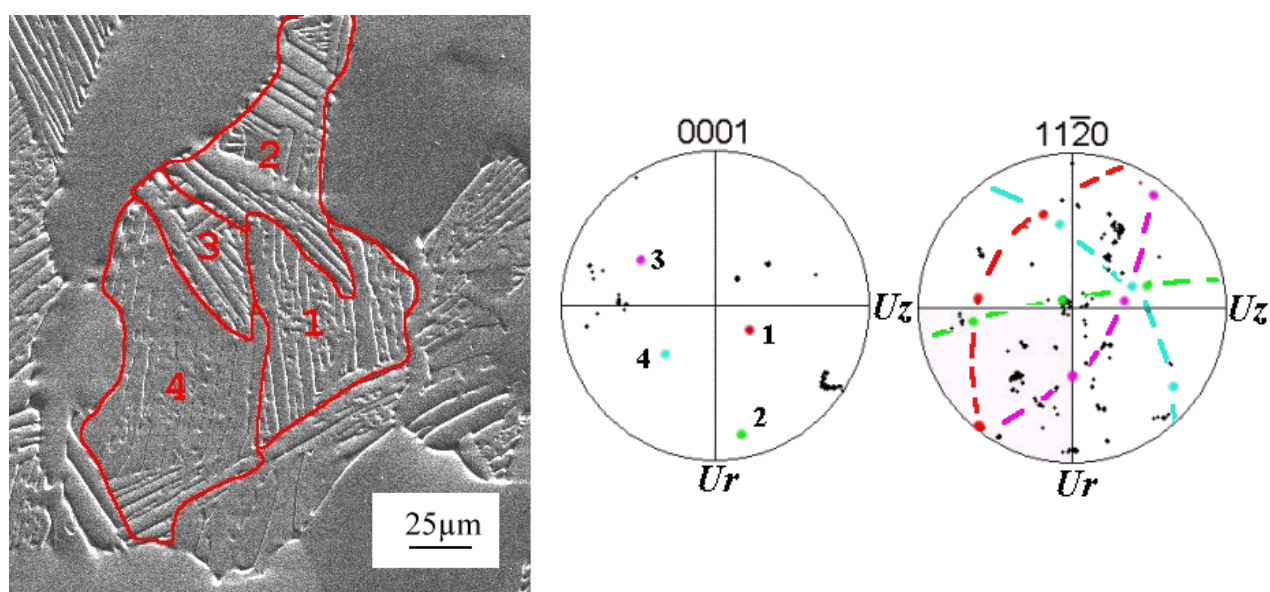


FIG. 2.18 – Photographie (MEB) de 4 paquets de lamelles de phase α secondaire et figures de pôles associées.

La figure 2.18 représente la photographie d'un grain de phase α secondaire et les figures de pôles de 4 des paquets de lamelles qui le composent. Chaque colonie de lamelles de phase α secondaire possède une seule orientation cristallographique. Les écarts angulaires entre les orientations cristallographiques des 4 colonies de lamelles ont été déterminés (Tableau 2.3).

Paquets de lamelles	Désorientation entre les axes $\langle c \rangle$
1 \leftrightarrow 2	61°
1 \leftrightarrow 3	60°
1 \leftrightarrow 4	90°
2 \leftrightarrow 3	59°
3 \leftrightarrow 4	60°

TAB. 2.3 – Désorientation entre les axes $\langle c \rangle$ des paquets de lamelles d'un grain de phase α secondaire

D'après le tableau 2.3, les axes $\langle c \rangle$ des variants de Burgers étant désorientés de 60° ou de 90°

les uns par rapport aux autres, les colonies de lamelles de la figure 2.18 constituent des variants cristallographiques de la transformation de phase $\beta \rightarrow \alpha$ et proviennent du même grain β . On constate d'ailleurs que les paquets de lamelles ont des plans prismatiques communs, ainsi que l'illustre la figure de pôles (11 $\bar{2}$ 0) de la figure 2.18.

Relation de Burgers entre la phase lamellaire et les nodules α

D'autre part, dans 3 des plages 100 μm X 100 μm analysées en EBSD, la possibilité de relation de Burgers entre les orientations des grains voisins de phases α primaire et α secondaire a été étudiée (Tableau 2.4) (cf. annexes pour la dénomination des macrozones et des grains)

Macrozone D1		Macrozone D2		Macrozone D3	
Grains	Angles	Grains	Angles	Grains	Angles
A,2	100°	A,3	104°	A,1	64°
A,4	72°	F,3	95°	A,2	75°
B,2	104°	B,3	165°	B,1	51°
B,3	91°	F,1	36°	B,2	132°
C,1	106°	E,1	47°	E,3	17°
C,2	114°	C,4	48°	D,3	30°
D,1	53°	E,4	38°	F,3	38°
E,1	86°	D,2	61°		
E,3	26°	C,2	71°		
F,1	89°	E,2	165°		
		C,1	43°		

TAB. 2.4 – *Ecart angulaire entre les axes $\langle c \rangle$ des grains de phase α primaire et les paquets de lamelles voisins dans une même macrozone*

D'après le tableau 2.4, les désorientations entre les axes $\langle c \rangle$ des grains de phase α primaire et les paquets de lamelles voisins (tableau 2.4) apparaissent très éloignées des angles de 60° et de 90° caractéristiques des variants de Burgers. Mais il nous semble qu'il convient de chercher l'origine de ces écarts angulaires dans les mécanismes de déformations du forgeage, plutôt que dans une mise en défaut de la relation de Burgers entre les cristallographies des phases α et β . En effet, la phase α primaire et les grains lamellaires se forment à des étapes très distinctes de la mise en forme. Lors du forgeage, il pourrait donc y avoir altération de la relation cristallographique qui existe les lamelles α de la structure de Widmanstätten et la phase β qui les entoure ; cela pourrait être à l'origine de l'absence de relation de Burgers entre les phases α primaire et secondaire.

On peut toutefois noter que cette absence de relation d'orientation entre les nodules et les grains lamellaires voisins se trouve en contradiction avec les observations réalisées à l'issue d'un essai de traction monotone mené jusqu'à 6% de déformation. La figure 2.19 met ainsi en évidence la continuité du glissement entre les nodules de phase α primaire et les grains lamellaires. L'existence ou non de relation entre les orientations cristallographiques de la phase α primaire et la phase α secondaire reste donc à déterminer.

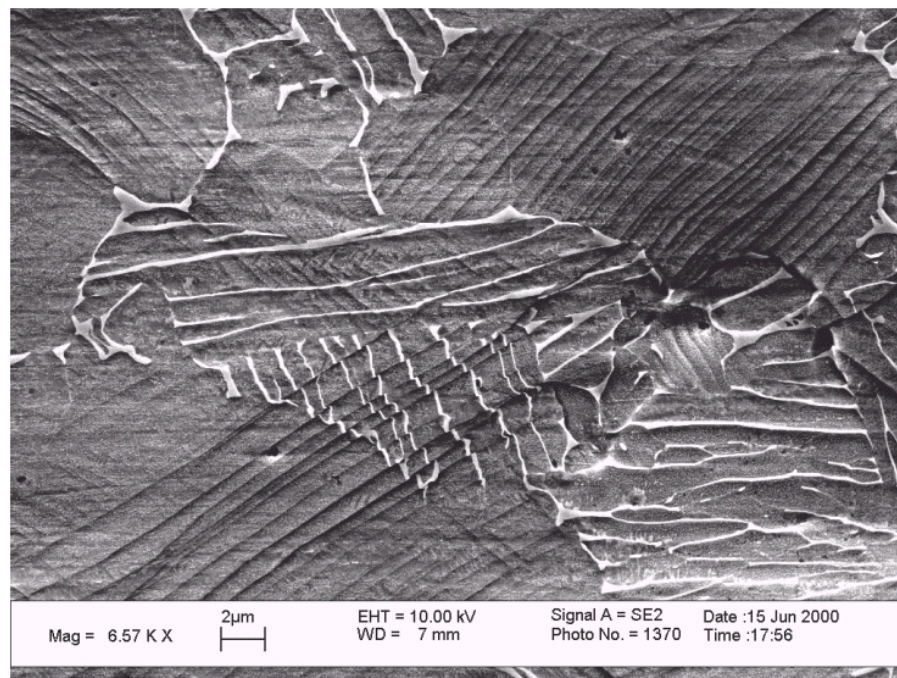


FIG. 2.19 – *Continuité du glissement entre les nodules et la phase lamellaire au cours d'un essai de traction monotone mené jusqu'à 6% de déformation*

2.3.5 Origine des macrozones

L'origine des macrozones reste ambiguë, mais est certainement liée à la forte hérédité structurale des alliages de titane, dont la structure de solidification initiale ne disparaît jamais parfaitement malgré le traitement thermo-mécanique qui leur est appliqué. Les macrozones pourraient ainsi correspondre aux ex-grains β , ou encore aux anciennes colonies de lamelles α , qui pourraient conserver une certaine intégrité cristallographique malgré le forgeage $\alpha + \beta$. En effet, au cours du forgeage, les lamelles sont soumises simultanément à une déformation et à une segmentation en nodules par pénétration de la phase β (Dumanowski, 1997). Ainsi, lorsque la formation des nodules se produit avant que la déformation des lamelles atteigne un niveau trop important, les nodules issus d'une même colonie ou d'un même grain β posséderaient des orientations cristallographiques relativement proches. Afin de vérifier la validité de ces hypothèses, les orientations cristallographiques de macrozones voisines ont été comparées pour mettre en évidence de possibles relations de Burgers (Tableau 2.5).

Section D		Section E		Section G	
Macrozones	Bürgers?	Macrozones	Bürgers?	Macrozones	Bürgers?
D1↔D2	Non	E1↔E3	Non	G1b↔G2g	Non
D2↔D3	Oui	E3↔E4	Non	G1h↔G2g	Non
D3↔D4	Non	E4↔E5b	Oui	G1h↔G8h	Non
D4↔D5	Non	E4↔E5h	Non	G2b↔G2g	Non
D1↔D6	Non	E5b↔E5h	Non	G2b↔G3	Oui
D6↔D7	Non	E5h↔E6	Non	G2g↔G3	Non
		E6↔E7	Non	G3↔G4b	Oui
		E7↔E9	Non	G3↔G4h	Non
				G5↔G6	Oui
				G5↔G7	?

TAB. 2.5 – *Existence de relation de Bürgers entre les orientations préférentielles de la phase α primaire de macrozones voisines*

Le tableau 2.5 présente les résultats de la recherche d'une éventuelle relation de Bürgers entre les orientations préférentielles de la phase α de macrozones voisines. Pour près de trois quarts des couples analysés, il n'existe pas de relation de Bürgers entre macrozones voisines. Cela tend à prouver que les macrozones correspondent aux ex-grains β . En effet, si le caractère monocristallin des macrozones était lié au fait que les nodules qu'elles contiennent proviennent d'une même colonie de lamelles, alors il existerait des relations de Bürgers entre les orientations cristallographiques de certaines macrozones voisines, héritées de celles existant entre les colonies d'un même grain β . Comme tel n'est pas le cas, ce sont donc les ex-grains β qui correspondent à ce que nous avons nommé les macrozones.

2.3.6 Interface entre macrozones

La majeure partie de cette étude portant sur la fissuration, il importait de mieux connaître la nature des interfaces entre macrozones afin de comprendre leur influence sur l'amorçage et la propagation en fatigue. Les interfaces apparaissent tout d'abord comme des zones texturées morphologiquement (Figure 2.20). Elles constituent parfois des zones de transition très nettes ou ayant au contraire une largeur de l'ordre d'une dizaine de grains (Figure 2.21).

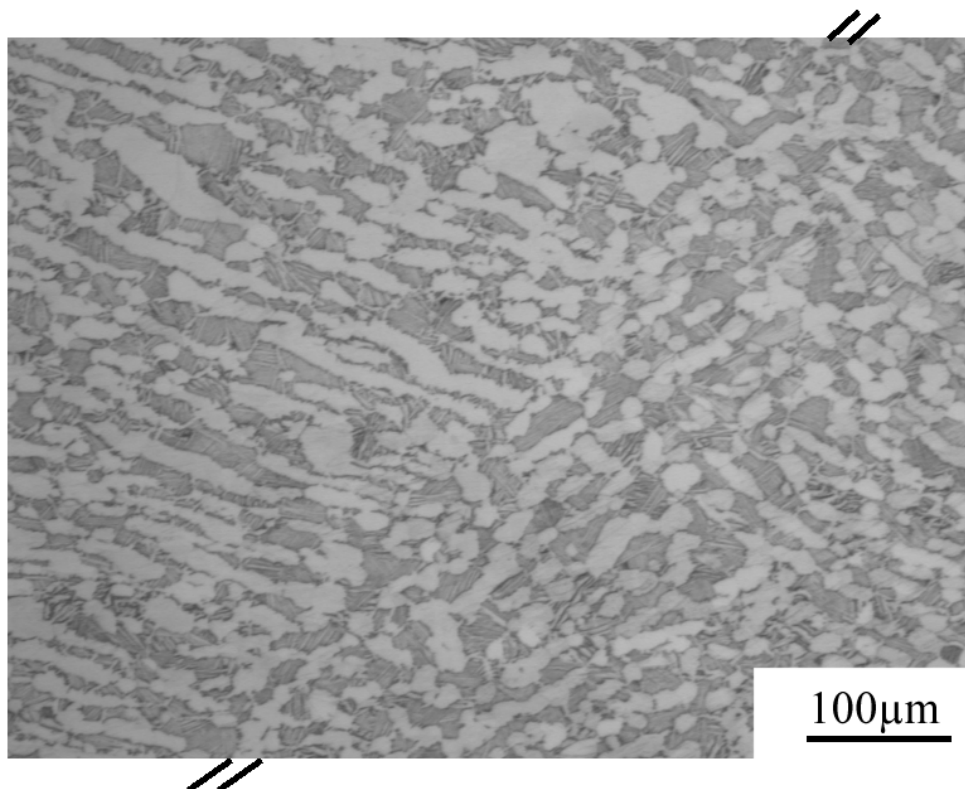


FIG. 2.20 – *Interface nette entre deux macrozones*

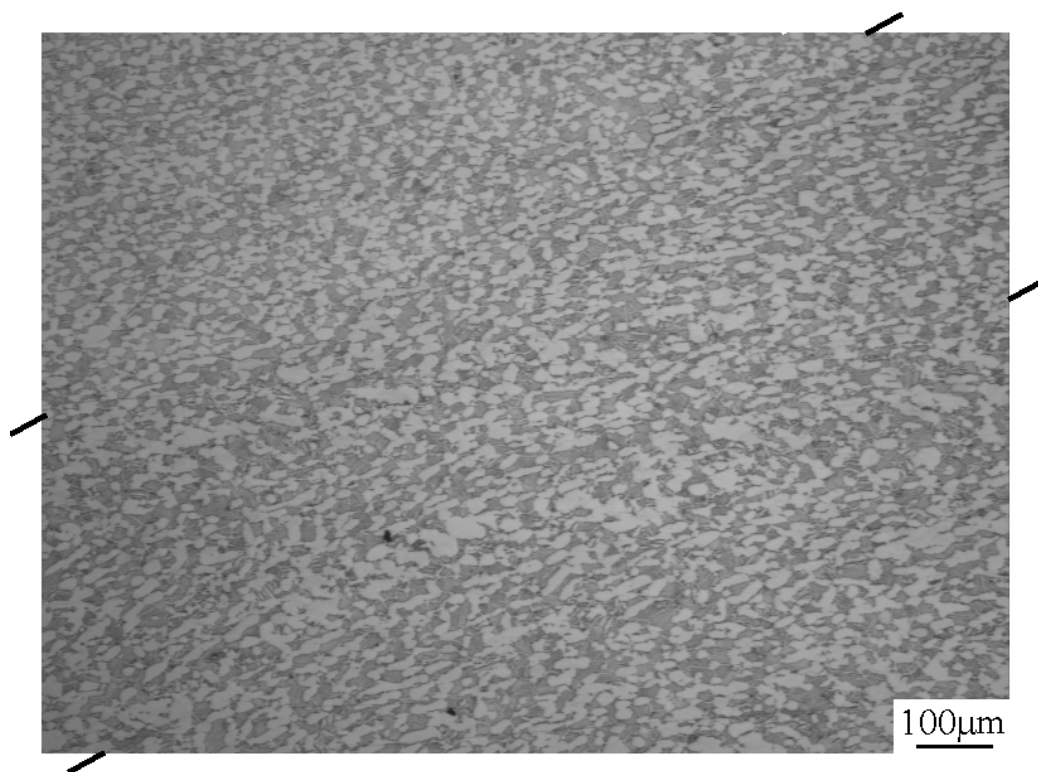


FIG. 2.21 – *Interface large de plusieurs dizaines de grains entre deux macrozones*

D'autre part, la cristallographie de l'interface entre deux macrozones voisines a été étudiée. Les figures de pôles successives sont présentées figures 2.22, 2.23 et 2.24.

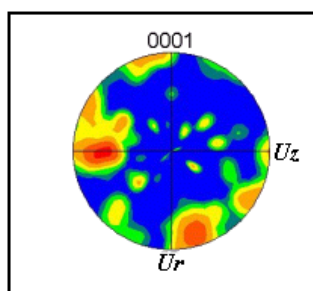


FIG. 2.22 – *Figure de pôle (0001) de la macrozone D1*

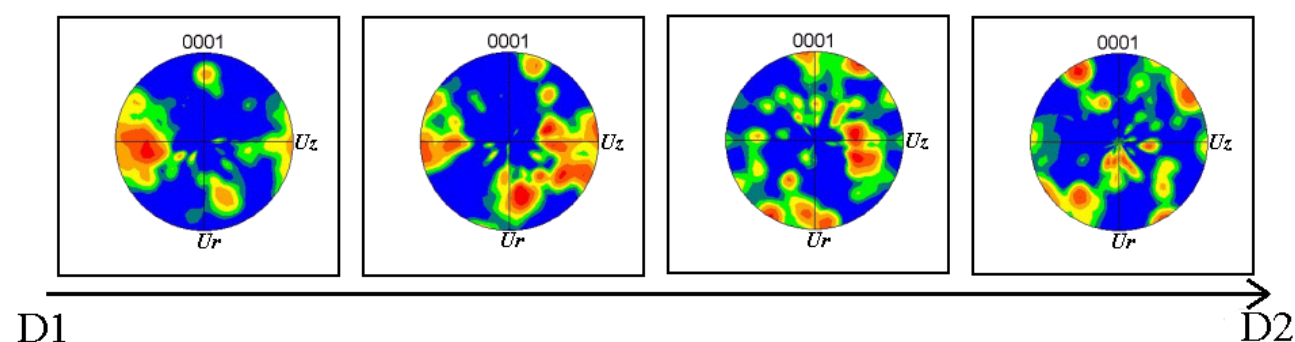


FIG. 2.23 – *Figures de pôles (0001) de l'interface entre les macrozones D1 et D2 (distance de D1 à D2 de 200 μm) (la figure de pôle la plus à gauche étant la plus proche de la macrozone D1)*

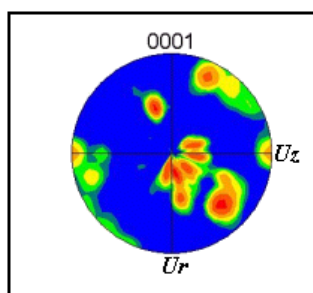


FIG. 2.24 – *Figure de pôle (0001) de la macrozone D2*

D'après les figures 2.22, 2.23 et 2.24, il ne semble pas y avoir de véritable transition cristallographique d'une macrozone à l'autre. L'interface paraît plutôt constituer une zone où la cristallographie a été fortement perturbée par des déformations importantes lors du forgeage.

2.3.7 Influence des macrozones sur le comportement mécanique

Plusieurs techniques expérimentales ont été employées pour vérifier et évaluer les hétérogénéités locales de comportement qui pourraient exister à l'échelle des macrozones : *la technique de la photoélasticimétrie* et *un essai de traction in situ en microscopie à balayage*.

La technique de photoélasticimétrie

Un essai de photoélasticimétrie a été réalisé sur une éprouvette dont la section plane de dimensions 16mm X 70mm X 5 mm. Cette technique consiste à déposer sur la surface de l'éprouvette une couche d'un matériau dont l'indice de réfraction varie avec les sollicitations mécaniques qui lui sont imposées. L'utilisation d'un polariseur et d'un analyseur optiques permet ensuite de mesurer le niveau de déformation locale. La technique de photoélasticimétrie est décrite plus en détail en annexes.

L'essai a permis de mettre en évidence des hétérogénéités centimétriques existant dans l'éprouvette, même sous une sollicitation élastique (Figure 2.25). Ces observations confirment l'anisotropie du matériau à l'échelle des macrozones.

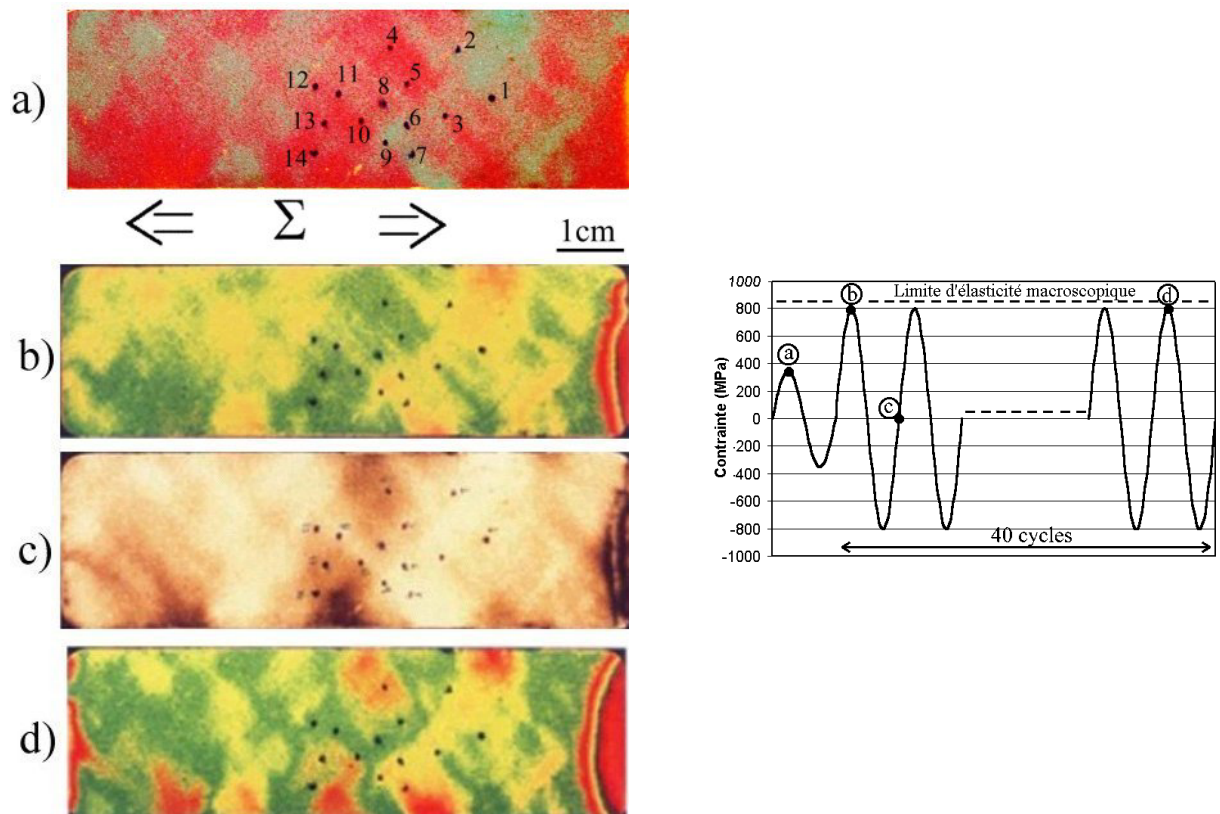


FIG. 2.25 – *Éprouvette recouverte d'un film photoélastique, sollicitée cycliquement sous une charge de 800MPa, durant 40 cycles (Les points noirs tracés à la surface de l'éprouvette correspondent aux repères des 14 macrozones étudiées)*

La technique de photoélasticimétrie permet de visualiser les isocontraintes de Tresca $\sigma_{III} - \sigma_I$ du film. Comme le film conserve un comportement élastique isotrope au cours de l'essai, et puisqu'il est solidaire de l'éprouvette de Ti-6Al-4V, on visualise donc la différence $\varepsilon_{III} - \varepsilon_I$ de l'éprouvette. En outre, nous avons contrôlé expérimentalement que la déformation principale maximale était grossièrement dans la direction de la sollicitation macroscopique (avec une précision de l'ordre de 5°).

Nous avons donc pu déterminer les déformations axiales locales dans chacune des 14 macrozones

étudiées. La figure 2.26 présente l'évolution de la déformation locale dans 5 des macrozones étudiées en fonction de la contrainte axiale apparente (les contraintes locales dans le matériau, ne sont pas accessibles par photoélasticimétrie) :

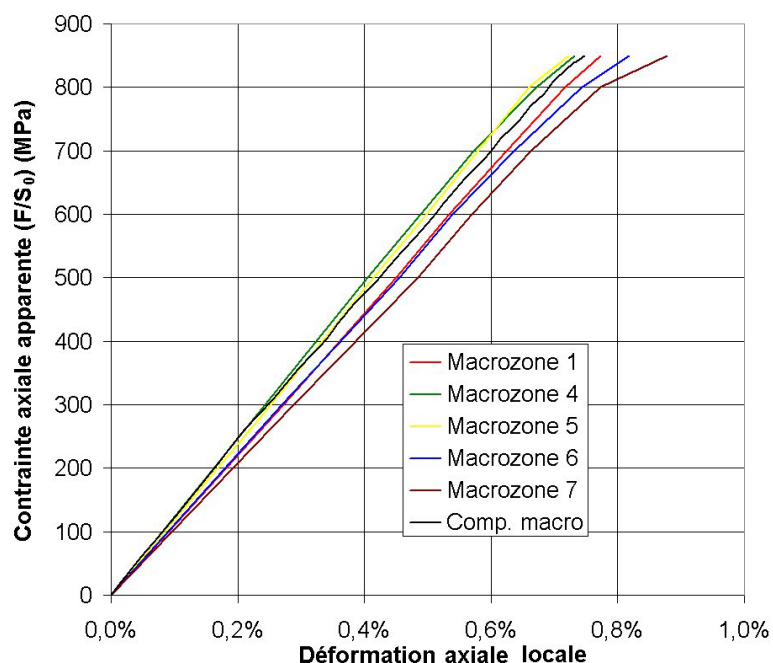


FIG. 2.26 – Hétérogénéités de déformation entre les macrozones au cours du premier cycle à 800MPa

On constate figure 2.26 que les hétérogénéités de déformation entre macrozones ne sont pas négligeables et peuvent atteindre près de 15%. En présence d'une zone à concentration de contraintes, la réponse mécanique des quelques macrozones localisées en fond d'entaille peut donc avoir une influence considérable sur la durée de vie en fatigue ; en effet, pour un même niveau de sollicitation, la macrozone peut avoir une réponse élastique ou bien subir des déformations plastiques.

Essai de traction in situ en microscopie à balayage

Cet essai a été mené sur une éprouvette dont la section utile (8mm × 2.4mm × 0.5mm) ne contenait que quelques macrozones. La figure 2.27 présente l'éprouvette de traction in situ et la position schématisée des deux macrozones dont les déformations ont été étudiées.

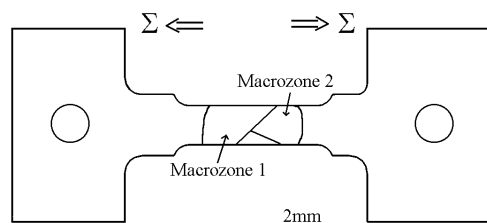


FIG. 2.27 – Eprouvette de traction in situ et position des 2 macrozones étudiées

Les déformations locales ont été évaluées en mesurant les déformations d'une grille d'indentations de micro-dureté. En raison de la précision des empreintes et de la résolution des photos utilisées pour les mesures, la déformation locale a pu être évaluée à $\pm 5\%$.

2. CARACTÉRISATION MICROSTRUCTURALE ET MÉCANIQUE DU MATÉRIAU

La figure 2.28 présente l'évolution des déformations mesurées localement dans les deux macrozones, en fonction de la contrainte macroscopique appliquée à l'éprouvette.

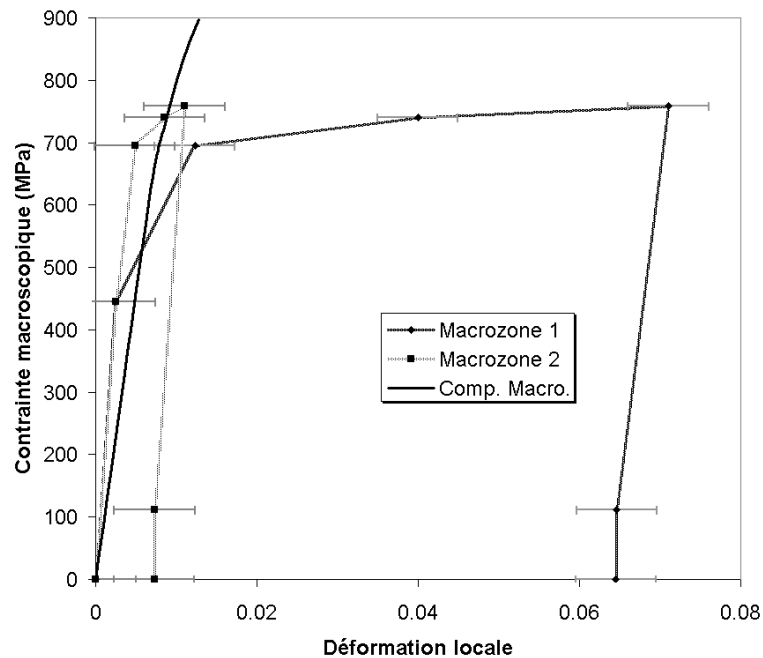


FIG. 2.28 – Réponse mécanique locale de deux macrozones au cours de l'essai de traction *in situ*

D'après les mesures de déformation présentées figure 2.28, on constate que les deux macrozones ont des réponses mécaniques extrêmement différentes et que la déformation semble se localiser dans la macrozone 1 dès 700MPa, alors que la limite d'élasticité macroscopique du matériau est de 850MPa.

Ces deux essais (photoélasticimétrie et traction *in situ*) confirment l'influence que peuvent avoir les macrozones sur la réponse mécanique locale du matériau.

Conclusions partielles

- La caractérisation du Ti-6Al-4V étudié a donc révélé l'existence d'une surstructure composée de 'grains' millimétriques que nous avons nommé macrozones. Ces macrozones peuvent être mises en évidence par attaque chimique ou de façon mécanique.
- Les macrozones constituent des plages dans lesquelles la phase α présente une orientation privilégiée. De plus, les orientations secondaires sont des variants de Burgers de l'orientation majoritaire.
- L'origine des macrozones reste imprécise, mais nous pensons que cette surstructure pourrait correspondre aux ex-grains β .
- Les macrozones ont une influence notable sur la réponse mécanique locale du matériau, ainsi que sur les premiers stades de fissuration en fatigue. C'est donc à cette échelle que nous allons nous attacher à étudier les mécanismes d'amorçage et de propagation.

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

3.1 Protocole expérimental

L'étude de l'amorçage en fatigue a été menée à partir de deux types d'essais :

- Des essais de flexion ont été réalisés sur des éprouvettes planes afin d'identifier les mécanismes et les sites d'amorçage (phase α , phase lamellaire, interfaces) en fonction des conditions de sollicitation (contrainte maximale Σ_{max} , rapport de charge $\Sigma_{min}/\Sigma_{max}$...). L'intérêt des éprouvettes planes réside dans la plus grande facilité d'observation de la surface et donc des premiers stades de fissuration.
- Ensuite, des essais plus classiques de traction-compression sur éprouvettes axisymétriques lisses et entaillées ont permis de mieux appréhender l'influence de l'entaille sur les premiers stades de propagation.

Le suivi de la fissuration a été réalisé grâce à la technique des répliques en acétate de cellulose. Ce procédé consiste à déposer quelques gouttes d'acétone sur une plaque d'acétate de cellulose pour en amollir la surface, puis à la plaquer sur la surface de l'éprouvette fissurée. Au cours du séchage, la réplique prend ainsi l'empreinte de la surface de l'éprouvette. La pose de répliques à plusieurs reprises au cours d'un essai permet de conserver, avec une résolution inférieure au micron, les états successifs de la surface de l'éprouvette et de reconstituer rétrospectivement l'historique de la fissuration. Les répliques doivent être posées sous une charge de l'ordre de 30% de la sollicitation maximale afin que les fissures soient ouvertes et donc observables.

En outre, cette technique permet de déterminer les sites d'amorçage des fissures de fatigue sans qu'il soit nécessaire d'attaquer la surface. Les répliques peuvent en effet être posées au cours de l'essai sur des éprouvettes polies, et la microstructure peut n'être révélée qu'en fin d'essai pour déterminer post-mortem la nature du site d'amorçage 3.1.

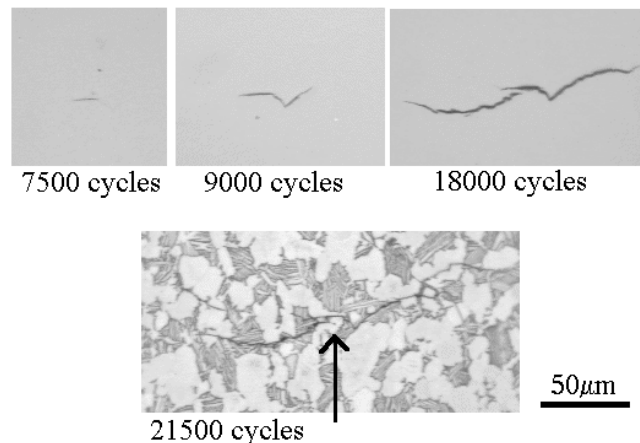


FIG. 3.1 – Détermination post-mortem du site d'amorçage d'une fissure (ici, un nodule α) grâce à la technique de répliques

Les essais de flexion pure ont été réalisés sur une machine de type Schenk, à deux niveaux de sollicitation (Σ_{max} de 500 ou 800 MPa) et à des rapports de charge $\Sigma_{min}/\Sigma_{max}$ valant 0 ou -1. Pour chaque essai, le nombre moyen de répliques posées est de l'ordre de 50.

3.2 Influence des macrozones sur les mécanismes d'amorçage

L'observation des premiers stades de fissuration sur des éprouvettes planes sollicitées en fatigue-flexion a mis en évidence la forte influence de l'échelle des macrozones sur les mécanismes de fissuration. La surface des éprouvettes présente de très fortes hétérogénéités de densité de fissuration (FIG. 3.2 et FIG. 3.3), certaines macrozones étant multifissurées alors que d'autres ne présentent qu'un nombre peu important de fissures dont la taille n'excède pas quelques centaines de microns.

En outre, il apparaît que les fissures d'une même macrozone sont parallèles les unes aux autres (FIG. 3.4), leur direction commune variant d'une macrozone à l'autre. Ce parallélisme est tout-à-fait cohérent avec la présence d'une orientation cristallographique préférentielle de la phase hexagonale dans une même macrozone.

Nous avons également observé que les interfaces entre les macrozones jouent un rôle de barrière vis-à-vis de la propagation des fissures de fatigue. La figure 3.5 présente des photographies de 6 répliques posées successivement au cours d'un essai de flexion cyclique, à 2700, 3000, 3400, 4000, 5000 et 5900 cycles. On constate que les fissures amorcées de part et d'autre de l'interface - matérialisée par un trait noir - se propagent sans traverser l'interface. Par ailleurs, on peut supposer que les fissures des deux macrozones ne coalescent pas car elles possèdent sans aucun doute des plans de fissuration différents, même si les intersections de ces plans avec la surface sont relativement proches.

Les interfaces entre macrozones constituent donc une barrière efficace vis-à-vis de la propagation des fissures de fatigue. A notre avis, il est possible d'attribuer cet effet de barrière, soit au changement d'orientation cristallographique, soit aux modifications de texture morphologique que l'on peut observer au niveau des interfaces.

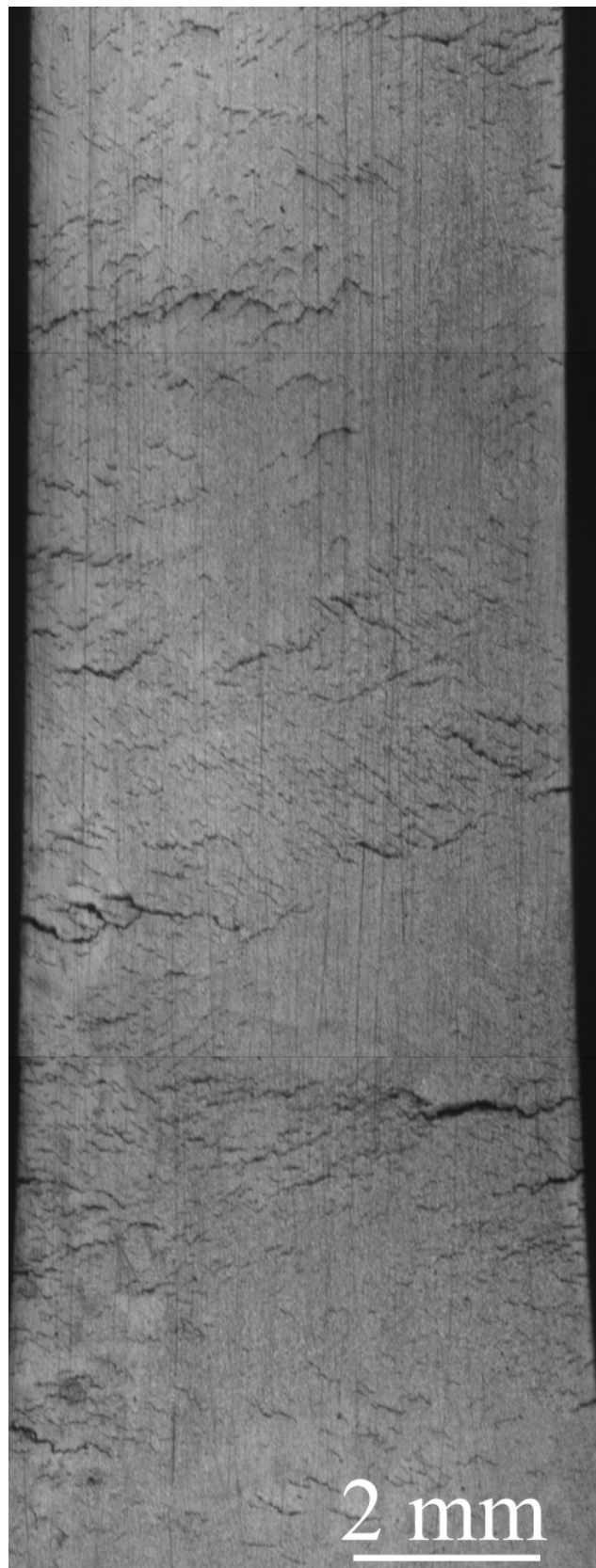


FIG. 3.2 – *Influence des macrozones sur les premiers stades de fissuration*

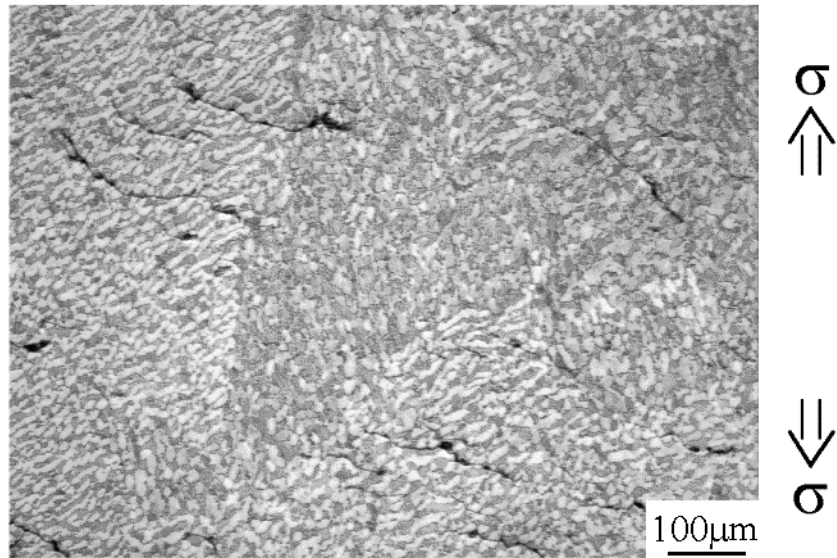


FIG. 3.3 – Influence des macrozones sur les premiers stades de fissuration

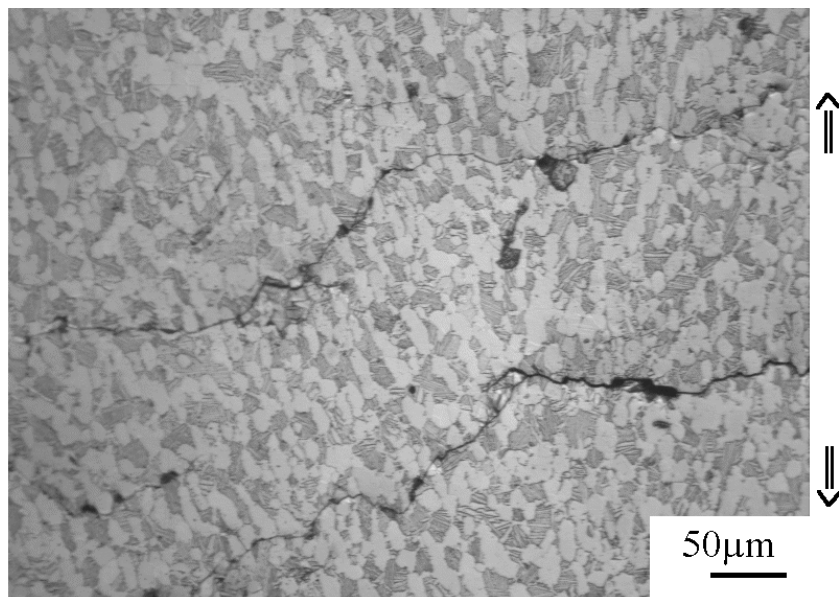


FIG. 3.4 – Parallélisme des fissures dans une même macrozone

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

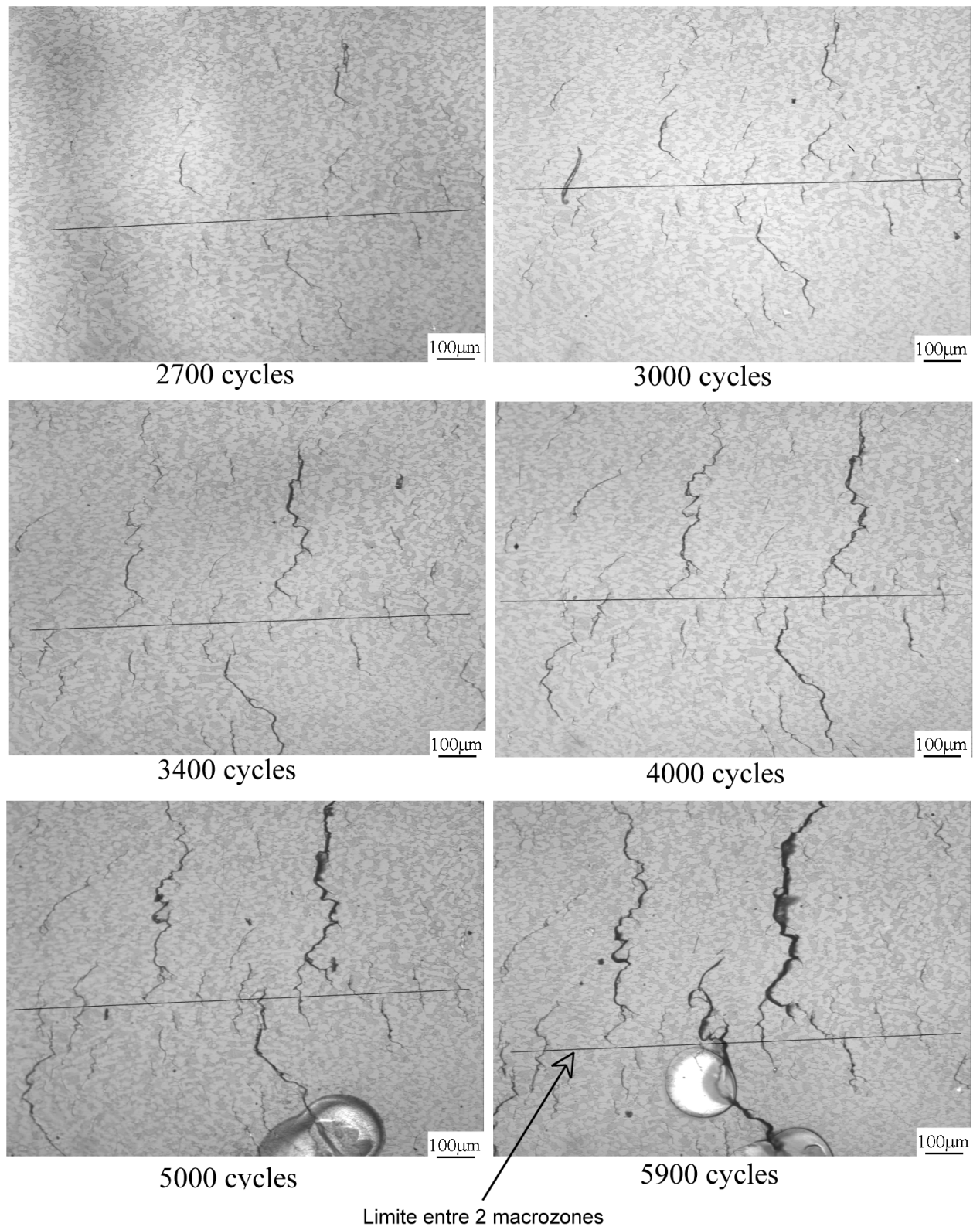


FIG. 3.5 – Rôle de barrière joué par l'interface entre macrozones

3.3 Sites d'amorçage

3.3.1 Amorçage en fatigue flexion

Trois sites d'amorçage ont été observés au cours des différents essais :

- les nodules de phase α primaire,
- les interfaces entre les nodules et la phase lamellaire β_t ,
- la phase lamellaire, où les amorçages peuvent se produire à l'interface entre les lamelles et la phase β résiduelle, ou dans les lamelles (la fissure traversant la lamelle)

Dans les différentes conditions d'essais, les proportions de chaque type d'amorçage sont les suivantes :

Sollicitation		Nb de fiss. étudiées	Sites d'amorçage			
σ_{max}	R		Nb total de sites	Nodules α	Interface α/β_t	Phase β_t
800 MPa	-1	15	32	47%	19%	31%
800 MPa	0	10	11	83%	6%	11%
500 MPa	-1	16	21	80%	10%	10%

Dans toutes les conditions de sollicitation, les nodules de phase α constituent des sites privilégiés pour l'amorçage de fissures de fatigue.

Les chemins de propagation des fissures, au cours des premiers stades de la propagation ont également été déterminés ; d'après les résultats présentés dans le tableau ci-dessous (les longueurs des fissures observées sont comprises entre 100 et 800 μm), aucun chemin de propagation ne semble être suivi de façon préférentielle par les fissures.

Sollicitation		Nombre de fissures étudiées	Chemins de fissuration		
σ_{max}	R		Nodules α	Interface α/β_t	Phase β_t
800 MPa	-1	15	37%	24%	39%
800MPa	0	10	36%	28%	36%
500MPa	-1	16	42%	26%	32%

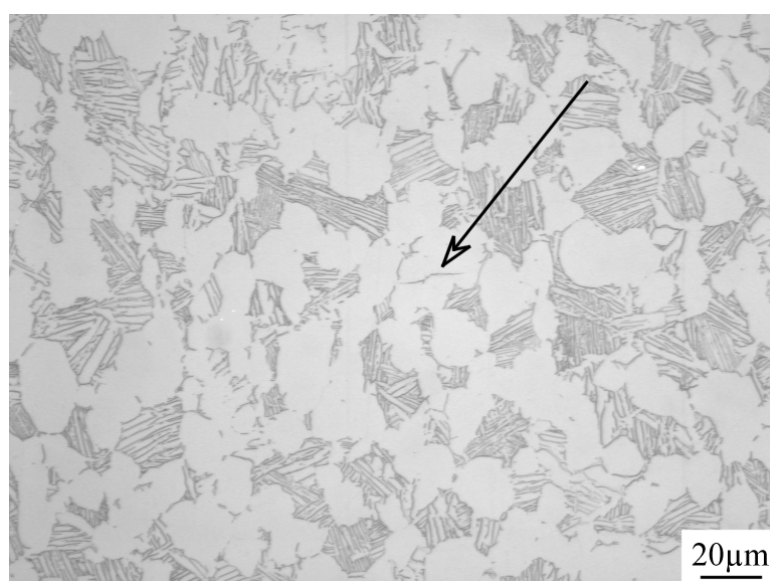


FIG. 3.6 – Amorçage dans les nodules en fatigue-flexion

3.3.2 Amorçage sur éprouvettes entaillées

Les observations de faciès de rupture réalisées en microscopie à balayage ont mis en évidence la présence de très nombreux pseudo-clivage de fatigue dans la phase hexagonale au niveau du site d'amorçage (FIG. 3.7 et FIG. 3.8). Cela confirme le rôle prépondérant joué par les nodules dans la phase d'amorçage de fissures de fatigue, y compris en présence de concentrations de contraintes.

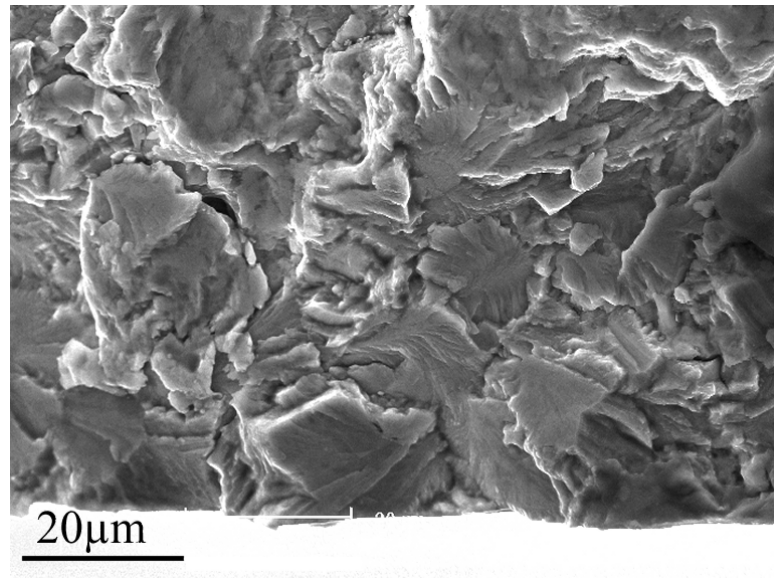


FIG. 3.7 – *Faciès de pseudo-clivage dans la zone d'amorçage de fissure de fatigue (Kt=1.5)*

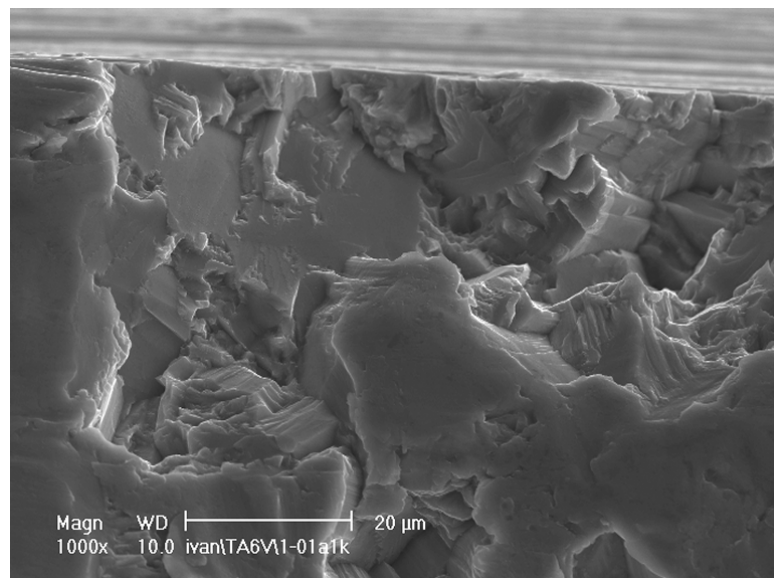


FIG. 3.8 – *Faciès de pseudo-clivage dans la zone d'amorçage de fissure de fatigue (Kt=2)*

3.4 Orientation des fissures

Afin de déterminer d'éventuelles relations entre la fissuration et le caractère cristallographique des macrozones, l'étude suivante a été menée sur des macrozones fissurées à la surface d'éprouvettes sollicitées en flexion cyclique. Tout d'abord, l'orientation cristallographique majoritaire de ces macrozones a été déterminée par analyse de texture en rayons X. D'autre part, les fissures d'une même macrozone étant parallèles entre elles, il existe une direction préférentielle de fissuration que l'on peut évaluer avec une précision de $\pm 5^\circ$ (FIG. 3.9).

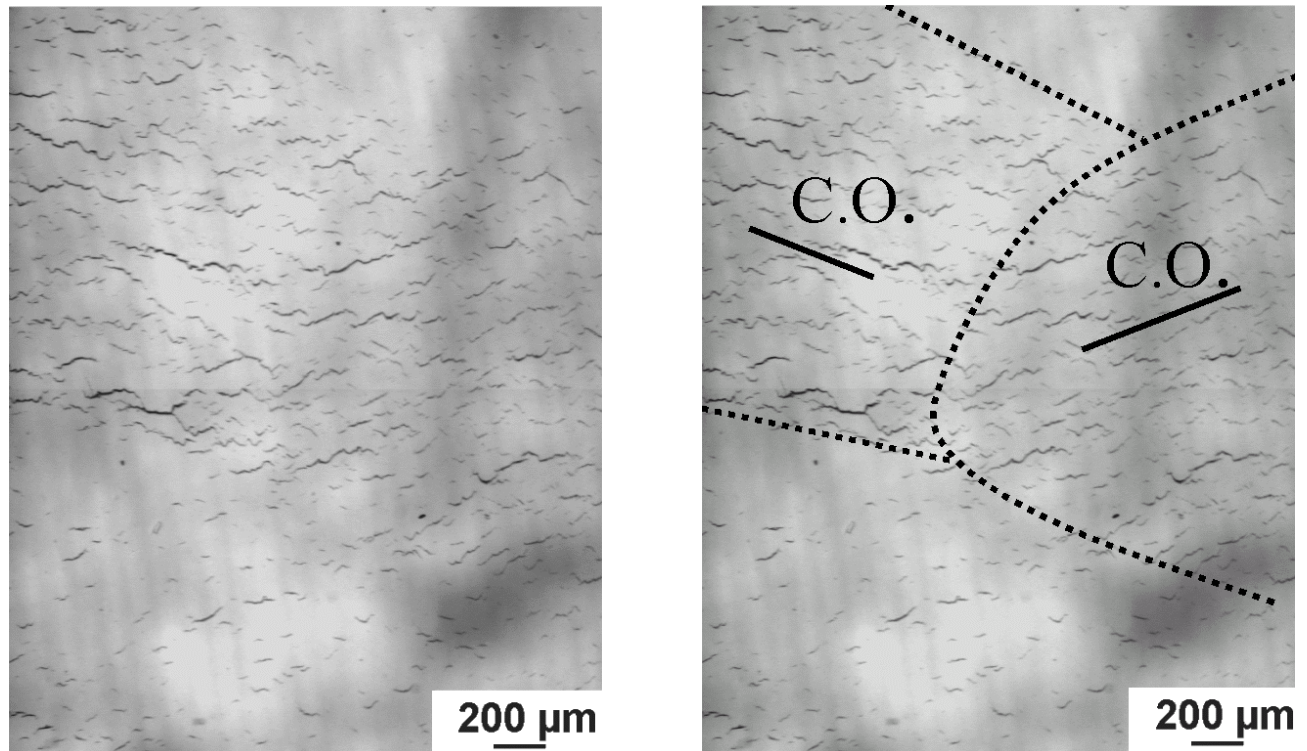


FIG. 3.9 – Photographie de réplique illustrant la méthode employée pour estimer l'orientation moyenne des fissures ('Crack Orientation'=C.O.) d'une macrozone

L'étude de l'orientation des fissures a porté sur 12 macrozones. Les résultats, présentés figures 3.10 et 3.11 mettent en parallèle :

- l'orientation cristallographique majoritaire de la phase α de la macrozone, déterminée par rayons X, et présentée sous la forme du pôle (0001) (plan de base),
- la projection stéréographique du plan de base (trait plein) et son intersection avec la surface de l'éprouvette (trait en pointillés).
- la direction moyenne de fissuration ('Crack Orientation', C.O.) précise à $\pm 5^\circ$ près.

Les figures 3.10 et 3.11 permettent de comparer l'orientation du plan de base de la phase α et la direction moyenne des fissures dans 12 macrozones. Pour les macrozones numérotées de 1 à 8 (FIG. 3.10), on trouve une très bonne concordance entre ces deux directions. Au contraire, dans les macrozones 9 à 12 (FIG. 3.11), l'intersection du plan de base avec la surface de l'éprouvette possède une orientation qui diffère de celle des fissures.

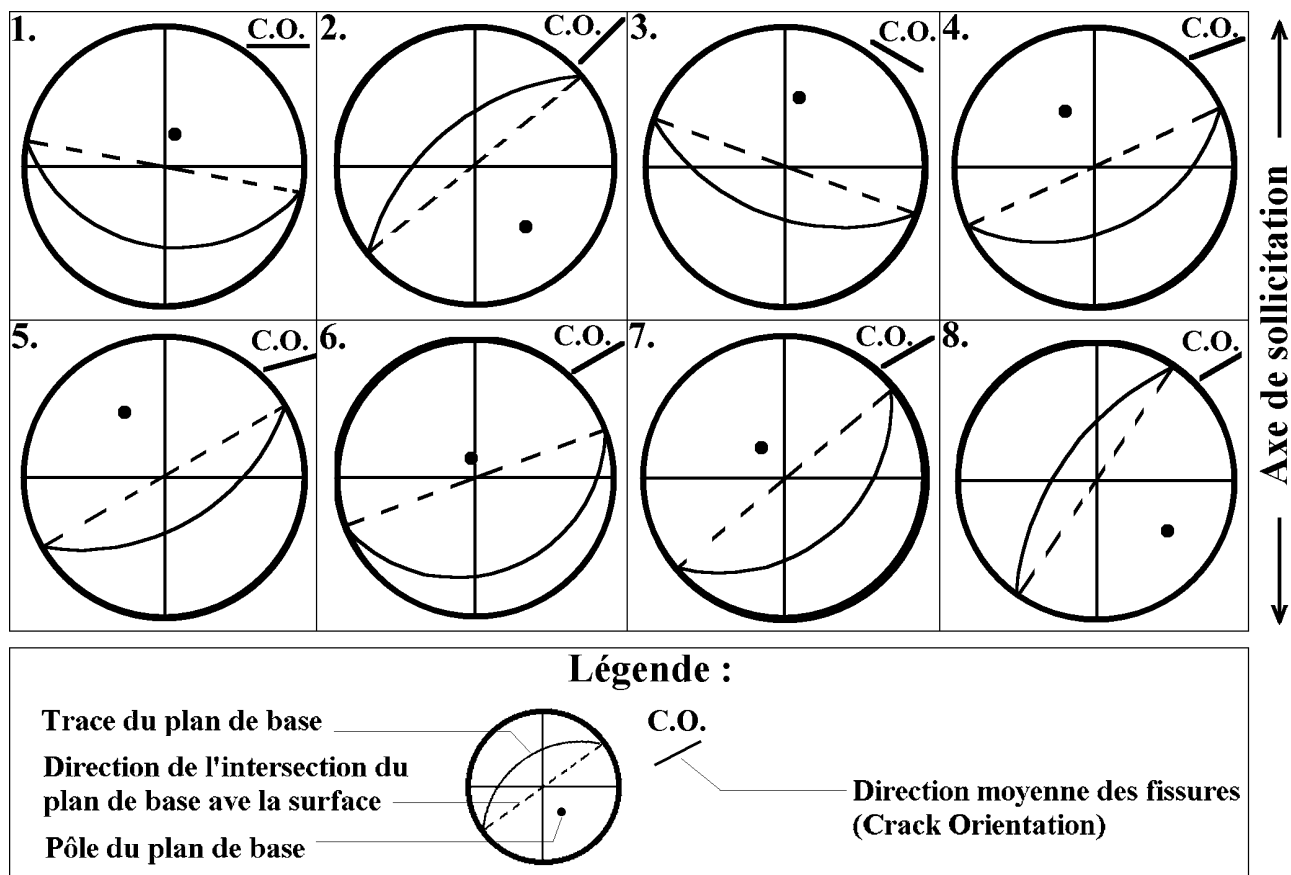


FIG. 3.10 – Orientation cristallographique préférentielle de la phase α (pôle (0001)), trace du plan de base (trait plein), son intersection avec la surface de l'éprouvette (trait en pointillés) et direction moyenne des fissures (C.O.) dans 8 macrozones

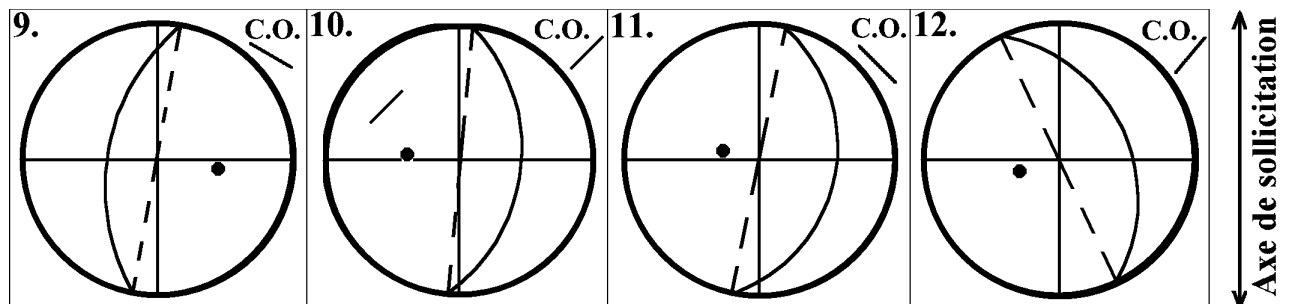


FIG. 3.11 – Orientation cristallographique préférentielle de la phase α (pôle (0001)), trace du plan de base (trait plein), son intersection avec la surface de l'éprouvette (trait en pointillés) et direction moyenne des fissures (C.O.) dans 4 autres macrozones

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

Dans le premier groupe de macrozones (FIG. 3.10), la relation existant entre l'orientation du plan de base et la direction des fissures suggère la possibilité d'existence de liens entre l'orientation cristallographique de la macrozone et les paramètres de fissuration.

En revanche, l'amorçage de fissures de fatigue dans le second groupe de macrozones (FIG. 3.11) semble faire intervenir un autre mécanisme que l'activation du glissement dans le plan de base de la phase α . Nous avons donc tenté d'employer le même type d'approche, non plus avec le plan basal, mais avec un autre système de glissement des hexagonaux, celui des plans prismatiques. Comme il existe 3 systèmes de glissement prismatique, nous avons choisi de considérer le plus favorablement orienté vis-à-vis de l'activation du glissement en calculant le facteur de Schmid (cf. §3.5.2). La figure 3.12 permet donc de comparer :

- l'orientation cristallographique majoritaire de la phase α de la macrozone présentée sous la forme du pôle (0001) (plan de base),
- la projection stéréographique du plan prismatique le mieux orienté vis-à-vis de l'axe de sollicitation (trait plein) et son intersection avec la surface de l'éprouvette (trait en pointillés).
- la direction moyenne de fissuration ('Crack Orientation, C.O.) précise avec une précision de $\pm 5^\circ$.

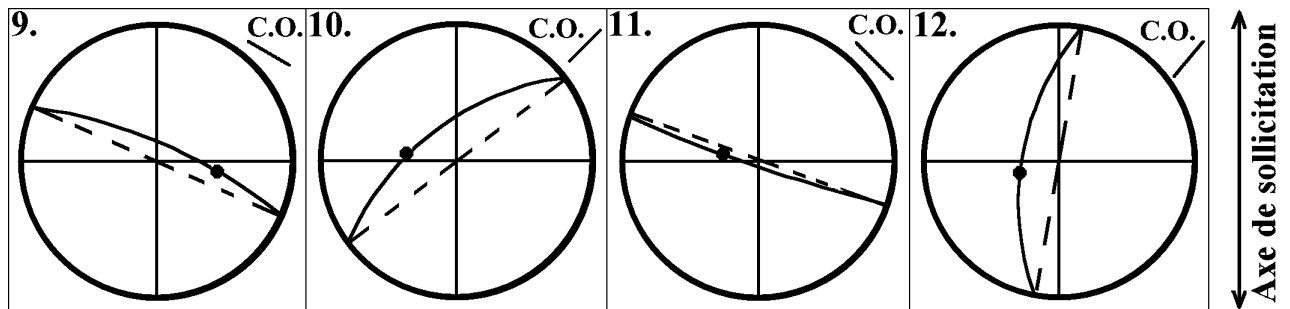


FIG. 3.12 - Orientation cristallographique préférentielle de la phase α (pôle (0001)), trace du plan prismatique le plus favorable au glissement (trait plein), son intersection avec la surface de l'éprouvette (trait en pointillé) et direction moyenne des fissures (C.O.) dans les 4 macrozones

D'après la figure 3.12, il semble y avoir un bon accord (à $\pm 5^\circ$ près) entre l'orientation des fissures et celle du plan prismatique le mieux orienté vis-à-vis de la sollicitation.

L'étude des premiers stades de fissuration montre donc que les fissures de fatigue sont parallèles soit au plan de base, soit à l'un des plans prismatiques de la phase α . Deux mécanismes d'amorçage sont donc envisageables :

- L'activation du glissement dans un système basal ou prismatique peut conduire à la formation de bandes de glissement persistantes et à la mise en place d'un mécanisme d'intrusion-extrusion.
- L'amorçage peut également être associé à un mécanisme de pseudo-clivage de fatigue qui nécessite à la fois l'activation d'un système de glissement et une contrainte normale au plan de glissement suffisante.

3.5 Amorçage et glissement

3.5.1 Observations

Les résultats présentés au paragraphe précédent ont montré que l'orientation moyenne des fissures en surface était parallèle à l'intersection de la surface avec le plan de base ou l'un des plans prismatiques. Nous avons donc réalisé des observations en microscopie à balayage de façon à vérifier l'hypothèse d'un amorçage associé à l'activation du glissement basal ou du glissement prismatique.

Les micrographies présentées figures 3.13 et 3.14 montrent que l'amorçage de fissures de fatigue se produit bien le long de bandes de glissement.

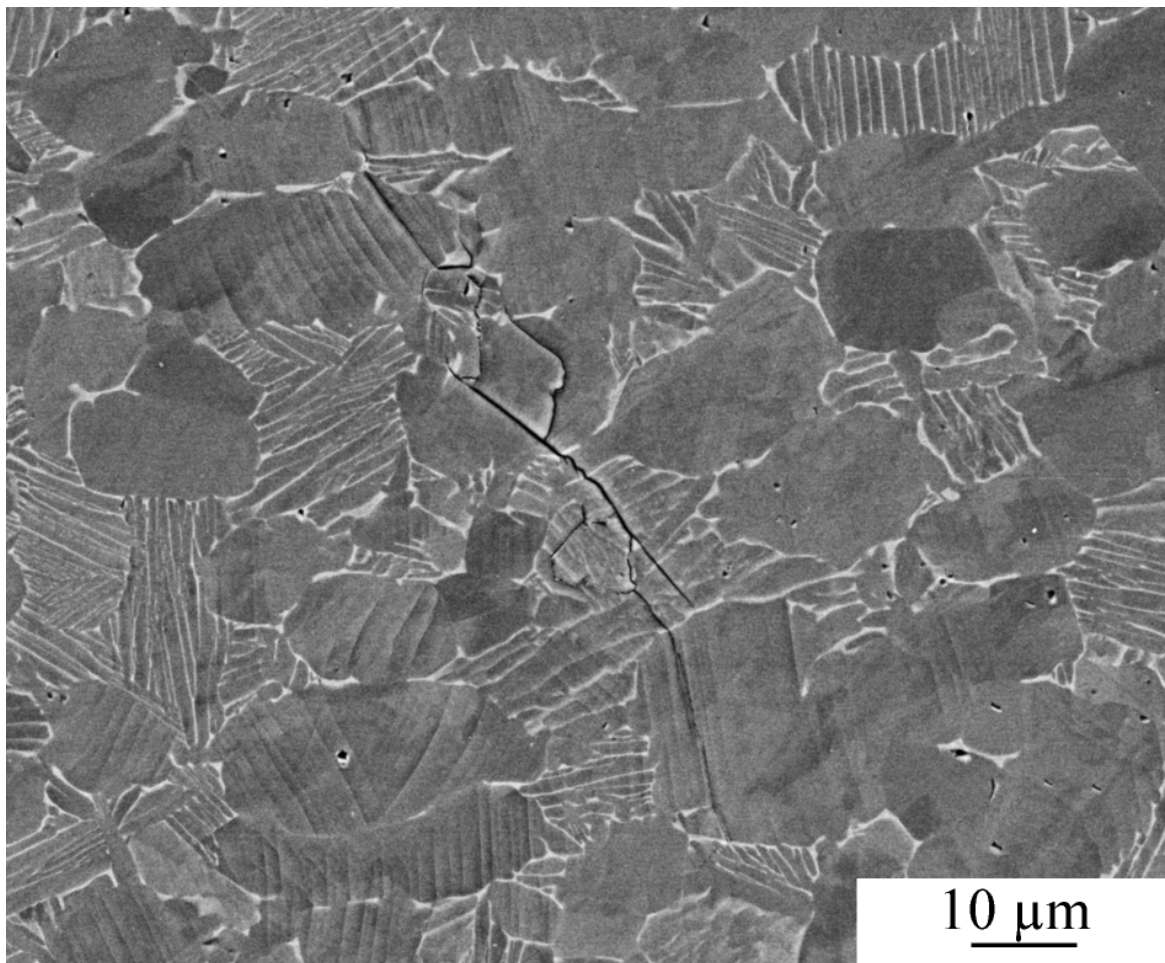


FIG. 3.13 – *Amorçage d'une fissure parallèlement aux lignes de glissement*

Les deux micrographies présentées figure 3.14 montrent une fissure parallèle aux lignes de glissement d'un grain. On constate sur la deuxième micrographie que les lignes de glissement s'interrompent au joint de grain. La désorientation entre les deux grains semble d'ailleurs également imposer un changement de direction à la fissure.

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

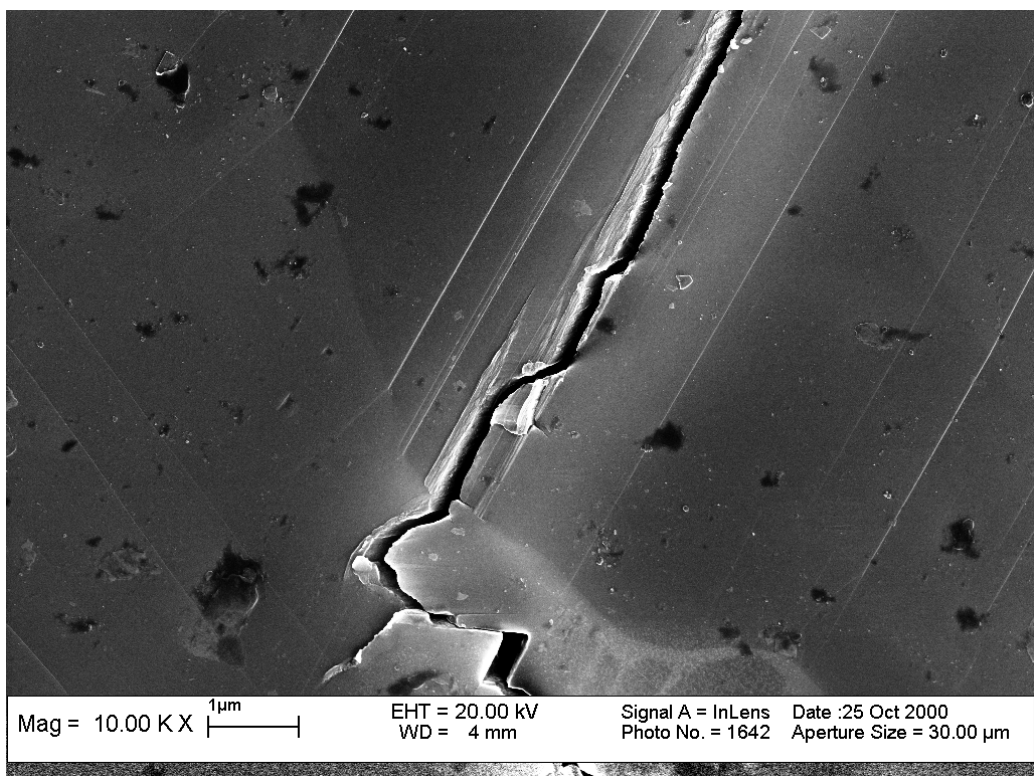
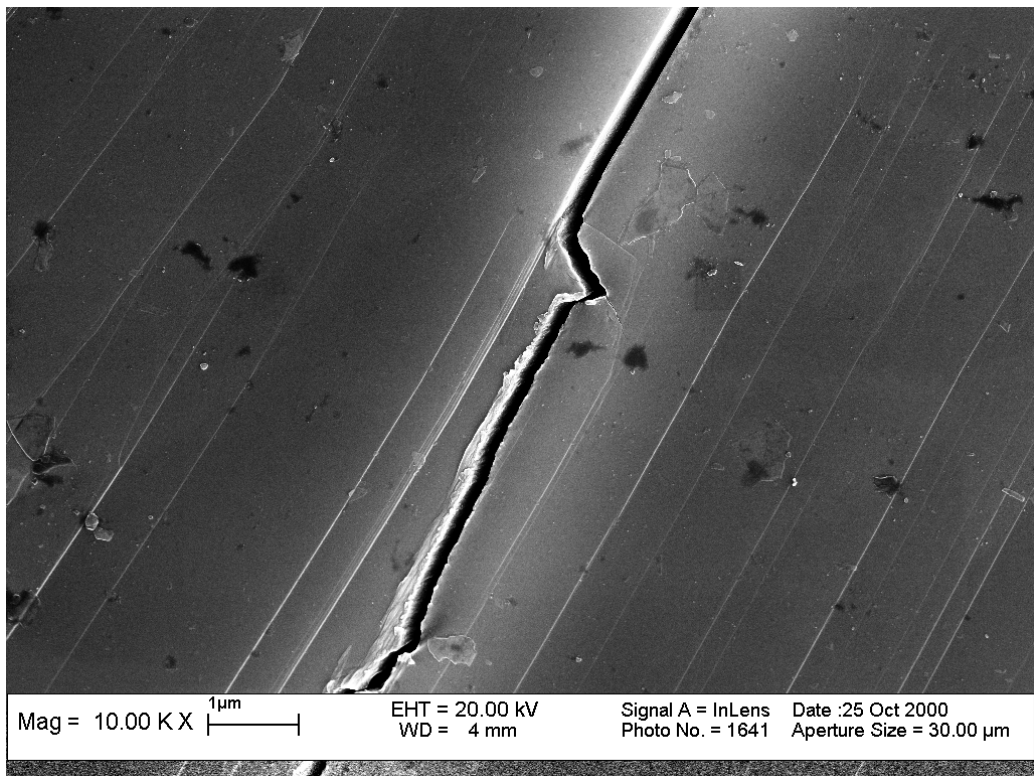


FIG. 3.14 – Amorçage d'une fissure parallèlement aux lignes de glissement d'un grain

3.5.2 Calcul des facteurs de Schmid

La relation entre l'amorçage et l'activation du glissement ayant été démontrée grâce aux observations présentées au paragraphe précédent, nous avons réalisé des calculs de facteurs de Schmid pour évaluer l'importance du glissement dans les macrozones, en fonction de leur orientation cristallographique.

Ce calcul repose sur deux hypothèses importantes :

- Les macrozones ont été assimilées à des mono-cristaux de titane- α .
- La contrainte appliquée localement à la macrozone a été considérée égale à la contrainte macroscopique (modèle de Sachs). Cette hypothèse étant fortement simplificatrice, un calcul tridimensionnel a été réalisé sur une éprouvette plane multicristalline sollicitée en traction. Les résultats sont présentés en annexe C.3.

Le calcul du facteur de Schmid consiste à évaluer, dans un monocristal sollicité de façon uniaxiale, la facilité d'activation d'un système de glissement en considérant uniquement l'orientation de son plan et celle de son vecteur de Burgers. On peut ainsi comparer la cission résolue τ du système de glissement considéré à une cission critique τ_c au-delà de laquelle le glissement est activé.

Pour un système de glissement donné, si on note ϕ (respectivement λ) l'angle existant entre l'axe de sollicitation et la normale au plan de glissement (respectivement la direction de glissement), alors la cission résolue du système de glissement vaut :

$$\tau = \Sigma \cdot \cos\phi \cdot \cos\lambda$$

On appelle facteur de Schmid le produit $\cos\phi \cdot \cos\lambda$ (cf. figure 3.15).

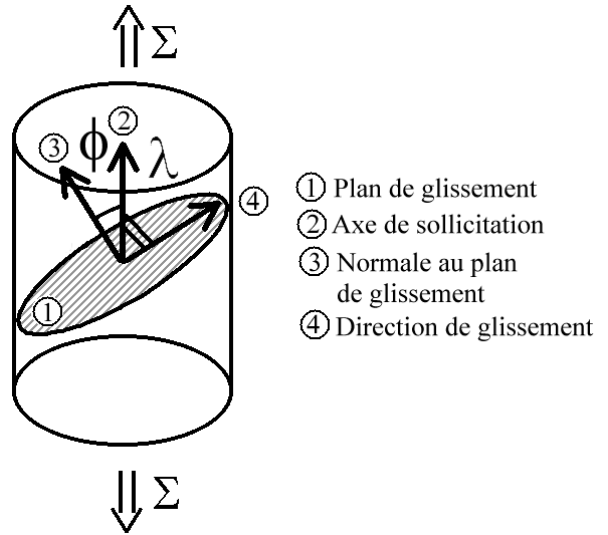


FIG. 3.15 – Principe du calcul du facteur de Schmid dans un monocristal soumis à une sollicitation uniaxiale

Dans 12 macrozones, nous avons :

1. mesuré l'orientation cristallographique majoritaire de la phase α par analyse en diffraction des rayons X, puis calculé les cissions basale et prismatique maximales de chaque macrozone.
2. observé l'orientation des fissures. Nous avons ainsi pu distinguer les macrozones dont les fissures étaient parallèles au plan de base, de celles dont les fissures étaient parallèles à l'un des plans prismatiques.

Les figures 3.16 et 3.17 présentent les cissions basales et prismatiques maximales dans les 12 macrozones étudiées.

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

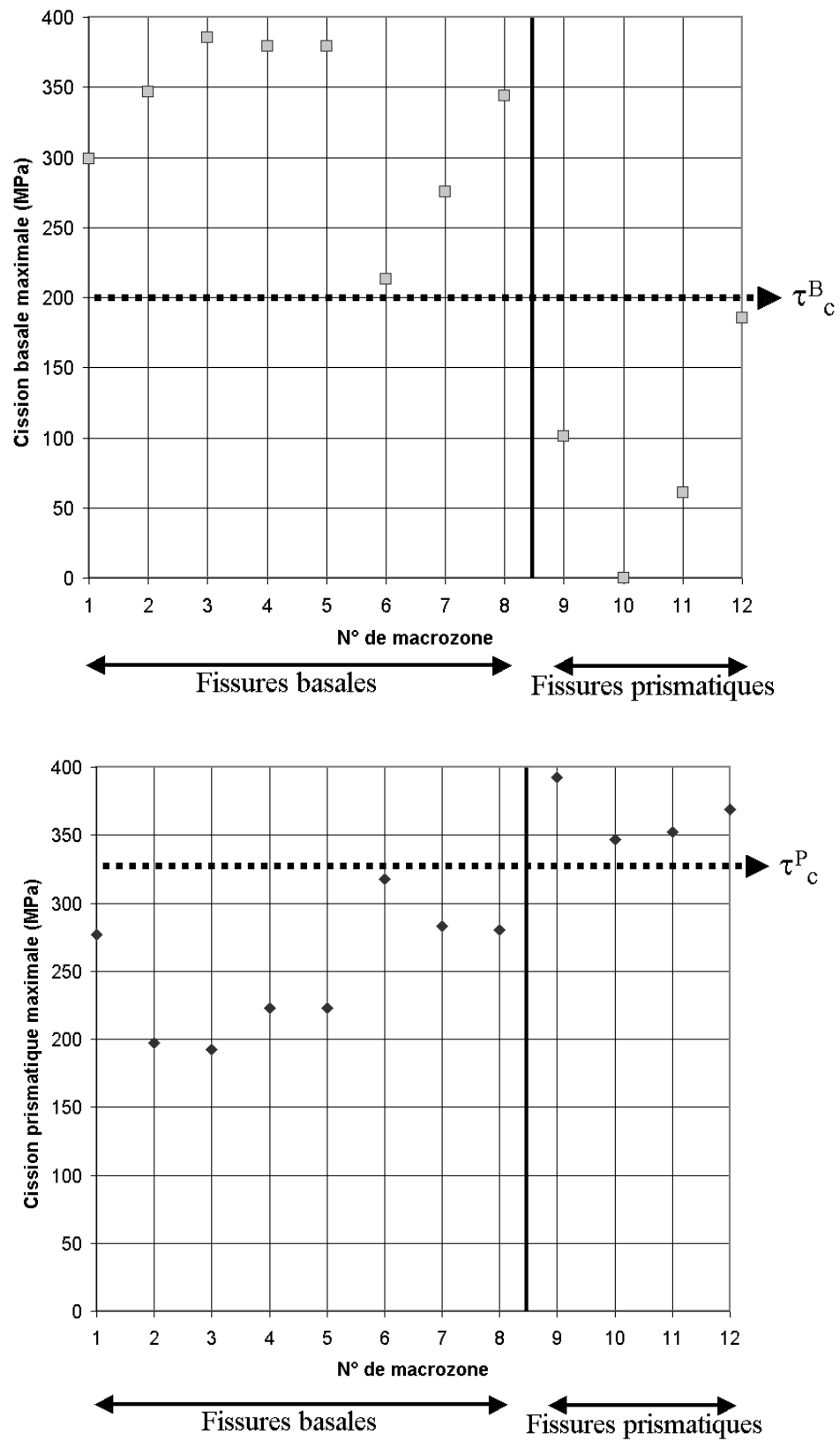


FIG. 3.16 – Cissions basale et prismatique maximales dans 12 macrozones (présentées séparément)

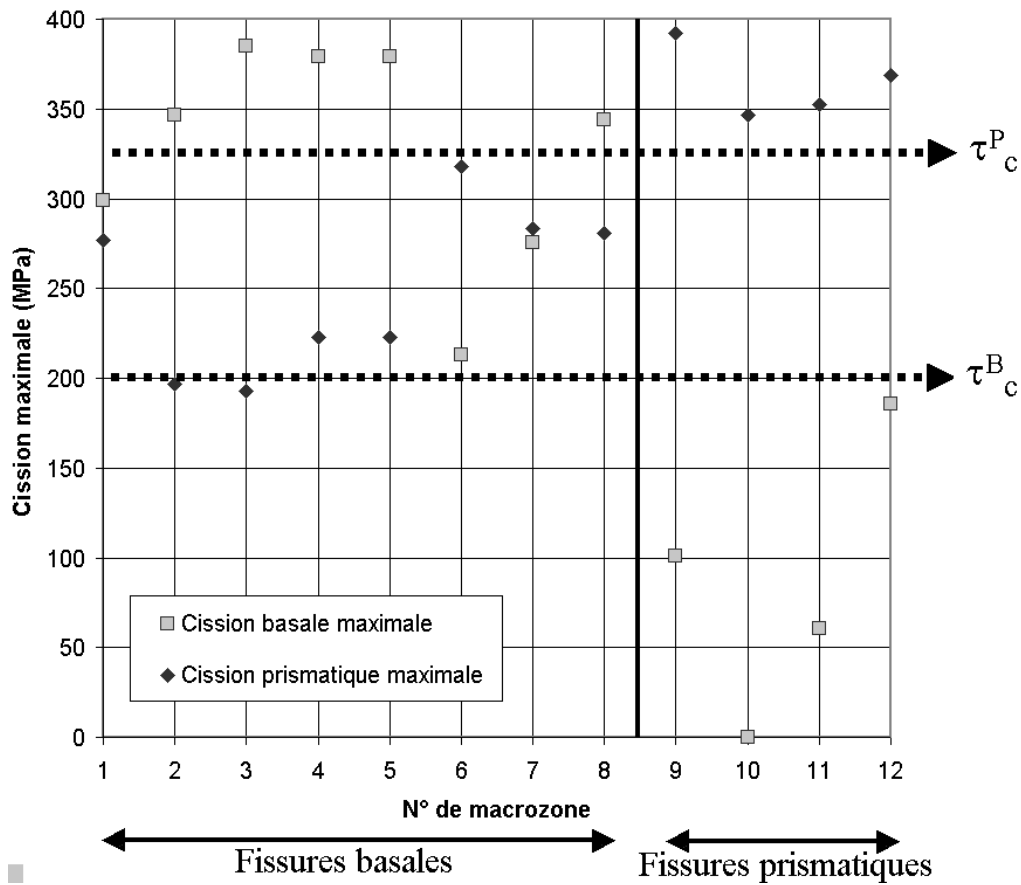


FIG. 3.17 – Cissions basale et prismatique maximales dans 12 macrozones (présentées sur un même graphique)

Les graphiques de la figure 3.16 sont cohérents avec l’hypothèse d’un amorçage associé à l’activation du glissement basal ou prismatique. En effet, les macrozones numérotées de 1 à 8 ont une cission basale maximale τ_{max}^B supérieure à celles des macrozones 9 à 12. De plus, leur cission prismatique maximale τ_{max}^P est inférieure à celle des 4 dernières macrozones. On constate d’autre part (cf. figure 3.17) que les positions relatives des cissions basales et prismatiques maximales sont également cohérentes entre elles.

On peut donc déduire de ces graphiques 2 cissions seuils au-delà desquelles le glissement est activé et conduit à la formation de fissures dans le plan de glissement considéré. Ces cissions critiques ont les valeurs suivantes :

Glissement ...	Cission critique τ_c
basal	$\sim 200\text{MPa}$
prismatique	$\sim 320\text{MPa}$

Le rapport entre les cissions critiques basale et prismatique, proche de 0,63 est faible par rapport aux valeurs généralement proposées dans la littérature, notamment par Jones et Hutchinson (1981). Au moyen d’essais de traction sur du titane- α , Conrad (1981) estime un rapport $\tau_c^{basal} / \tau_c^{prismatique}$ supérieur à 1,4.

Le biphasage α / β pourrait expliquer la prépondérance du glissement basal par rapport au glissement prismatique. En effet, d’après la relation cristallographique de Bürgers (1934), le plan de base est le seul plan permettant la continuité du glissement entre les phases α et β .

On peut en outre noter que dans la macrozone 6, les fissures sont parallèles au plan de base mais que le facteur de Schmid maximal pour le glissement prismatique est élevé. Dans cette macrozone, il y a donc eu compétition entre les deux mécanismes d'amorçage. Notre étude possède une trop faible quantité de données expérimentales pour tirer des conclusions sur ce genre de situation.

3.5.3 Conclusion sur les mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue

On peut donc conclure des observations expérimentales que la formation des fissures de fatigue dans l'alliage Ti-6Al-4V est associée à l'activation et la localisation du glissement dans le plan de base ou l'un des plans prismatiques, lorsque les cissions basale et prismatique maximales sont supérieures à une cission critique τ_c . Un modèle simple basé sur le calcul des facteurs de Schmid, dans des macrozones assimilées à des pseudo-monocristaux de titane- α , permet de comprendre le choix du système de glissement activé.

3.6 Etude de la densité de fissuration des macrozones

3.6.1 Observations préliminaires

L'étude des densités de fissuration des macrozones a porté sur 3 éprouvettes distinctes, sollicitées durant 4000, 8000 et 9000 cycles, sous une contrainte maximale de 800MPa et un rapport de charge de -1. Pour pouvoir comparer les données obtenues à partir d'essais différents, nous avons postulé qu'en phase d'amorçage, la densité de fissuration d'une macrozone est proportionnelle au nombre de cycles de fatigue auxquels elle a été soumise. Nous avons vérifié la validité de cette hypothèse en mesurant expérimentalement l'évolution de la densité de fissuration en fonction du nombre de cycles, dans 2 macrozones. Les résultats de cette étude sont présentés figure 3.18.

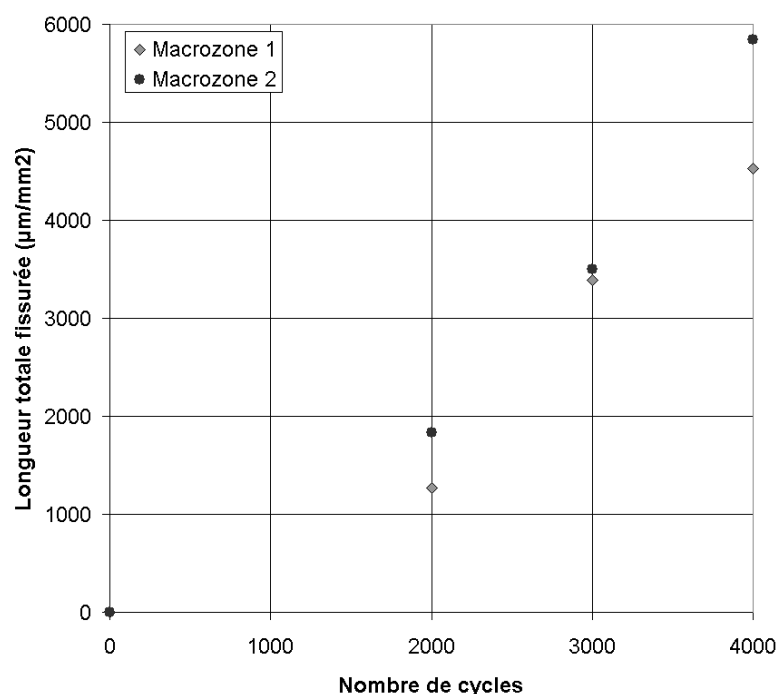


FIG. 3.18 – Evolution de la longueur cumulée des fissures en fonction du nombre de cycles de fatigue ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=-1$)

On constate figure 3.18 que la densité de fissuration peut, en première approximation, être considérée comme proportionnelle au nombre de cycles de fatigue imposés.

D'autre part, d'après l'étude menée sur la direction des fissures (paragraphe précédents), on peut déterminer trois catégories de macrozones :

Macrozones	Type de fissuration
Type "B"	Fissures parallèles à l'intersection entre le plan de base et la surface de l'éprouvette
Type "P"	Fissures parallèles à l'intersection entre l'un des plans prismatiques et la surface de l'éprouvette
Type "0"	Absence de fissures de taille supérieure à 20 μm

TAB. 3.1 – *Classement des macrozones établi à partir de l'orientation de leurs fissures*

Enfin, dans tout la suite, les densités de fissuration ont été évaluées en considérant la longueur cumulée des fissures pour une surface de 1mm^2 , pour 1000 cycles de flexion cyclique, de façon que suffisamment de fissures aient amorcées et qu'elles soient toujours dans un régime de fissures courtes.

3.6.2 Densité de fissuration et orientation cristallographique des macrozones

Dans 13 macrozones, nous avons :

1. mesuré l'orientation cristallographique majoritaire de la phase α par analyse en diffraction des rayons X, puis calculé les amplitudes de cisssions basale et prismatique maximales de chaque macrozone.

Il nous a semblé important d'étudier l'évolution de la densité de fissuration en fonction de l'amplitude de cisssion, plutôt qu'en fonction de la cisssion, dans la mesure où les observations ont été réalisées à la suite d'essais menés à un rapport de charge de -1 ; il convenait donc de considérer l'influence de la partie compressive du cycle sur le glissement et donc sur l'importance de l'amorçage dans la macrozone.

2. mesuré les densités de fissuration de 13 macrozones, en cumulant, sur des surfaces de l'ordre du mm^2 , les longueurs de 60 à 100 fissures, de longueur comprise entre 10 et 900 μm .

Le calcul des facteurs de Schmid a été mené de la même façon qu'au paragraphe précédent, c'est-à-dire en assimilant les macrozones à des monocristaux de titane- α soumis à la contrainte macroscopique. L'amplitude de cisaillement $\Delta\tau$ est alors égale au produit du facteur de Schmid du glissement considéré par l'amplitude de contrainte.

Les graphiques de la figure 3.19 représentent les densités de fissuration des différentes macrozones en fonction des amplitudes de cisssions basale et prismatique maximales. On constate que les données des macrozones de type B et P sont cohérentes entre elles. En outre, on retrouve les cisssions critiques estimées au paragraphe 3.5.2.¹

Toutefois, on constate que les amplitudes de cisssions prismatiques des deux macrozones non fissurées sont du même ordre que celles des macrozones ayant des fissures parallèles à un plan prismatique. On peut donc s'étonner de l'absence de fissures dans ces 2 macrozones. Or, le vecteur de Burgers du glissement prismatique le mieux orienté, dans ces macrozones, est parallèle à la surface de l'éprouvette. Un "effet de surface" pourrait donc être à l'origine de cette 'anomalie'.

1. Les essais ayant été menés à $R=-1$, les seuils correspondent à une amplitude égale à $2\tau_c$.

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

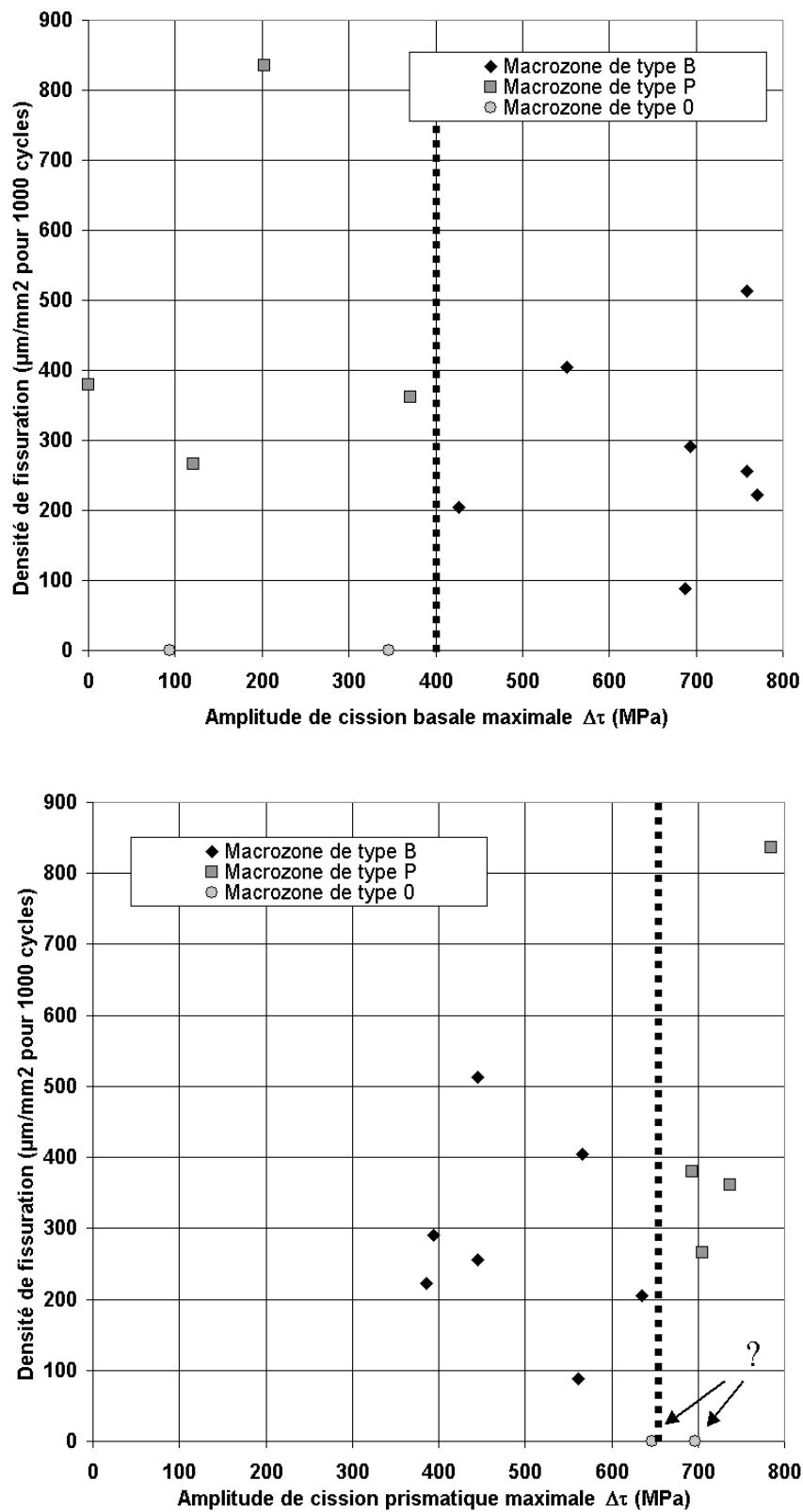


FIG. 3.19 – Evolution de la densité de fissuration en fonction de l'amplitude de cission basale ou prismatique maximale ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R=-1$)

3.6.3 Effet de surface

Brown et Miller (1973) ont décrit l'influence mécanique de l'orientation du vecteur de Burgers par rapport à la surface, pour l'amorçage de fissures de fatigue. Ainsi dans la configuration de la figure 3.20, l'orientation du vecteur de Burgers n'est pas favorable 'mécaniquement' à la formation de fissures. De plus, elle offre peu de possibilités d'interaction avec l'environnement. La formation de fissures sera donc peu aisée dans cette configuration.

Au contraire, si l'angle entre la normale à la surface et le vecteur de Burgers est élevé, ainsi que l'illustre la figure 3.21, la hauteur de marche associée au glissement va permettre la formation de fissures grâce à un mécanisme de type intrusion-extrusion. L'interaction avec l'environnement va en outre entraîner une forte irréversibilité du glissement. L'activation de ce glissement conduira donc 'plus facilement' à la formation de fissures de fatigue.

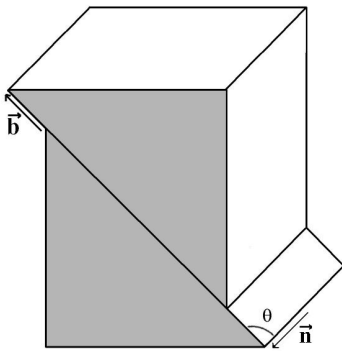


FIG. 3.20 – $\theta = 90^\circ$, orientation du vecteur de Burgers peu favorable à l'amorçage

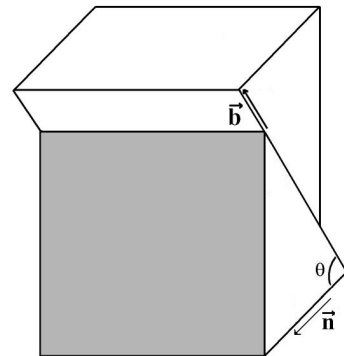


FIG. 3.21 – $\theta = 45^\circ$, orientation du vecteur de Burgers favorable à l'amorçage

Nous avons donc calculé des facteurs de Schmid 'corrigés' de l'effet de surface :

Facteur de Schmid	$\cos\phi.\cos\lambda$
Facteur de Schmid + effet de surface	$\cos\phi.\cos\lambda.\cos\theta$

où :

- ϕ est l'angle entre l'axe de sollicitation macroscopique et la normale au plan de glissement.
- λ est l'angle entre l'axe de sollicitation macroscopique et la direction de glissement.
- θ est l'angle entre la direction de glissement et la normale à la surface.

L'effet de surface que nous introduisons n'affecte pas le glissement dans la macrozone, mais son aptitude à former des fissures. Ainsi une macrozone bien orientée pour le glissement pourra avoir une densité de fissuration faible à cause de l'effet de surface. En revanche, si son orientation cristallographique n'est pas favorable au glissement, l'effet de surface que nous considérons n'a pas d'influence sur l'amorçage de fissures dans la macrozone.

Nous avons donc corrigé les amplitudes des cisssions basales maximales par l'effet de surface, pour les macrozones de type B et 0, et les amplitudes des cisssions prismatiques maximales pour les macrozones de type P et 0. Les résultats sont présentés figure 3.22.

D'après les graphiques de la figure 3.22, on constate qu'il est possible d'évaluer l'évolution de la densité de fissuration en fonction des cisssions basale et prismatique maximales, corrigées de l'effet de surface. Ces deux lois d'évolution nous serviront de base à l'établissement d'un modèle d'amorçage.

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

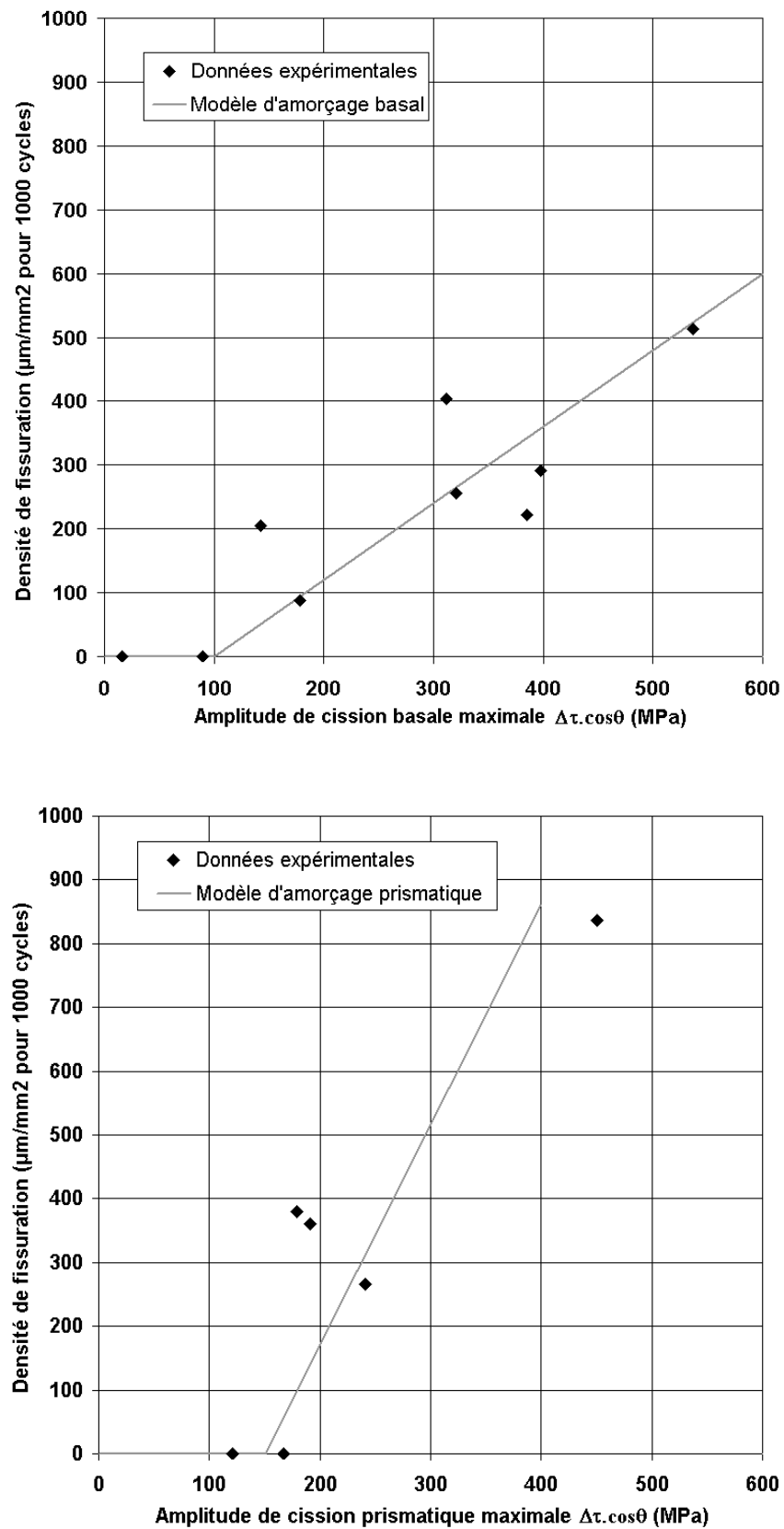


FIG. 3.22 – Evolution de la densité de fissuration en fonction des amplitudes de cission basale et prismatique, corrigées de l'effet de surface

3.7 Compléments à l'étude de l'amorçage

3.7.1 Effet de la contrainte normale sur l'amorçage

Les résultats présentés au paragraphe précédent nous ont permis d'estimer une loi d'évolution de la densité de fissuration en fonction de la cisssion résolue τ . Or, on constate généralement que les premiers stades de fissuration dépendent à la fois de la cisssion et de la contrainte normale aux lèvres de la fissure. Comme nous n'avons réalisé des observations que pour une seule contrainte (800MPa) et un seul rapport de charge ($R=-1$), nous manquons de données pour estimer l'influence de la contrainte normale sur la fissuration.

Si on note :

- ϕ l'angle entre l'axe de sollicitation macroscopique et la normale au plan de glissement,
- λ l'angle entre l'axe de sollicitation macroscopique et la direction de glissement,
- Σ la sollicitation macroscopique,

alors, la cisssion et la contrainte normale sont respectivement égales à $\Sigma \cdot \cos\phi \cdot \cos\lambda$ et $\Sigma \cdot \cos\phi \cdot \cos\phi$.

La figure 3.23 représente l'évolution du facteur de Schmid caractérisant la cisssion, en fonction du produit $\cos\phi \cdot \cos\lambda$ caractérisant la contrainte normale, dans les macrozones dont nous avons mesuré la densité de fissuration.

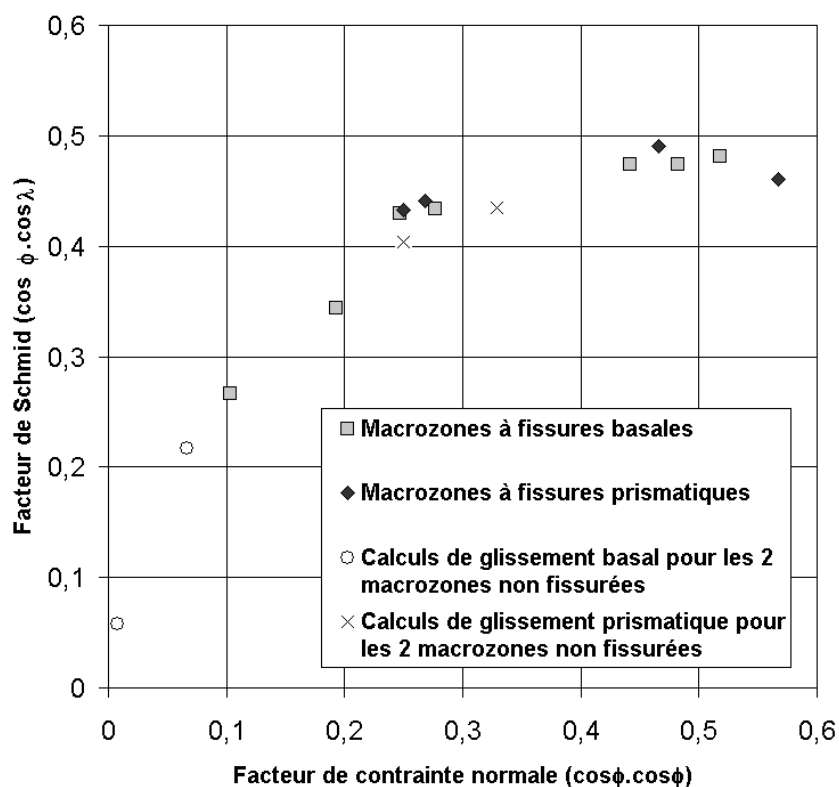


FIG. 3.23 – Evolution du facteur de Schmid en fonction du produit $\cos\phi \cdot \cos\lambda$ caractérisant la contrainte normale

On constate figure 3.23 que dans les 13 macrozones analysées, une cission élevée est toujours associée à une contrainte normale élevée. Cela est lié au fait que les orientations cristallographiques des macrozones que nous avons étudiées, et a fortiori celles des macrozones du disque, ne sont pas aléatoires. C'est ce qu'illustre la figure 3.24, qui présente les écarts angulaires entre les axes $\langle c \rangle$ des macrozones étudiées et l'axe de sollicitation. A titre de comparaison, la courbe correspondant à une répartition spatiale uniforme est représentée sur le graphique.

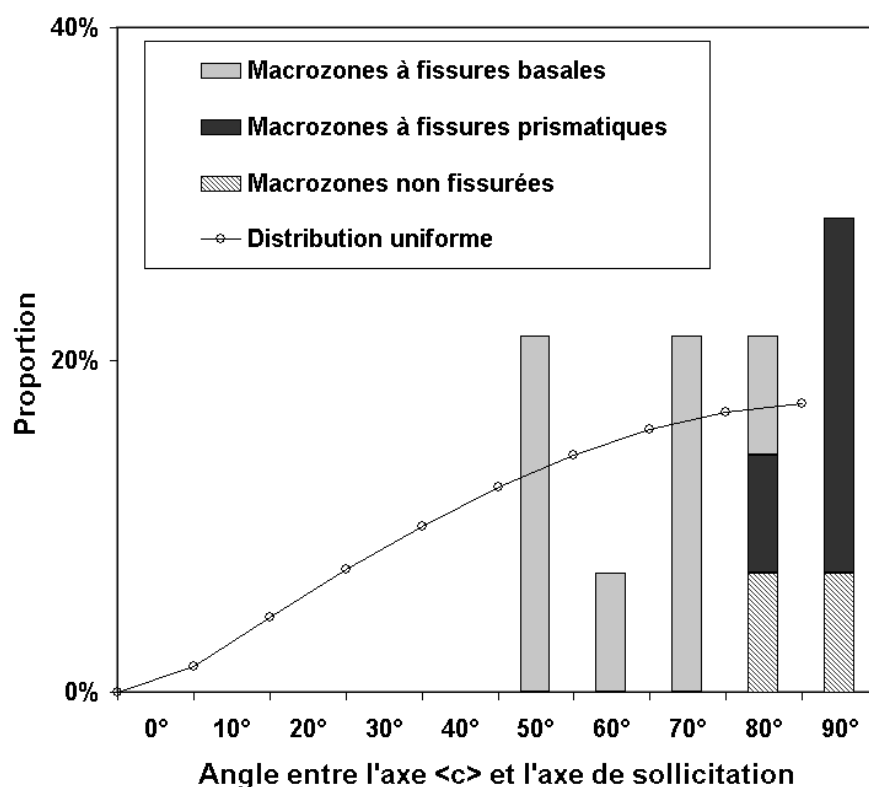


FIG. 3.24 – Répartition des orientations cristallographiques des macrozones étudiées

3.7.2 Effet de voisinage en fond d'entaille

L'ensemble des calculs de cissions résolues présentés dans ce chapitre est réalisé en considérant que la contrainte locale, à l'échelle de la macrozone, est égale à la contrainte macroscopique. Cela revient à négliger les effets des macrozones voisines sur le chargement local. L'annexe C.3 tente d'estimer l'influence de cette hypothèse pour les résultats obtenus en flexion cyclique sur éprouvette plane.

Nous avons également tenté d'évaluer les effets de voisinage entre macrozones en présence d'une zone à concentration de contraintes, en particulier lorsque la taille des entailles est de l'ordre de celle des macrozones. Du fait de la géométrie de l'entaille, nous pensons que les effets de voisinage sont négligeables dans le plan de l'entaille. Nous nous sommes donc intéressés aux effets de voisinage en fond d'entaille, dans la direction de l'axe de sollicitation.

Des calculs élastiques tri-dimensionnels ont été réalisés avec le code Abaqus, sur une éprouvette mince ne contenant qu'une seule macrozone dans son épaisseur. Le maillage tridimensionnel utilisé est composé de tétraèdres à intégration linéaire, regroupés en 240 prismes hexagonaux, tels que celui de la figure 3.25. Ces prismes hexagonaux représentent les macrozones.

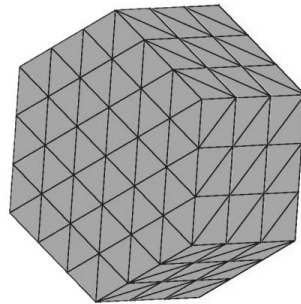


FIG. 3.25 – *Groupe d'éléments du maillage représentant une macrozone*

Le comportement des macrozones a été assimilé au comportement élastique orthotrope du titane- α , avec les constantes de raideur proposées par Fisher et Renken (1964). Le maillage considéré et les conditions aux limites appliquées sont périodiques dans la direction de sollicitation.

Deux entailles ont été placées de chaque côté de l'éprouvette. Les concentrations de contraintes associées aux entailles de gauche et de droite sont respectivement proches de 2 et de 2,3 (cf. figure 3.26).

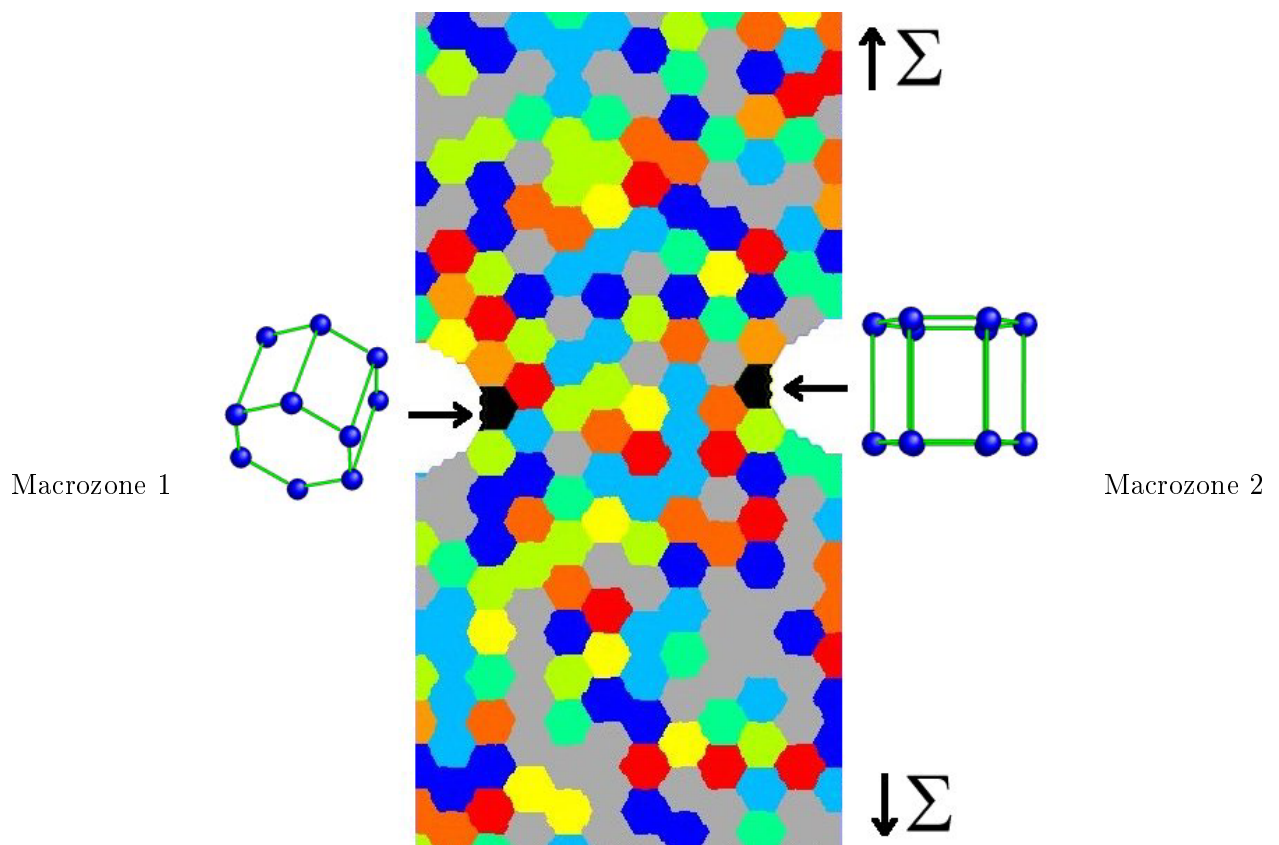


FIG. 3.26 – *Maillage d'une éprouvette mince entaillée contenant 240 macrozones*

Les 2 macrozones situées en fond d'entaille ont été orientées de façon à favoriser un amorçage basal précoce ou à ne permettre aucun amorçage basal. Les angles d'Euler de ces deux macrozones sont

3. AMORÇAGE DE FISSURES DE FATIGUE

respectivement (160,130,45) et (0,90,0). La première orientation a été choisie parmi les orientations étudiées expérimentalement.

Les orientations des autres macrozones ont été tirés aléatoirement de la façon suivante :

- ϕ_1 et ϕ_2 ont été tirés entre 0 et 2π .
- Le cosinus de Φ a été tiré entre -1 et 1.

Les facteurs de Schmid associés aux orientations des deux macrozones situées en fond d'entaille (en l'absence d'entaille et de voisins) sont les suivants (on rappelle que le facteur de Schmid maximal est de 0,5) :

Macrozone	Angles d'Euler			Facteurs de Schmid	
	ϕ_1	Φ	ϕ_2	basal maximal	prismatique maximal
1	160	130	45	0,48	0,24
2	0	90	0	0	0

Les orientations des macrozones en fond d'entaille étant fixées, nous avons effectués 60 calculs au cours desquels les angles d'Euler des autres macrozones ont été tirés aléatoirement. Les résultats de ces calculs sont les suivants :

Macrozone	Facteurs de Schmid en fond d'entaille			
	basal maximal		prismatique maximal	
	Moyenne	Ecart type	Moyenne	Ecart type
1	0,47	0,11	0,09	0,01
2	0,01	0,01	0,01	0,00

Les orientations des macrozones voisines peuvent avoir une influence notable sur les cisssions basales et prismatiques des macrozones en fond d'entaille. Toutefois, cet effet ne semble pas suffisant pour activer un glissement dans une macrozone mal orientée.

En première approximation, dans toute la suite, dans le cas des amorçages dans des macrozones situées en fond d'entaille, nous considérerons seulement l'orientation cristallographique de la macrozone et l'effet de concentration de contrainte associé à l'entaille, et nous négligerons les effets de voisinage entre macrozones.

Conclusions partielles

L'étude des mécanismes d'amorçage a permis de mettre en évidence les points suivants :

- La fissuration est très hétérogène à l'échelle des macrozones. On observe de fortes disparités de densité de fissuration d'une macrozone à l'autre.
- En raison du caractère cristallographique des macrozones, les fissures sont localement parallèles les unes aux autres ; leur direction commune varie d'une macrozone à l'autre.
- Dans les conditions de sollicitation étudiées, l'amorçage des fissures de fatigue se produit essentiellement dans les nodules de phase α .
- Les fissures formées sont parallèles au plan de base ou à l'un plan prismatique de la phase α .
- Le calcul des facteurs de Schmid et les observations expérimentales permettent de conclure que les premiers stades de fissuration sont liés à l'activation et la localisation du glissement basal ou prismatique.
- Une loi d'évolution de la densité de fissuration des macrozones a été identifiée en fonction de l'orientation cristallographique de la macrozone, de l'amplitude de cisssion basale ou prismatique, et de l'orientation du vecteur de Burgers par rapport à la surface.
- Les données expérimentales ne nous ont pas permis de déterminer l'influence de la contrainte normale sur la densité de fissuration.
- Les effets de voisinage entre macrozones, en fond d'entaille, peuvent être négligés en première approximation.

4. ETUDE DES PREMIERS STADES DE PROPAGATION EN FATIGUE

4.1 Influence des macrozones sur la vitesse de propagation

Afin d'estimer l'influence des macrozones sur la propagation des fissures en régime de Paris, un essai de fissuration à facteur d'intensité de contrainte K_{max} constant a été réalisé sur une éprouvette présentant une pré-fissuration de 2,5mm en son centre, et dont l'épaisseur (1,5mm) est de l'ordre de grandeur de la taille des macrozones. Le plan et les conditions expérimentales sont présentés en annexe D.2. La technique des répliques a permis de suivre le processus de fissuration.

D'après la figure 4.1 qui présente le chemin suivi par la fissure, on constate que la traversée des différentes macrozones n'a que peu d'influence sur la propagation de la fissure et son allure générale.

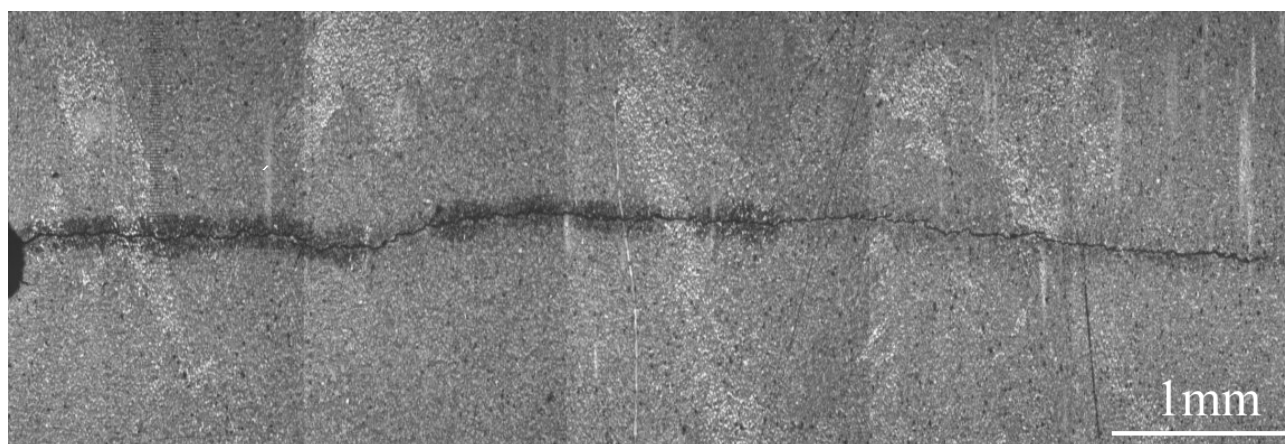


FIG. 4.1 – Propagation d'une fissure à travers plusieurs macrozones dans une éprouvette de 1,5mm d'épaisseur

La figure 4.2 présente l'évolution de la longueur de la fissure (courbe noire) et de sa vitesse de propagation (courbe grise) en fonction du nombre de cycles de fatigue imposés :

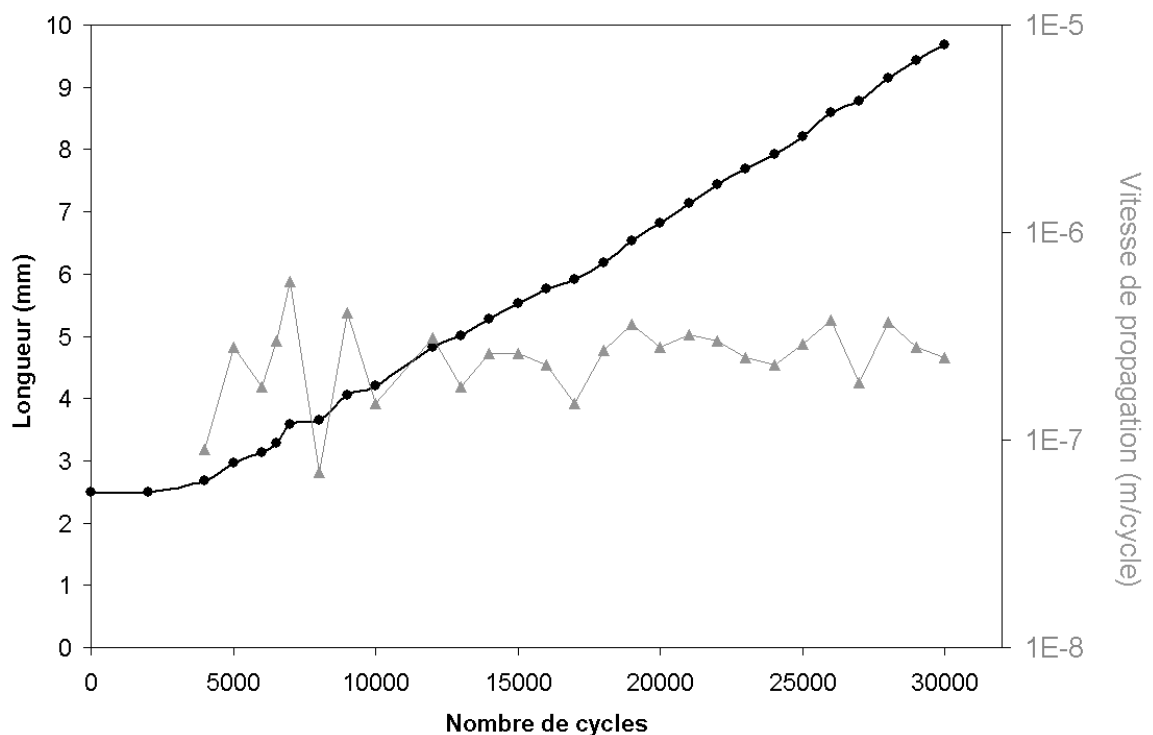


FIG. 4.2 – Suivi expérimental de la propagation d'une fissure dans une éprouvette de 1,5mm d'épaisseur

On constate sur la figure 4.2 que la vitesse de propagation de la fissure dépend peu de l'orientation cristallographique de la macrozone traversée. Ce résultat est conforme aux études menées notamment par Bache et al (1998) ou encore Wojcik et al (1988) sur des alliages à microstructures lamellaires.

La présence des macrozones a donc une influence marquée sur l'amorçage des fissures de fatigue, mais faible voire inexistante sur leur phase de propagation dans le régime de Paris.

4.2 Etude des premiers stades de propagation en flexion cyclique

4.2.1 Méthodologie expérimentale

L'étude des premiers stades de fissuration en fatigue a été réalisée au cours d'essais de flexion sur des éprouvettes planes, grâce à la technique des répliques. Ce procédé consiste à poser régulièrement au cours de l'essai une plaque d'acétate de cellulose fondue qui va prendre l'empreinte de la surface de l'éprouvette. Ensuite, post-mortem, il est possible de déterminer l'évolution de la longueur d'une fissure au cours du cyclage. On notera que les longueurs de fissures ont été mesurées par projection sur l'axe moyen de la fissure comme l'illustre la figure 4.3.

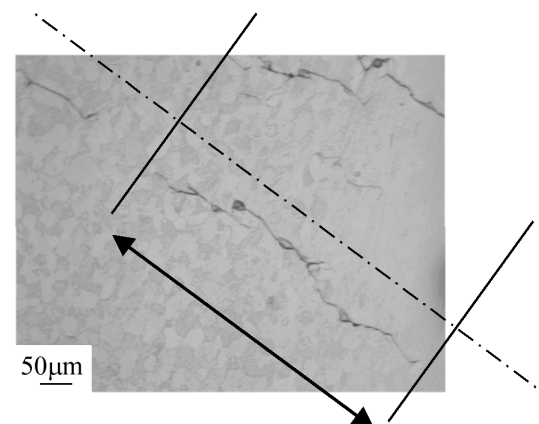


FIG. 4.3 – Méthode de mesure de la longueur des fissures (photographie de réplique)

Pour chaque essai, une cinquantaine de répliques a été posée, sans que la surface de l'éprouvette n'ait été attaquée. La microstructure n'a été révélée au réactif de Kroll que post-mortem. En fin d'essai, plusieurs macrozones, dont les densités de fissuration diffèrent, ont été choisies. Dans chacune de ces macrozones, la croissance des 3 à 5 fissures les plus longues a été étudiée.

4.2.2 Evolution de la longueur des fissures

La figure 4.4 présente l'évolution de la longueur de 10 fissures appartenant à deux macrozones distinctes, en fonction du nombre de cycles de fatigue imposés. Ces observations ont été réalisées lors d'un cyclage au cours duquel la contrainte maximale était de 800MPa et le rapport de charge $\Sigma_{min}/\Sigma_{max}$ de -1. Les résultats du suivi de fissuration sont présentés dans leur totalité en annexe D.3.

Les courbes présentées figure 4.4 montrent de fortes différences dans la fissuration des deux macrozones étudiées. Ceci est cohérent avec les observations réalisées au chapitre précédent (§3.2). On constate que certaines fissures de la macrozone 2 atteignent une longueur proche de 500 μm , alors que les fissures principales de la macrozone 1 ont une longueur de l'ordre de 100 μm .

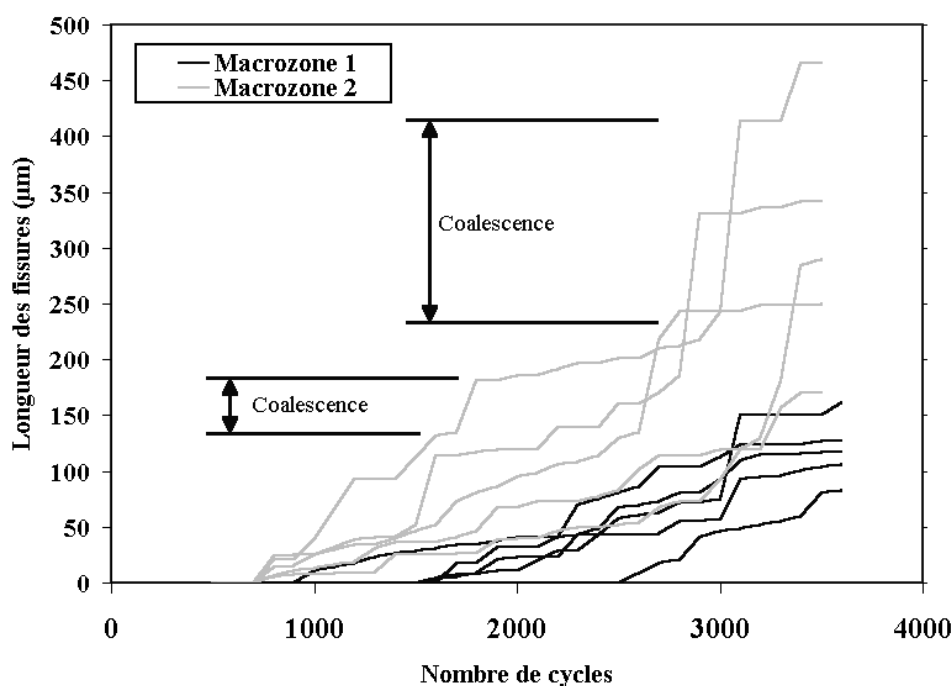


FIG. 4.4 – Evolution de la longueur des fissures dans deux macrozones ($\Sigma_{max}=800\text{MPa}$, $R = -1$)

Le suivi de la fissuration présenté figure 4.4 met en évidence l'existence de discontinuités dans l'évolution de la longueur des fissures. En fatigue, ce type d'accélération dans la propagation des fissures correspond souvent au franchissement de barrières microstructurales, tels que les joints de grains, qui bloquent la propagation de la fissure durant quelques cycles. Puis, lorsque la fissure a accumulée suffisamment d'énergie pour les franchir, sa vitesse de propagation croît brutalement avant de diminuer et de s'annuler à la rencontre de la barrière suivante.

Au contraire, dans notre cas, les discontinuités dans la propagation des fissures correspondent à des coalescences entre fissures (cf. figure 4.5) A la phase a), soit 2800 cycles de fatigue, les 2 fissures sont bien distinctes. 1300 cycles plus tard, la coalescence a eu lieu et les 2 fissures n'en forment plus qu'une.

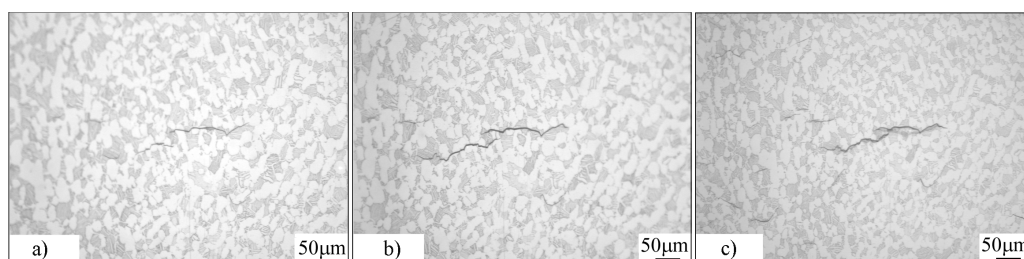


FIG. 4.5 – Phases successives de la coalescence entre deux fissures. a) 2800 cycles ; b) 3400 cycles ; c) 4100 cycles

4.2.3 Vitesse de propagation ‘pure’

D’après les observations réalisées précédemment, il est possible de distinguer deux mécanismes distincts dans la croissance des fissures :

- la coalescence,
- la propagation des fissures entre 2 coalescences consécutives, que nous avons nommé ‘propagation pure’.

Afin de distinguer les contributions respectives de chacun de ces deux mécanismes, nous avons estimé pour chaque fissure une vitesse de propagation entre les phases de coalescence. Nous avons comparé les vitesses obtenues à des données issues de la littérature (Yuen *et al.*, 1974). Dans ce but, pour chaque longueur de fissure, le facteur d’intensité des contraintes K_{max} a été calculé numériquement en utilisant la méthode proposée par Pommier *et al.* (1999), en tenant compte de :

- l’orientation de la fissure par rapport à la sollicitation, les fissures étant considérées de forme semi-circulaire.
- du caractère tridimensionnel du champ de contraintes de flexion pure auquel la fissure est soumise.

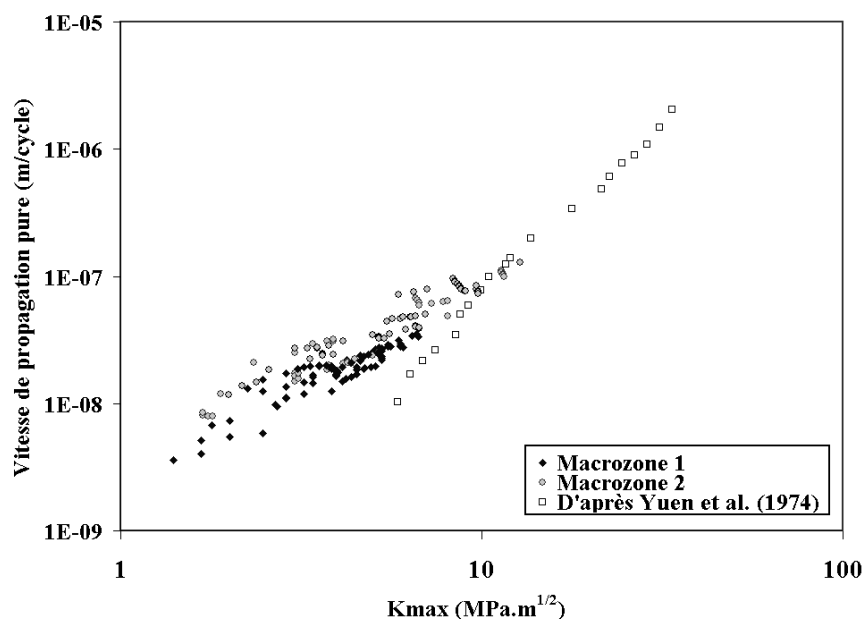


FIG. 4.6 – Comparaison entre les vitesses de propagation pure des fissures des 2 macrozones étudiées et des données issues de la littérature (Vitesses exprimées en fonction du facteur d’intensité des contraintes maximal de la fissure)

La figure 4.6 montre l'évolution des vitesses de propagation en fonction du facteur d'intensité des contraintes maximal :

- pour les fissures des deux macrozones étudiées précédemment. (Seules les phases de propagation 'pure' ont été considérées.)
- pour des données obtenues par Yuen et al. (1974) sur un alliage de Ti-6Al-4V sollicité à l'ambiante sous un rapport de charge de -1.

L'évolution de la vitesse de propagation pure semble proche dans les deux macrozones et dépend donc peu de l'orientation cristallographique de la macrozone considérée. Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales réalisées à la suite du suivi de fissuration sur éprouvette mince (§4.1), qui avaient mis en évidence le peu d'influence des macrozones sur la vitesse de propagation de la fissure. Par conséquent, le mécanisme de coalescence apparaît comme étant à l'origine des différences de fissuration entre macrozones.

4.2.4 Conclusions partielles

La propagation des fissures de fatigues fait donc intervenir deux mécanismes distincts :

- la propagation 'pure', entre deux coalescences,
- la coalescence.

La propagation pure ne dépend pas de l'orientation de la macrozone et est donc uniquement liée au niveau de sollicitation imposé. En revanche, la contribution de la coalescence dans la croissance des fissures peut varier considérablement d'une macrozone à l'autre. C'est donc la coalescence qui contrôle la longueur des fissures dans une macrozone. Or la coalescence est directement associée à la densité d'amorçage, et donc à l'orientation cristallographique préférentielle de la macrozone. Ainsi, dans une macrozone ayant une orientation cristallographique défavorable pour l'amorçage de fissures de fatigue, la densité d'amorçage est faible, les fissures sont peu nombreuses et le mécanisme de coalescence intervient peu dans la croissance des fissures. Au contraire, si l'orientation de la macrozone permet une densité d'amorçage élevée, les fissures sont suffisamment nombreuses pour que les coalescences leur permettent une croissance plus rapide. L'orientation cristallographique de la macrozone contrôle par conséquent les paramètres de fissuration par l'intermédiaire de la densité de fissuration et du mécanisme de coalescence.

D'après la figure 4.6, la propagation 'pure' des fissures s'apparente à un régime de fissures courtes, dont les vitesses sont cohérentes avec les ordres de grandeurs classiquement trouvés dans les alliages de titane (Yuen *et al.*, 1974) Cela tendrait à prouver que l'interface entre macrozones constitue, pour la propagation des fissures, la principale barrière microstructurale, au sens de Kitagawa et al. (1976). Néanmoins, la sensibilité à la vitesse de propagation 'pure' vis-à-vis de la sollicitation met en défaut l'utilisation du facteur d'intensité des contraintes pour présenter la croissance sans coalescence de ces fissures microstructuralement courtes. L'étude des fissures de taille inférieure à celle des macrozones pourrait donc nécessiter de mettre en œuvre une approche de la fissuration à l'échelle des 'monocristaux équivalents' que semblent constituer les macrozones. De plus, les macrozones ayant un comportement anisotrope, la validité du calcul du facteur d'intensité des contraintes reste discutable.

4.3 Suivi expérimental de la propagation en fond d'entaille

Le suivi de la fissuration dans le fond d'entaille d'éprouvettes axisymétriques est beaucoup plus délicat que sur les éprouvettes planes utilisées en fatigue-flexion, puisque la réplique ayant pris l'empreinte du fond de l'entaille n'a pas une surface développable. De plus, la part de propagation dans la durée de vie de l'éprouvette étant relativement faible (TAB. 4.1), il n'est pas évident de détecter la fin de la phase d'amorçage.

Kt	Σ nominale max.	$\Sigma_{min}/\Sigma_{max}$	Namorçage	Nrupture	Namorçage / Nrupture
1,5	400MPa	0	$>1,95.10^6$	$1,99.10^6$	$>97.8\%$
1,5	533MPa	0	$>3,70.10^5$	$4,00.10^5$	$>92.5\%$

TAB. 4.1 – Nombre de cycles à l'amorçage et à rupture sur éprouvettes entaillées

Toutefois, pour une éprouvette entaillée de Kt 1.5, 2 fissures ont pu être observées au cours de leur phase de propagation, à partir de $500\mu\text{m}$ (fissure 1) et $200\mu\text{m}$ (fissure 2). L'évolution de la longueur des fissures a pu être observée jusqu'à la rupture de l'éprouvette (FIG. 4.7).

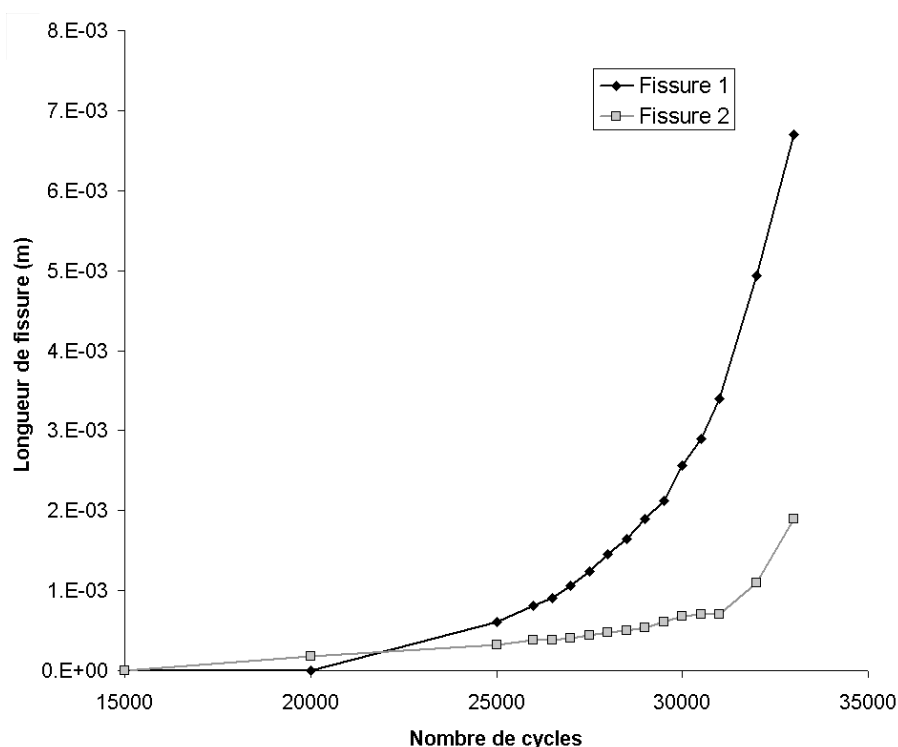


FIG. 4.7 – Evolution de la longueur de 2 fissures en fond d'entaille ($Kt=1.5$, $\Sigma_{max}=333\text{MPa}$, $R=-1$)

4.4 Modélisation de la propagation en fond d'entaille

4.4.1 Effet du rapport de charge sur la propagation

L'identification de la vitesse de propagation ayant été réalisée au cours d'un essai à rapport de charge de -1, nous avons tenté d'estimer l'effet du rapport de charge négatif sur l'ouverture de la fissure et donc sur la part efficace du cycle de fatigue dans la propagation de la fissure.

Des calculs ont été réalisés à l'aide du code de calcul Abaqus, sur une éprouvette entaillée de Kt 1.5. Le chargement nominal appliqué numériquement est présenté tableau 4.4.1 ; il est identique à

celui de l'essai au cours duquel la vitesse de propagation en fond d'entaille a été identifiée. La loi de comportement utilisée est celle présentée au paragraphe 2.1.3. Les conditions dans lesquelles ont été réalisés ces calculs sont présentés en annexe.

Kt	Σ_{max}^{nom}	$Kt\Sigma_{max}^{nom}$	R
2	333MPa	500MPa	-1

La méthode de calcul employée consiste à évaluer la contrainte pour laquelle la fissure s'ouvre. On estime donc le déplacement axial du noeud situé juste devant la pointe de fissure. La fissure se propage par relâchement de noeuds. La méthode appliquée est décrite en détail dans la thèse de Sylvie Pommier (1995). Cette technique permet de calculer l'amplitude du cycle efficace sur la propagation de la fissure, c'est-à-dire la contrainte Σ_{eff} :

$$\Sigma_{eff} = \Sigma_{max} - \Sigma_{ouv}$$

Σ_{eff} : Contrainte effective
 Σ_{max} : Contrainte maximale
 Σ_{ouv} : Contrainte d'ouverture de la fissure

La figure 4.8 montre l'évolution du rapport entre la contrainte pour laquelle la fissure s'ouvre (Σ_{ouv}) et de la contrainte maximale (Σ_{max}), en fonction de la longueur de la fissure.

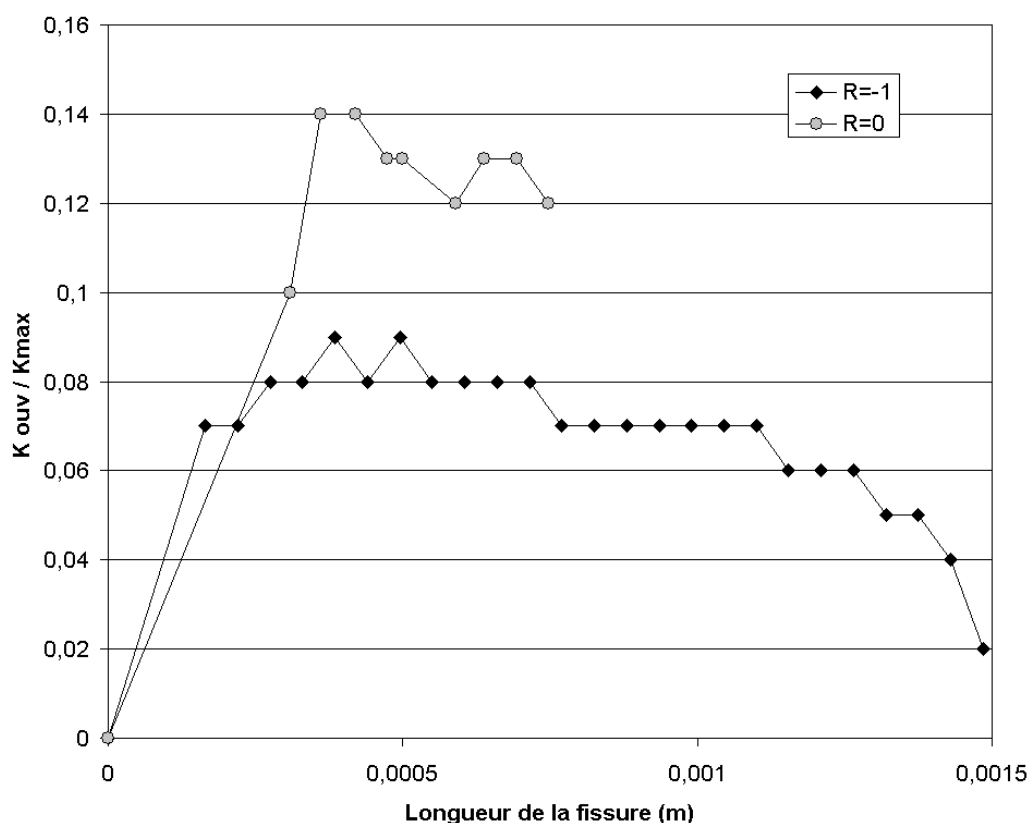


FIG. 4.8 – Evolution de l'ouverture de la fissure $\Sigma_{ouv}/\Sigma_{max}$ en fonction de sa longueur

On constate figure 4.8 que, même avec un rapport de charge de -1, Σ_{eff} n'est pas supérieure à Σ_{max} . On peut donc postuler que les propagations en fond d'entaille pour des rapports de charge de 0 et de -1 seront proches. La vitesse de propagation identifiée expérimentalement (cf. §4.3) pourra donc être appliquée à tous nos essais, que le rapport de charge soit 0 ou -1.

4.4.2 Courbes de propagation en présence d'une entaille

Les données obtenues expérimentalement (cf §4.3) ont permis de modéliser la propagation de fissures de fatigue en fond d'entaille en procédant de la façon suivante :

1. Tout d'abord, nous avons réalisé un calcul par éléments finis du profil des contraintes dans une éprouvette entaillée.
2. Puis, en utilisant la méthode proposée par Pommier et al. (1999) qui permet le calcul du facteur d'intensité des contraintes d'une fissure soumise à un champ de contraintes bidimensionnel, on déduit du profil de contrainte la valeur de K_{max} pour différentes longueurs de fissures, en tenant compte de l'axisymétrie du champ de contraintes.
3. L'évolution de la vitesse de fissuration en fonction de K étant connue, il est possible de reporter les résultats obtenus au cours du suivi de fissuration en fond d'entaille dans un graphique représentant la vitesse de fissuration en fonction de K_{max} , et ainsi de les comparer à la littérature (FIG. 4.9). L'écart entre les deux droites de Paris n'est que d'un facteur 2 et pourrait être lié à la différence de matériau. On peut donc utiliser la loi de Paris de l'alliage, mesurée pour des fissures longues pour prévoir la propagation en fond d'entaille.

La modélisation de la propagation d'une fissure de fatigue est décrite plus en détail au §5.2.

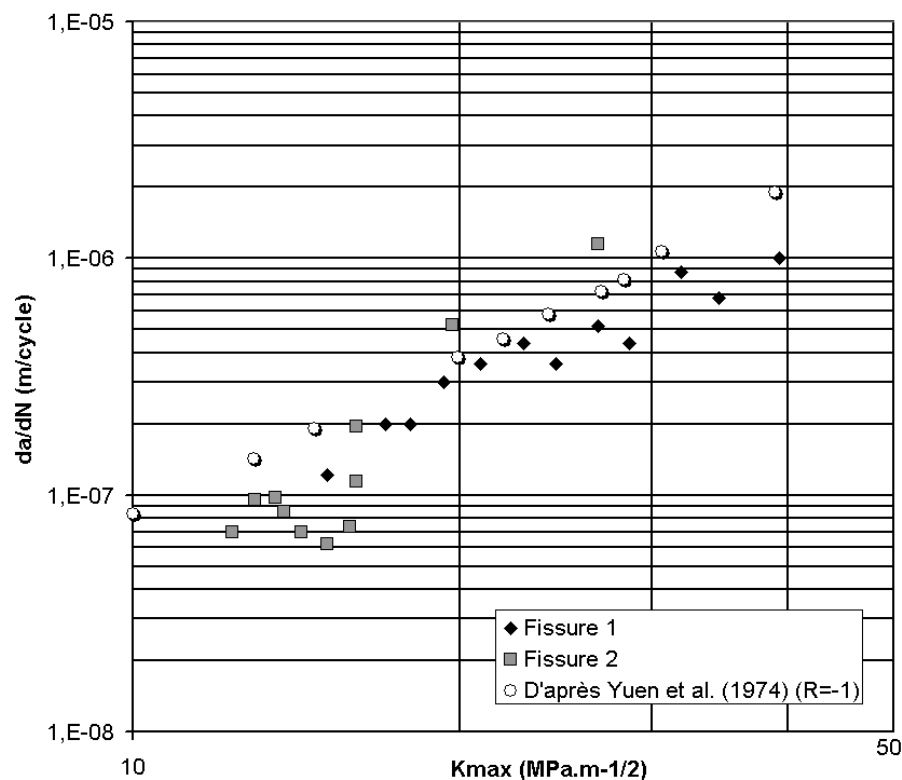


FIG. 4.9 – da/dN vs K_{max} pour 2 fissures en fond d'entaille ($Kt=1.5$, $\Sigma_{max}=333MPa$, $R=-1$)

Conclusions partielles

L'étude des premiers stades de propagation de fissures de fatigue a mis en évidence les points suivants :

- La phase de propagation des fissures fait intervenir deux mécanismes distincts : la coalescence et la propagation 'pure'.
- Les macrozones n'ont pas que peu d'influence sur la phase de propagation 'pure' des fissures de fatigue.
- La propagation 'pure' pour des fissures de taille inférieure à celle de la macrozone, s'apparente à un régime de fissure courte. Les interfaces entre macrozones constitueraient donc la principale barrière microstructurale au sens de Miller (1973).
- L'importance du mécanisme de coalescence peut varier de façon importante d'une macrozone à l'autre. Ces différences sont à l'origine des hétérogénéités de fissuration entre macrozones.
- Le rôle joué par la coalescence dépend de la densité d'amorçage dans la macrozone, et donc de son orientation cristallographique.
- Des observations expérimentales et des calculs de propagation ont montré que la propagation d'une fissure en fond d'entaille suit une loi de Paris, sous réserve d'un calcul approprié du facteur d'intensité des contraintes.

Les résultats de l'étude de l'amorçage et des premiers stades de propagation des fissures de fatigue, présentes au cours des chapitres 3 et 4, nous ont donc permis :

- d'identifier le mécanisme d'amorçage, grâce à un calcul de facteur de Schmid corrigé de l'effet de surface.
- de connaître l'évolution de la densité de fissuration d'une macrozone en fonction du cisaillement $\Delta\tau$.
- de calculer la propagation d'une fissure en fond d'entaille.

L'ensemble de ces éléments a servi de base au développement d'un modèle de durée de vie présenté au chapitre suivant.

5. MODÈLE PRÉDICTIF DE LA FISSURATION EN FATIGUE EN PRÉSENCE D'UNE ENTAILLE

5.1 Rappel des résultats principaux et hypothèses de base du modèle

1. Les macrozones constituent des plages au sein desquelles les nodules de phase α ont une orientation cristallographique préférentielle.

Afin de modéliser les premiers stades de fissuration, nous avons donc assimilé les macrozones à des monocristaux de titane- α , de dimensions millimétriques. Les contraintes locales ont été calculées en élasticité orthotrope, en fonction de l'orientation cristallographique de chaque macrozone.

2. La phase d'amorçage de fissures de fatigue est associée à l'activation du glissement, soit basal, soit prismatique. De plus, les résultats expérimentaux présentés au chapitre 3 montrent qu'il est possible de déterminer le mécanisme d'amorçage (glissement basal ou prismatique) en calculant les facteurs de Schmid des différents systèmes de glissement, corrigés de l'effet de surface, dans chaque macrozone.

Le modèle d'amorçage que nous proposons est donc basé sur un calcul des cisssions basale et prismatique dans les pseudo-monocristaux que sont les macrozones, soumis au chargement macroscopique.

3. Du fait de la proximité des fissures amorcées dans une même macrozone, le mécanisme de coalescence est très important. La densité de fissuration peut donc être un paramètre pertinent pour définir la fin de la phase d'amorçage.

4. Les observations expérimentales de la phase de propagation (cf. Chapitre 4) ont montré qu'au-delà d'une longueur de $500 \mu\text{m}$, la croissance de la fissure s'apparente à un régime de Paris.

A partir de ces hypothèses, nous avons construit un modèle simple destiné à prédire le comportement en fissuration du Ti-6Al-4V étudié, à l'échelle des macrozones. Afin de valider les hypothèses formulées ci-dessus, nous avons confronté les résultats du modèle de fissuration aux données expérimentales (cf. §5.4)

5.2 Modélisation de la phase d'amorçage

5.2.1 Loi d'évolution de la densité de fissuration

Une étude détaillée de la phase d'amorçage a été réalisée en flexion cyclique, sur des éprouvettes planes, sous une contrainte maximale de 800MPa et un rapport de charge de -1. L'observation des fissures a permis d'estimer dans 14 macrozones :

1. la densité de fissuration d^{1000} (c'est-à-dire la longueur cumulée des fissures de la macrozone, exprimée en $\mu\text{m}/\text{mm}^2$ pour 1000 cycles de sollicitation),
2. les cissions résolues basale et prismatique calculées grâce aux facteurs de Schmid après mesure de l'orientation cristallographique de la macrozone en rayons X. Ces cissions ont été affectées d'un facteur correcteur associé à une influence de la surface sur la facilité de formation des fissures (cf. Chapitre 3).

On obtient ainsi une estimation de l'influence de la cission résolue, c'est-à-dire de la quantité de glissement, sur la densité de fissuration de la macrozone.

La figure 5.1 montre l'évolution des densités de fissuration en fonction de la cission basale maximale, pour les macrozones dans lesquelles l'amorçage des fissures était associé à du glissement basal. (Un point correspond à une macrozone.) La figure 5.2 présente l'évolution des densités de fissuration en fonction de la cission prismatique maximale, pour les macrozones dans lesquelles l'amorçage des fissures était associé à du glissement prismatique. On rappelle que $\Delta\tau$ correspond à l'amplitude de cission basale ou prismatique et que θ est l'angle entre le vecteur de Burgers du glissement et la normale à la surface.

Les figures 5.1 et 5.2 permettent également de comparer les données expérimentales, obtenues en flexion, et les approximations linéaires proposées pour décrire l'évolution de la densité de fissuration d^{1000} en fonction de la cission $\Delta\tau \cdot \cos\theta$.

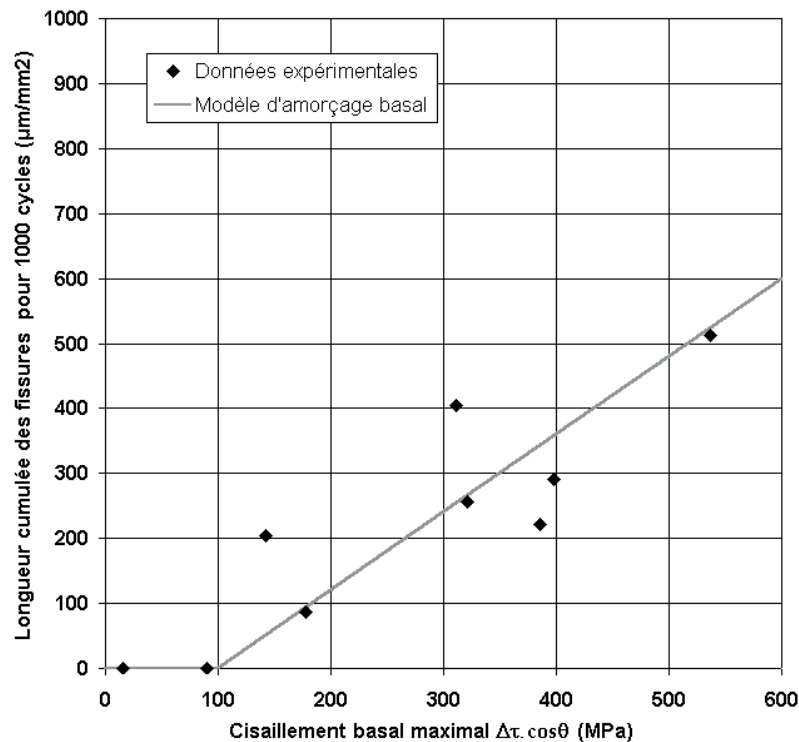


FIG. 5.1 – Modèle utilisé pour décrire l'évolution de la densité de fissuration, mesurée après 1000 cycles, en fonction de la cission basale, corrigée de l'effet de surface

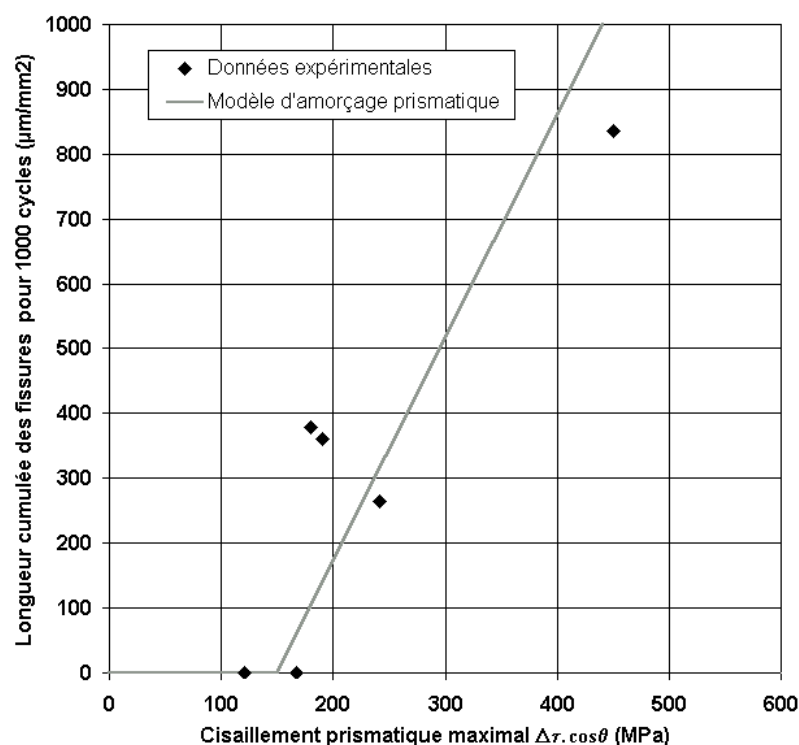


FIG. 5.2 – Modèle utilisé pour décrire l'évolution de la densité de fissuration, mesurée après 1000 cycles, en fonction de la cission prismatique, corrigée de l'effet de surface

Les coefficients proposés pour la loi d'évolution de la densité de fissuration en fonction de la cission sur le plan de glissement, corrigée de l'effet de surface, sont présentés ci-dessous :

★ *Glissement basal :*

$$\begin{aligned} d^{1000} &= 0 && \text{si } \Delta\tau < 100\text{MPa} \\ d^{1000} &= 1,2 \cdot \Delta\tau \cdot \cos\theta - 100 && \text{si } \Delta\tau > 100\text{MPa} \end{aligned}$$

★ *Glissement prismatique :*

$$\begin{aligned} d^{1000} &= 0 && \text{si } \Delta\tau < 150\text{MPa} \\ d^{1000} &= 3,4 \cdot \Delta\tau \cdot \cos\theta - 150 && \text{si } \Delta\tau > 150\text{MPa} \end{aligned}$$

- d^{1000} est la longueur cumulée des fissures, exprimée en $\mu\text{m} \cdot \text{mm}^{-2}$ pour 1000 cycles de sollicitation. Durant la phase d'amorçage, la densité de fissuration peut être considérée comme proportionnelle au nombre de cycles de sollicitation imposés, ainsi que nous l'avons montré au §3.6.1.
- $\Delta\tau$ est l'amplitude du cisaillement basal ou prismatique.
- θ est l'angle entre normale à la surface et le vecteur de Burgers, c'est-à-dire la direction du glissement.

Remarque

Il n'est pas exclu que la contrainte normale au plan de la fissure ait une influence sur des premiers stades de fissuration (cf. §3.7.1). Toutefois, dans une première approximation des mécanismes d'amorçage, nous n'allons pas considérer l'effet de cette composante normale.

5.2.2 Importance du paramètre ‘densité de fissuration’

1. Dans une microstructure à grains fins (cf. figure 5.3), l’amorçage de fissures de fatigue conduit à la formation de nombreuses fissures de longueur égale à la la taille de grain, réparties plutôt aléatoirement à la surface du matériau, et orientées différemment les unes des autres.
2. Dans notre matériau, du fait de la présence des macrozones, la formation des fissures n’est pas uniformément répartie mais localisée dans les macrozones dont l’orientation cristallographique favorise un amorçage précoce. De plus, ces fissures microstructurales sont toutes orientées dans un même plan. En raison de l’importance de la coalescence dans la propagation des fissures courtes (cf. Chapitre 4), la présence de nombreuses petites fissures va conduire à la formation d’une fissure de taille beaucoup plus importante, ayant une longueur de l’ordre de grandeur de la taille des macrozones.
3. Lorsque la densité de fissuration est suffisamment importante, le processus de fissuration du Ti-6Al-4V s’apparente donc à celui d’un matériau à gros grains.

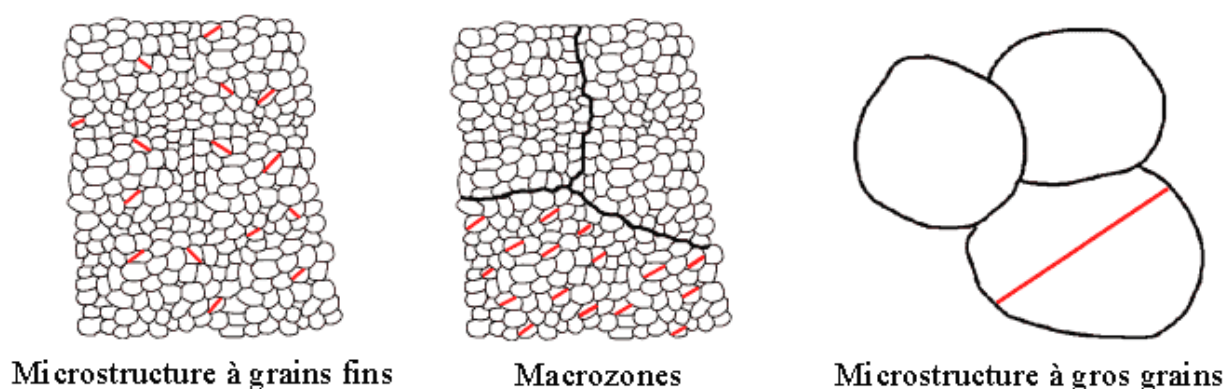


FIG. 5.3 – Comparaison entre les mécanismes d’amorçage dans différentes microstructures

Par conséquent, la densité de fissuration est un paramètre adapté à l’étude de la fissuration du Ti-6Al-4V étudié. Dans toute la suite, on va considérer qu’une densité de fissuration suffisamment élevée est équivalente, du point de vue mécanique, à une fissure de taille beaucoup plus importante (cf. figure 5.4).

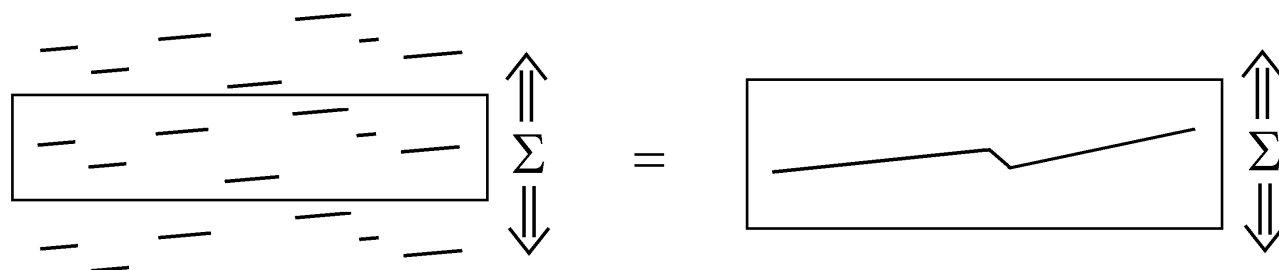
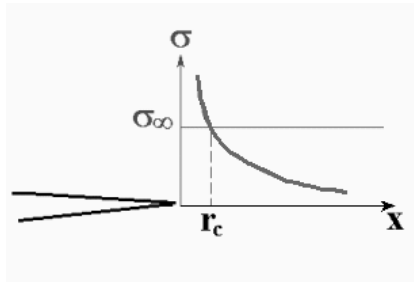


FIG. 5.4 – ‘Équivalence’ mécanique entre une surface multi-fissurée et une surface ne contenant qu’une seule fissure, à cause du mécanisme de coalescence

5.2.3 Définition d'une densité de fissuration

Pour définir cette densité de fissuration seuil, nous avons employé la notion de rayon d'influence de la fissure, notamment étudiée par Kachanov (1993), afin de développer un modèle simple d'interaction entre les fissures. La distance r_c définit la zone d'influence de la fissure en élasticité, c'est-à-dire la longueur sur laquelle la contrainte au voisinage de la fissure, est supérieure à la contrainte à l'infini (cf. figure 5.5).

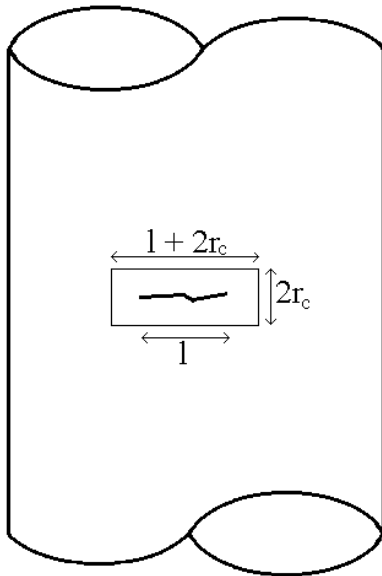


$$r_c = \frac{1}{2\Pi} \left(\frac{K}{\sigma} \right)^2$$

r_c : rayon de capture
 K : facteur d'intensité des contraintes calculé numériquement dans un champ de contraintes tridimensionnel
 σ : contrainte à laquelle est soumise la fissure

FIG. 5.5 – Définition de la zone d'influence de la fissure en élasticité

La distance r_c nous a permis de définir une surface et donc une densité de surface critique d^c , caractérisant la fin de la phase d'amorçage ainsi que l'illustre la figure 5.6.



$$d^c = \frac{\text{longueur fissurée}}{\text{surface définie par } r_c}$$

$$d^c = \frac{l}{2r_c \cdot (l + 2r_c)}$$

d^c : densité de fissuration en fin de phase d'amorçage
 l : longueur de la fissure
 r_c : rayon de capture

FIG. 5.6 – Définition d'une densité de fissuration grâce à la notion de rayon de capture

5.2.4 Seuil fissures courtes / fissures longues

Notre étude expérimentale de la fissuration du Ti-6Al-4V a porté sur les points suivants (cf. figure 5.7) :

1. Nous avons étudié la propagation des fissures en régime de fissures courtes - notre étude a porté sur des fissures de longueur inférieure à 1mm - , et nous en avons déduit des lois d'évolution de la densité de fissuration.
2. D'autre part, au cours de l'observation de la propagation de fissures longues, nous avons établi qu'au-delà de $500\mu\text{m}$, la propagation des fissures suit une loi de Paris.

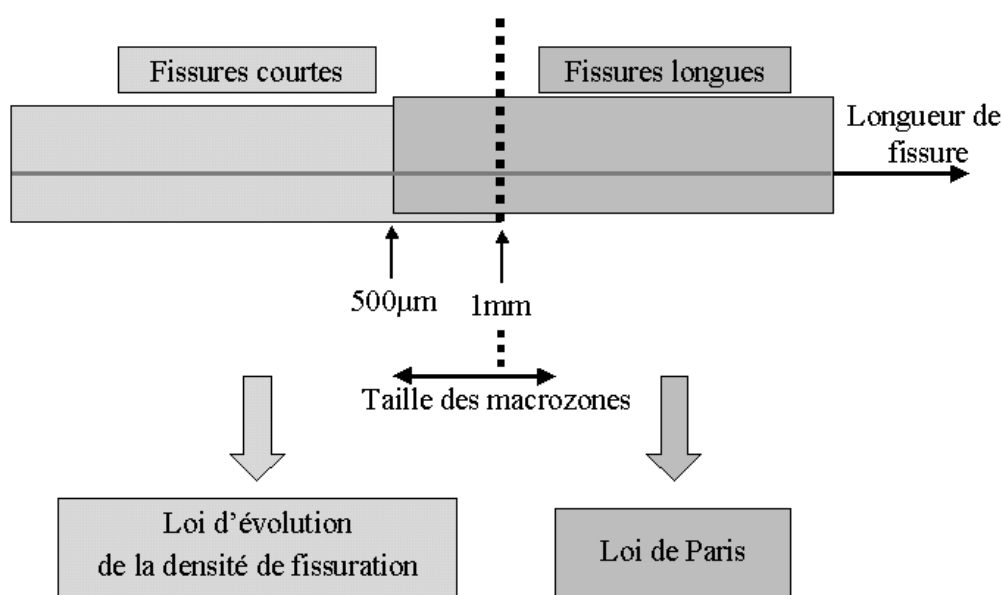


FIG. 5.7 – Définition d'un seuil fissures courtes / fissures longues

L'ensemble de ces résultats nous permet de fixer à 1mm le seuil fissures courtes / fissures longues ; cela est cohérent à la fois avec les conclusions de l'étude présentée au cours des Chapitres 3 et 4, ainsi qu'avec la taille millimétrique des macrozones.

5.2.5 Estimation du nombre de cycles de propagation en régime de fissures courtes

Les lois d'évolution de la densité de fissuration en fonction des cisssions basale et prismatique ont été établies pour 1000 cycles de sollicitation. Par ailleurs, au cours du Chapitre 3, nous avons formulé - et contrôlé - l'hypothèse selon laquelle, durant la phase d'amorçage, dans une macrozone soumise à un chargement donné, la densité de fissuration est proportionnelle au nombre de cycles de sollicitation imposés. Les données expérimentales permettent donc d'établir un faisceau de lois d'évolution de la densité de fissuration en fonction de l'amplitude de cisssion $\Delta\tau \cdot \cos\theta$, la pente de chaque courbe étant proportionnelle au nombre de cycles de sollicitation (figure 5.8).

La connaissance de :

- l'amplitude de cisssion corrigée de l'effet de surface calculée en fonction de la sollicitation et de l'orientation cristallographique,
- la densité de fissuration critique associée au niveau de chargement,

permettent ainsi d'estimer le nombre de cycles nécessaires à la phase de propagation des fissures en régime de fissures courtes.

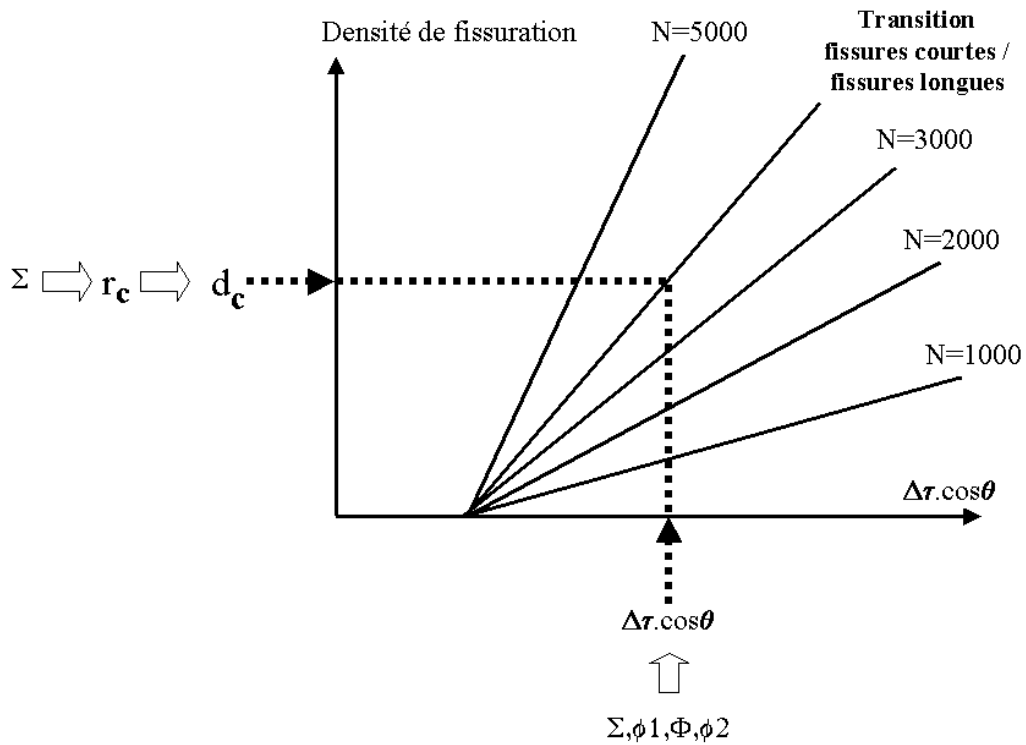


FIG. 5.8 – Méthode de détermination du nombre de cycles de propagation en régime de fissures courtes

5.3 Modélisation de la phase de propagation

Dans toute la suite, on notera a la profondeur et la demi-longueur de la fissure (cf. figure 5.9), da/dN sa vitesse de propagation, K le facteur d'intensité des contraintes, Σ le champ de contraintes et N le nombre de cycles de sollicitation imposés.

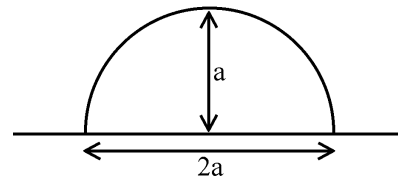


FIG. 5.9 – Définition du paramètre a

La modélisation de la phase de propagation s'est déroulée en quatre étapes :

Σ	Dans un premier temps, le champ de contraintes associé à la présence de l'entaille a été calculé par éléments finis.
$K = f(a, \Sigma)$	En outre, nous avons estimé le facteur d'intensité de contrainte de la fissure, à chaque stade de sa propagation, dans le champ contrainte complexe de l'entaille.
$da/dN = f(K)$	Ensuite, grâce aux mesures expérimentales et à l'étude présentée chapitre 3, nous avons pu déterminer la loi de propagation de la fissure en fonction du facteur d'intensité de contrainte.
$a = f(N)$	Enfin, connaissant la vitesse de propagation en fonction du facteur d'intensité de contrainte, nous avons pu estimer le nombre de cycles nécessaires à la propagation de la fissure.

5.3.1 Calcul du champ de contrainte en fond d'entaille

Le champ de contrainte associé à la présence de l'entaille a été calculé par éléments finis avec le code Abaqus. Les calculs ont été réalisés en considérant une éprouvette axisymétrique tri-dimensionnelle et un matériau homogène, ayant le comportement mécanique macroscopique identifié au paragraphe 2.1.3.

Ces calculs nous ont permis de déterminer le profil des contraintes en fond d'entaille pour deux valeurs de concentration de contrainte (K_t de 1,5 et de 2), ainsi que pour les différents niveaux de sollicitation étudiés. Les résultats de ces calculs de profils de contrainte axiale sont présentés figures 5.10 et 5.11.

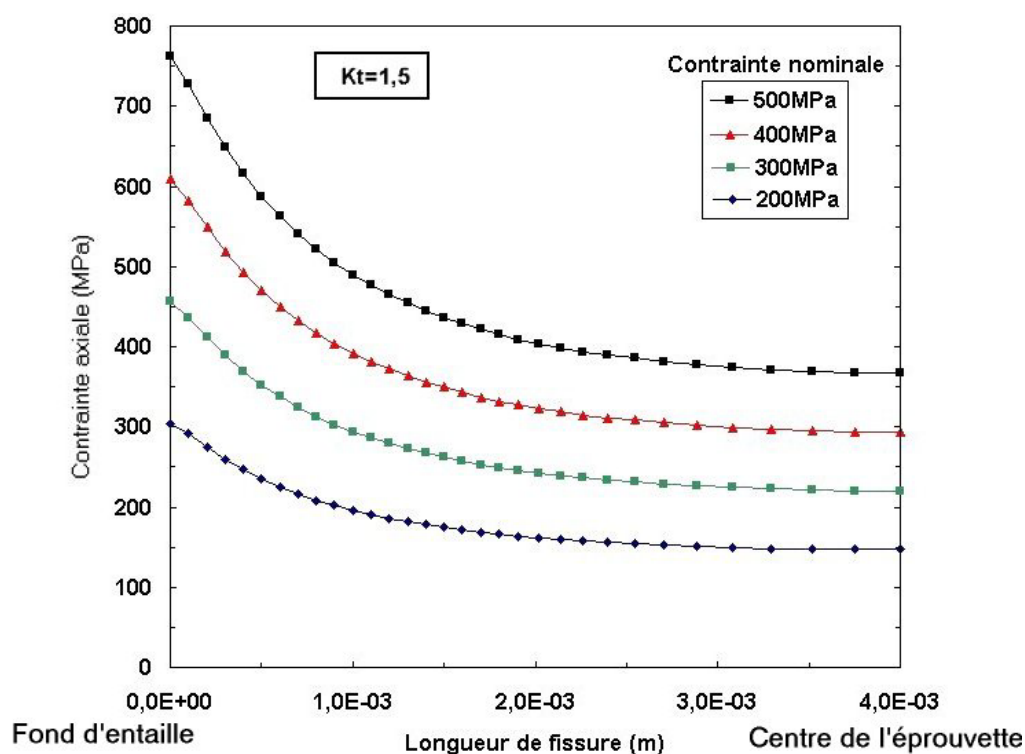


FIG. 5.10 – Profil de contrainte axiale en présence d'une entaille de concentration contrainte 1,5 pour différents niveaux de sollicitation (diamètre en fond d'entaille de 8mm)

Les figures 5.10 et 5.11 présentent l'évolution de la contrainte axiale en fonction de la distance au fond d'entaille ; l'abscisse nulle et l'abscisse $4 \cdot 10^{-3}$ correspondent respectivement au fond d'entaille et au centre de l'éprouvette.

On remarque sur ces profils que les niveaux de sollicitation sont tels que la déformation plastique macroscopique reste nulle, même au voisinage direct de l'entaille.

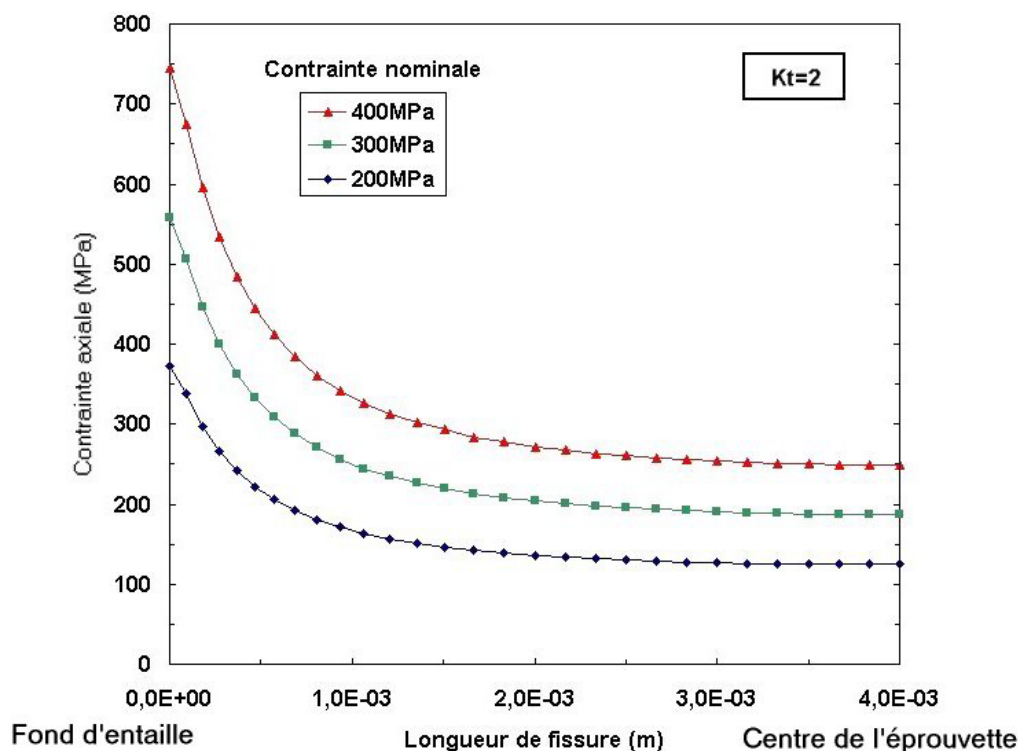


FIG. 5.11 – Profil de contrainte axiale en présence d'une entaille de concentration contrainte 2 pour différents niveaux de sollicitation (diamètre en fond d'entaille de 8mm)

5.3.2 Calcul du facteur d'intensité de contrainte en fond d'entaille

En fond d'entaille, une fissure semi-circulaire est soumise à un gradient de contrainte tri-dimensionnel. Le fait que tous les points situés en pointe de fissure ne soient pas soumis à la même sollicitation peut avoir une influence importante sur la croissance de la fissure. Les formules proposées par Pommier, Sakae et Murakami (1999) permettent de calculer numériquement le facteur d'intensité des contraintes d'une fissure, dans un chargement tri-dimensionnel complexe, comme celui du fond d'une entaille, en tenant compte du gradient de contrainte auquel est soumise la fissure.

Pour ces calculs, nous avons considéré des fissures de forme semi-circulaire, dans un milieu homogène isotrope dont le comportement correspond au comportement macroscopique du matériau (cf. coefficients au §2.3.1). Le chargement tri-dimensionnel est celui calculé précédemment (cf. §5.3.1).

L'évolution du facteur d'intensité de la fissure en fonction de sa longueur est présentée figures 5.12 et 5.13, pour des concentrations de contraintes de 1,5 et de 2.

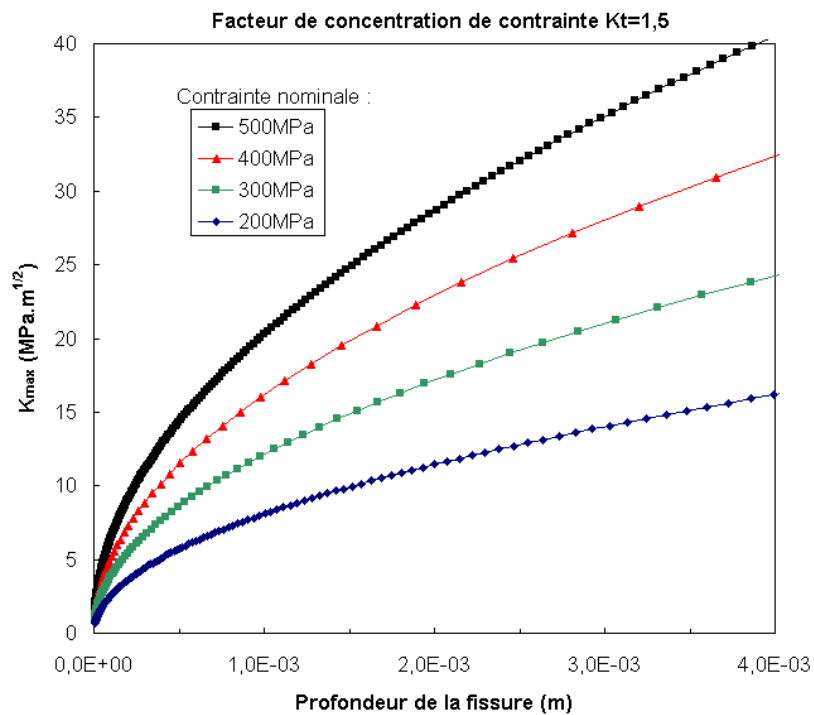


FIG. 5.12 – Evolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de la longueur de la fissure pour une concentration de contrainte de 1,5 (diamètre en fond d'entaille de 8mm)

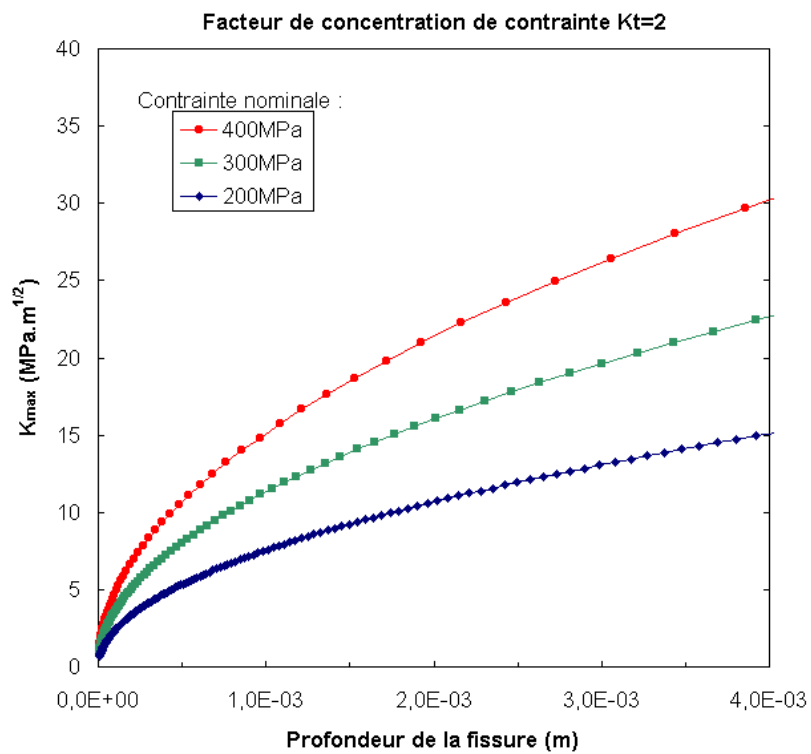


FIG. 5.13 – Evolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de la longueur de la fissure pour une concentration de contrainte de 2 (diamètre en fond d'entaille de 8mm)

5.3.3 Calcul du nombre de cycles de propagation

Les observations expérimentales ont montré qu'au-delà de $500\mu\text{m}$ la propagation des fissures en fond d'entaille s'apparente à un régime de Paris (cf. chapitre 4). De plus, l'évolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de la longueur de fissure, en présence d'une entaille a été déterminée. Il est donc possible de calculer le nombre de cycles de sollicitation N_p nécessaires à la propagation de la fissure :

$$\frac{da}{dN} = C \cdot K_{max}^m(a, \Sigma)$$

Pour un chargement donné, le nombre de cycle de propagation de la fissure N_p est donc :

$$N_p = \int_{a_i}^{a_f} \frac{1}{C} K_{max}^{-m}(a, \Sigma) da$$

où a_i est la longueur de la fissure en fin de phase d'amorçage et a été estimée à $500 \mu\text{m}$ au chapitre précédent, a_f est la longueur de la fissure juste avant rupture.

Les différentes valeurs de a_f ont été déterminées expérimentalement, par observation des faciès de rupture d'éprouvettes lisses et entaillées. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.3.

Kt	Diamètre	Σ_{max} (MPa)	R	a_f (mm)
0	7mm	400	0	4
		500	0	3
		600	0	2
		300	-1	5,5
		400	-1	4,5
		700	-1	2
2	6mm	280	0	4,5
		310	0	4
		200	-1	5
		250	-1	4,5

5.4 Validation du modèle proposé

5.4.1 Modèle de propagation

D'après les résultats de l'étude des premiers stades de fissuration, nous avons fixé à $500 \mu\text{m}$ la longueur d'une fissure à l'issue de la de phase d'amorçage et au début de la propagation. Afin de vérifier la validité de ce résultat, nous avons calculé les nombre de cycles de propagation correspondant à différentes longueurs initiales a_0 :

- une longueur a_0 de $15 \mu\text{m}$ correspond à une propagation selon la loi de Paris dès que la fissure atteint la taille d'un grain.
- une longueur a_0 de $100 \mu\text{m}$ correspond à une fissure traversant 5 ou 6 grains.
- les longueurs a_0 de $500 \mu\text{m}$ ou 1mm correspondent à un début de propagation lorsque la fissure est de l'ordre de grandeur des macrozones.

Les résultats de ces calculs sont présentés figure 5.14 ; ils sont comparés à des durées de vie expérimentales. Les courbes ‘Moyenne’ et ‘Moyenne - 3 σ ’, correspondant respectivement à la moyenne et à la moyenne diminuée de 3 écarts types, issues de la base de données Snecma sur le Ti-6Al-4V des disques fans.

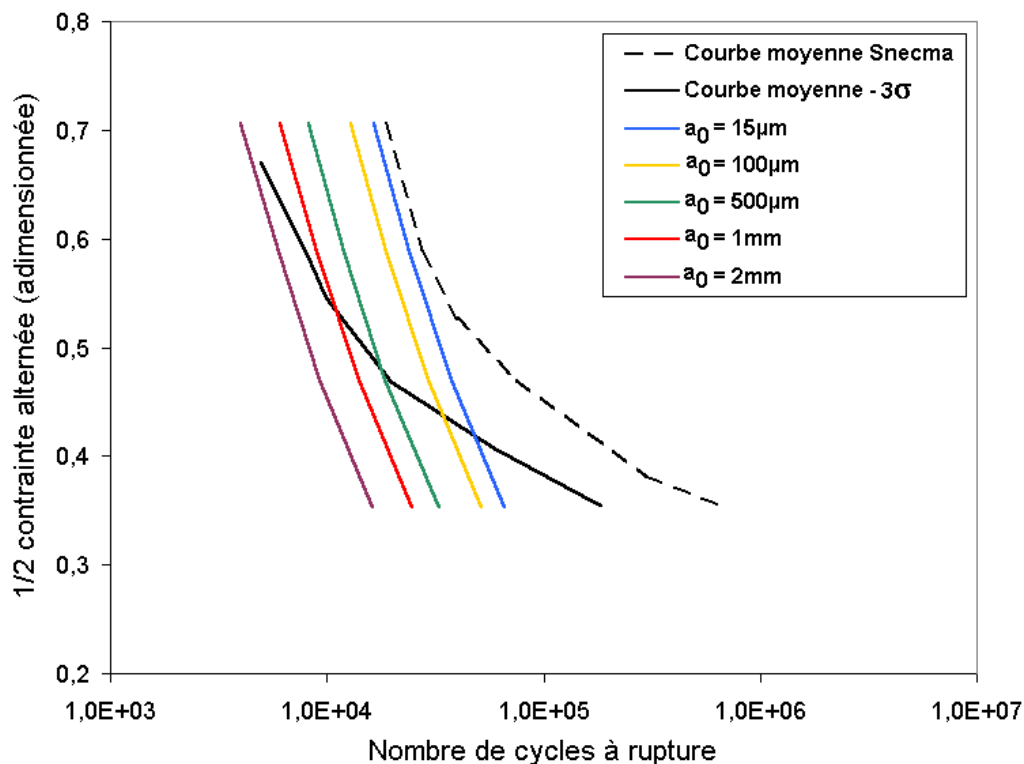


FIG. 5.14 – Comparaison des durées de vie expérimentales et proposées par le modèle

On constate sur la figure 5.14 que, lorsque la longueur de fissure a_0 est proche des dimensions des macrozones, le modèle propose des nombres de cycles de propagation cohérents avec les données expérimentales. En revanche, les nombres de cycles de propagation à partir de longueurs de 15 ou 100 μm sont aberrants par rapport aux données expérimentales. En-dessous de 500 μm la fissure est donc bien dans un régime de fissure courte et reste en phase d'amorçage.

Les macrozones constituent donc bien l'échelle pertinente du problème posé.

5.4.2 Durées de vie d'éprouvettes lisses

Les modèles d'amorçage et de propagation présentés ci-dessus permettent d'estimer la durée de vie d'une éprouvette si l'orientation cristallographique de la macrozone où se situe l'amorçage est connue. Afin d'évaluer la validité de ces modélisations, nous avons tenté d'estimer une durée de vie minimale pour les éprouvettes lisses, en considérant qu'à leur surface il se trouve au moins une macrozone dont l'orientation cristallographique est favorable à un amorçage précoce. Pour favoriser au maximum le glissement et donc l'amorçage, le facteur de Schmid de cette macrozone doit donc être maximal et valoir 0,5. Si Σ est le chargement macroscopique, le glissement basal ou prismatique vaut alors $\Sigma/2$; il est alors possible d'estimer le nombre de cycles nécessaires à l'amorçage et la propagation d'une fissure.

Les durées de vie proposées par le modèle ont été confrontées aux données expérimentales. Les résultats sont présentés figure 5.15 sous la forme de courbes de durées de vie.

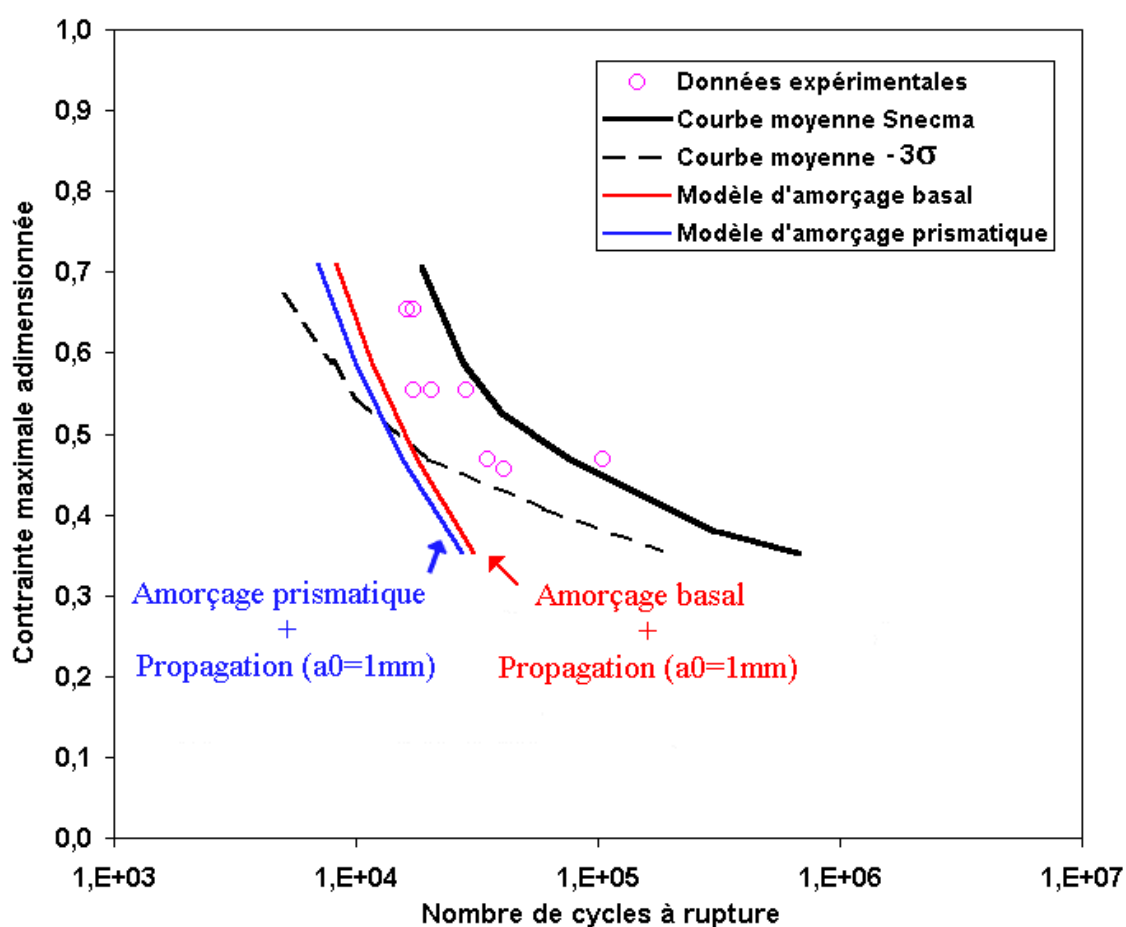


FIG. 5.15 – Comparaison des durées de vie expérimentales et proposées par le modèle

La figure 5.15 compare les durées de vie (nombre de cycles à rupture en fonction de la sollicitation imposée) fournies par les différentes bases expérimentales et les modèles précisés ci-dessous :

- Des 'Données expérimentales' correspondant à des essais de fatigue réalisés sur éprouvettes lisses avec un rapport de déformation $\varepsilon_{min}/\varepsilon_{max}$ nul (Le matériau de ces éprouvettes est celui étudié dans cette thèse, c'est-à-dire qu'elles ont été prélevées dans un disque fan près des alvéoles de fixation des aubes.),
- Les courbes 'Moyenne' et 'Moyenne - 3σ', correspondant respectivement à la moyenne et à la moyenne diminuée de 3 écarts types, issues de la base de données Snecma sur le Ti-6Al-4V des

- disques fans,
- La courbe du modèle de propagation (sans amorçage),
 - Les courbes de durées de vie proposées par le modèle en considérant un amorçage basal ou prismatique (amorçage + propagation).

On constate sur le graphe présenté figure 5.15 que la durée de vie minimale proposée par les modèles est en accord avec les données expérimentales. Cela prouve que la taille de la macrozone est un paramètre important dans le processus de fissuration.

Toutefois, dans le cas des durées de vie faibles, nous avons postulé que le facteur de Schmid pouvait être maximal pour les deux systèmes de glissement basal et prismatique, et donc que les orientations cristallographiques du disque fan étaient aléatoires. Or il est quasiment certain que la répartition des orientations des macrozones n'est pas équi-probable. C'est sans doute ce qui explique les écarts entre la durée de vie minimale proposée par le modèle et les données expérimentales.

On peut conclure de cette confrontation modèle-expérience que les modèles d'amorçage et de propagation prévoient des durées de vie en accord avec les données expérimentales. Améliorer la connaissance de la répartition des orientations cristallographiques des macrozones permettrait sans doute de mieux comprendre les courbes de durées de vie minimale et surtout la dispersion des données expérimentales.

5.4.3 Modèle prédictif en présence d'une entaille

Une autre validation du modèle a été réalisée en étudiant post-mortem plusieurs éprouvettes entaillées. Dans un souci d'économie de temps, nous avons choisi d'utiliser des essais menés par le Département Matériaux et Procédés de Snecma sur des éprouvettes entaillées (K_t de 2) de Ti-6Al-4V provenant d'aubes fans.

Nous avons choisi quatre paires d'éprouvettes de cette campagne d'essais, en essayant de sélectionner, pour un même niveau de sollicitation, une éprouvette ayant présenté un amorçage précoce et une autre ayant une durée de vie élevée (cf figure 5.16).

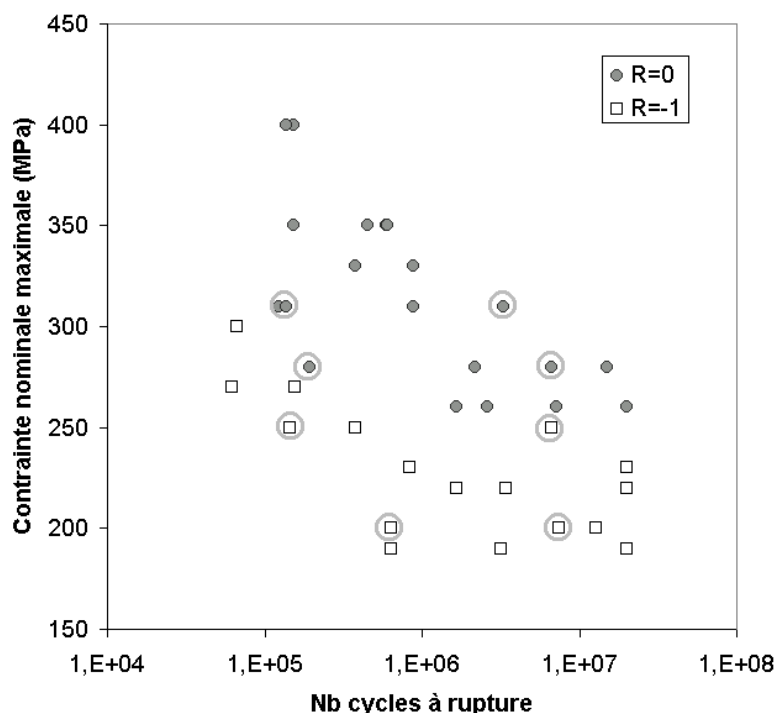


FIG. 5.16 – *Choix des éprouvettes entaillées pour l'étude post-mortem*

Pour chacune de ces 8 éprouvettes entaillées, nous avons :

1. repéré le site d'amorçage sur le faciès de rupture,
2. poli le faciès en prenant garde de n'enlever que le minimum de matière au niveau du site d'amorçage.
3. étudié l'orientation cristallographique de la zone d'amorçage par EBSD, la plage analysée étant l'ordre du mm^2 .
4. calculé les cissions basales et prismatiques en fond d'entaille à l'aide du code de calcul par éléments finis Abaqus.
5. calculé le nombre de cycles nécessaires à l'amorçage et à la propagation à l'aide des modèles présentés précédemment.

Les calculs Abaqus ont été réalisés en considérant $1/8^e$ d'éprouvette axisymétrique entaillée, possédant une macrozone en fond d'entaille, comme l'illustre la figure 5.17. La macrozone a été assimilée à un monocristal de $\text{Ti-}\alpha$ dont les caractéristiques élastiques sont celles proposées par Fisher et Renken (1964). Les propriétés mécaniques du reste de l'éprouvette correspondent à celles du comportement élastique macroscopique du Ti-6Al-4V étudié ($E=119\text{GPa}$, $\nu=0.29$).

Les résultats de ces 8 modélisations et la comparaison avec les durées de vie réelles sont présentés dans le tableau 5.4.3.

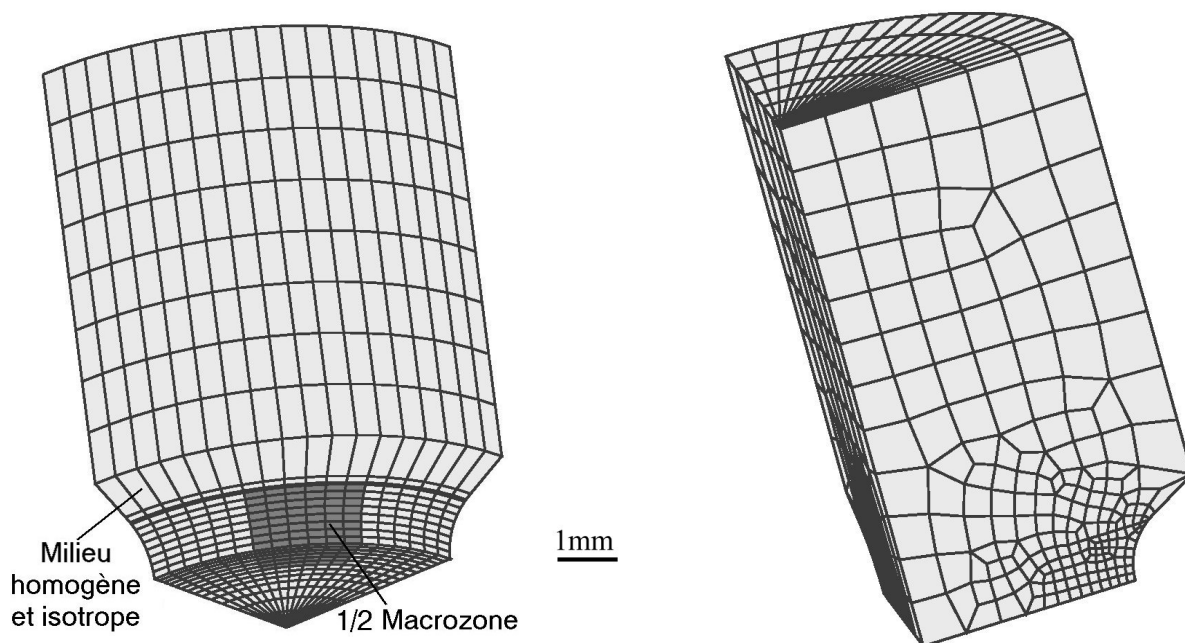


FIG. 5.17 – Maillage utilisé pour le calcul des cissions basales et prismatiques d'une macrozone située en fond d'entaille

Pour chacune des 8 éprouvettes entaillées, les 2 modèles d'amorçage par activation du glissement basal ou prismatique sont testés. Ces deux modèles sont symbolisés respectivement par B et P.

Σ_{mac}^{nom}, R	Orientation		Modèle d'amorçage ^b	Cission $\Delta\tau \cdot \cos\theta$	Densité critique ($\mu\text{m}/\text{mm}^2$)	Prévision de durée de vie ^a		Amorçage prévu ^c	DDV prévue ^d	Expérience $N_r \cdot 10^{-5}$	
	ϕ_1	ϕ_2				$N_a \cdot 10^{-5}$	$N_p \cdot 10^{-5}$				$N_r \cdot 10^{-5}$
310MPa, 0	65	70	Basal	116MPa	8290	4,44	0,17	4,61	Basal	4,61	1,22
			Prismatique	84MPa	∞	∞	0,17	∞	∞	∞	
	-15	90	0	Basal	18MPa	8290	∞	0,17	Aucun	∞	33,1
			Prismatique	47MPa	∞	∞	0,17	∞		∞	
280MPa, 0	10	-45	Basal	147MPa	8330	1,46	0,23	1,69	Basal	1,69	1,92
			Prismatique	77MPa	∞	∞	0,23	∞	∞	∞	
	75	-55	10	Basal	91MPa	∞	∞	0,23	Aucun	∞	66,7
			Prismatique	119MPa	∞	∞	0,23	∞		∞	
250MPa, -1	50	70	Basal	185MPa	8270	0,80	0,32	1,12	Basal	1,12	1,44
			Prismatique	72MPa	∞	∞	0,32	∞	∞	∞	
	-35	60	0	Basal	0MPa	∞	∞	0,32	Aucun	∞	66,6
			Prismatique	0MPa	∞	∞	0,32	∞		∞	
200MPa, -1	25	70	Basal	143MPa	8150	1,58	0,54	2,12	Basal	2,12	6,34
			Prismatique	29MPa	∞	∞	0,54	∞	∞	∞	
	0	90	0	Basal	0MPa	8150	∞	0,54	Aucun	∞	74,8
			Prismatique	0MPa	∞	∞	0,54	∞		∞	

^a Nombre de cycles à l'amorçage N_a , nombre de cycles de propagation N_p et nombre de cycles à rupture N_r

^b Modèle d'amorçage testé : Amorçage par activation du glissement basal (B) ou prismatique (P).

^c Le type d'amorçage prévu par la modélisation est celui prévoyant la durée de vie la plus courte.

^d Durée de vie prévue par les modèles d'amorçage et de propagation.

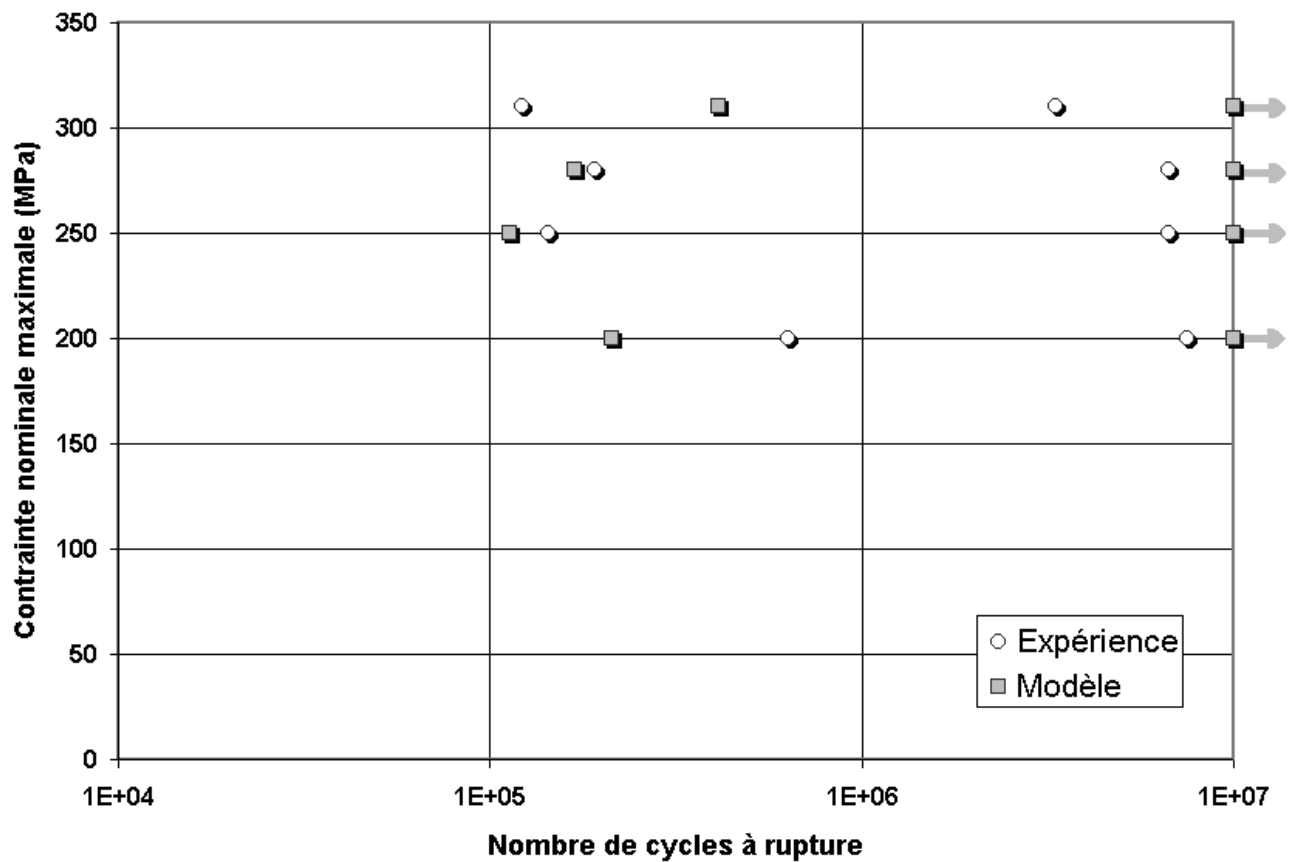


FIG. 5.18 – Résultats de la confrontation entre les durées de vie expérimentales et prédites par le modèle

Conclusions de la confrontation ‘Modèle/Expérience’

Le modèle de fissuration prévoit un amorçage basal dans les 4 éprouvettes ayant eu une durée de vie courte et aucun amorçage (durée de vie infinie) pour les 4 éprouvettes ayant rompu tardivement. On constate un très bon accord entre les nombres de cycles à rupture prévus par le modèle de fissuration et les durées de vie expérimentales. Malgré la simplicité du modèle d’amorçage et des hypothèses sur lesquelles il repose, ce modèle semble décrire de façon tout-à-fait satisfaisante les mécanismes de fissuration en fatigue dans le Ti-6AL-4V étudié.

Conclusions partielles

A partir des observations des mécanismes gouvernant l'amorçage et la propagation des fissures de fatigue, nous avons proposé :

1. une loi d'évolution de la densité de fissuration des macrozones en fonction des cissions basale et prismatique, calculées dans des macrozones assimilées à des monocristaux de $Ti-\alpha$, en considérant une contrainte uniforme.
2. un critère de fin de phase de propagation basé sur une densité de fissuration critique.
3. un modèle de propagation prenant en compte le facteur d'intensité de contrainte de la fissure dans le champ de contrainte complexe de l'entaille.

Enfin, nous avons montré que ces modèles d'amorçage et de propagation fournissaient une bonne compréhension des mécanismes de fissuration en fatigue. Ils permettent en outre de prévoir la durée de vie minimale des éprouvettes lisses, ainsi que la dispersion des durées de vie des éprouvettes entaillées.

CONCLUSIONS

Les deux objectifs principaux de ce travail étaient, d'une part, d'expliquer l'origine de la dispersion des durées de vie des éprouvettes entaillées, et d'autre part, de proposer un modèle de durée de vie basé sur une bonne compréhension des mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue.

L'étude que nous avons menée s'articule autour de 4 thèmes qui sont, la caractérisation du matériau, la compréhension de l'amorçage de fissures de fatigue, l'étude de leur propagation et la prévision de la durée de vie en fatigue.

Tout d'abord, nos travaux ont permis de mettre en évidence, dans le Ti-6Al-4V étudié, l'existence d'une structure fantôme de dimensions millimétriques : *les macrozones*. La caractérisation de cette surstructure a révélé les points suivants :

1. Les macrozones constituent des plages dans lesquelles la phase α présente une orientation privilégiée. Une étude en EBSD a montré l'existence d'orientations secondaires qui correspondent aux variants de Burgers de l'orientation majoritaire.
2. Nous avons également prouvé que les macrozones ont une influence notable sur la réponse mécanique locale du matériau, ainsi que sur les premiers stades de fissuration en fatigue.

Certaines questions concernant les macrozones restent néanmoins en suspens. En effet, même si nous pensons que les macrozones correspondent aux anciens grains β , l'origine et la nature des macrozones n'ont pas été clairement identifiées.

Nous avons donc mené l'étude des mécanismes d'amorçage en tentant de déterminer l'importance des macrozones sur les premiers stades de fissuration en fatigue. Les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

1. La fissuration est très hétérogène à l'échelle des macrozones. On observe de fortes disparités de densité de fissuration d'une macrozone à l'autre. De plus, en raison du caractère cristallographique des macrozones, les fissures sont localement parallèles les unes aux autres ; leur direction commune varie d'une macrozone à l'autre.
2. Les fissures formées sont parallèles à l'intersection de la surface de l'éprouvette avec le plan de base ou l'un des plans prismatiques de la phase α . Le calcul des facteurs de Schmid et les observations expérimentales permettent de conclure que les premiers stades de fissuration sont liés à l'activation et la localisation du glissement basal ou prismatique. Un modèle basé sur le calcul des facteurs de Schmid permet de déterminer le mécanisme d'amorçage de la macrozone (glissement basal ou prismatique).
3. Des calculs par éléments finis nous permettent de penser que les effets de voisinage entre macrozones peuvent être négligés en fond d'entaille.

L'étude des premiers stades de propagation de fissures de fatigue a mis en évidence les points suivants :

1. La phase de propagation des fissures fait intervenir deux mécanismes distincts : la coalescence et la propagation 'pure'.
2. Les macrozones n'ont pas d'influence sur la phase de propagation 'pure', qui s'apparente à un régime de fissure courte, lorsque les fissures ont une taille inférieure à celle de la macrozone. Les interfaces entre macrozones constitueraient donc la principale barrière microstructurale au sens de Miller (1993).
3. L'importance du mécanisme de coalescence peut varier de façon importante d'une macrozone à l'autre. Ces différences sont à l'origine des hétérogénéités de fissuration entre macrozones. Le rôle joué par la coalescence dépend de la densité d'amorçage dans la macrozone, et donc de son orientation cristallographique.
4. Des observations expérimentales et des calculs de propagation confirment que la propagation d'une fissure en fond d'entaille suit la loi de Paris, sous réserve d'un calcul approprié du facteur d'intensité des contraintes.

Enfin, l'ensemble des observations expérimentales des mécanismes d'amorçage et de propagation nous a permis de proposer :

- un modèle d'amorçage en fatigue basé sur un calcul de cission résolue basale et prismatique et sur la notion de densité de fissuration critique.
- un modèle de propagation dans le champ de contraintes complexe d'une entaille.

Nous avons montré que les estimations de durées de vie proposées par notre modèle sont en accord avec les données expérimentales, tant dans le cas d'éprouvettes lisses que d'éprouvettes entaillées. Cela prouve à notre avis que l'échelle pertinente du problème posé est bien celle des macrozones.

PERSPECTIVES

Une grande partie des perspectives de ce travail réside dans les améliorations qu'il serait souhaitable d'apporter au modèle d'amorçage. On peut citer les différents axes suivants :

- L'absence de prise en compte de la contrainte normale à la fissure constitue l'un des aspects les plus simplificateurs du modèle d'amorçage. Une étude complémentaire basée sur des essais réalisés à différents rapports de charge (R de 0, 0.7, -1) permettrait de déterminer l'importance de la contrainte normale par rapport à celle de la contrainte de cisaillement.
- Des observations en microscopie à transmission permettraient de déterminer avec une meilleure précision les cissions critiques basale et prismatique, au-delà desquelles le glissement est activé dans le domaine de micro-plasticité.
- Il serait intéressant de réaliser, sur un matériau possédant une texture macroscopique, des essais au cours desquels seraient évaluées la densité de fissuration et les cissions basales et prismatiques. Cela permettrait d'étudier un plus grand nombre d'orientations cristallographiques et de tester certaines configurations 'critiques', comme celles pour lesquelles il y aurait compétition entre le glissement basal et le glissement prismatique.
- Il manque à notre modèle une donnée clé : la distribution des orientations cristallographiques des macrozones du disque fan. Les paramètres de notre modèle ont en effet été identifiés sur une quantité limitée de résultats expérimentaux. Cela s'explique par les temps d'acquisition des données expérimentales pour déterminer les orientations cristallographiques des macrozones (~ 12 h par macrozone). Les moyens expérimentaux classiques (rayons X, EBSD) sont assez peu adaptés à une étude statistique des orientations des macrozones. D'autres méthodes telles que les neutrons pourraient peut-être permettre d'avoir accès à des informations statistiques à l'échelle des macrozones.

Parmi les perspectives de ce travail, on peut également citer des modifications du matériau lui-même. Une meilleure compréhension du traitement thermo-mécanique, à l'échelle des macrozones, pourrait éventuellement permettre de réduire la taille des macrozones et donc d'augmenter ainsi la durée de vie du matériau.

On peut également imaginer un traitement thermo-mécanique permettant de contrôler les orientations des macrozones pour améliorer la résistance vis-à-vis de la fissuration en fatigue.

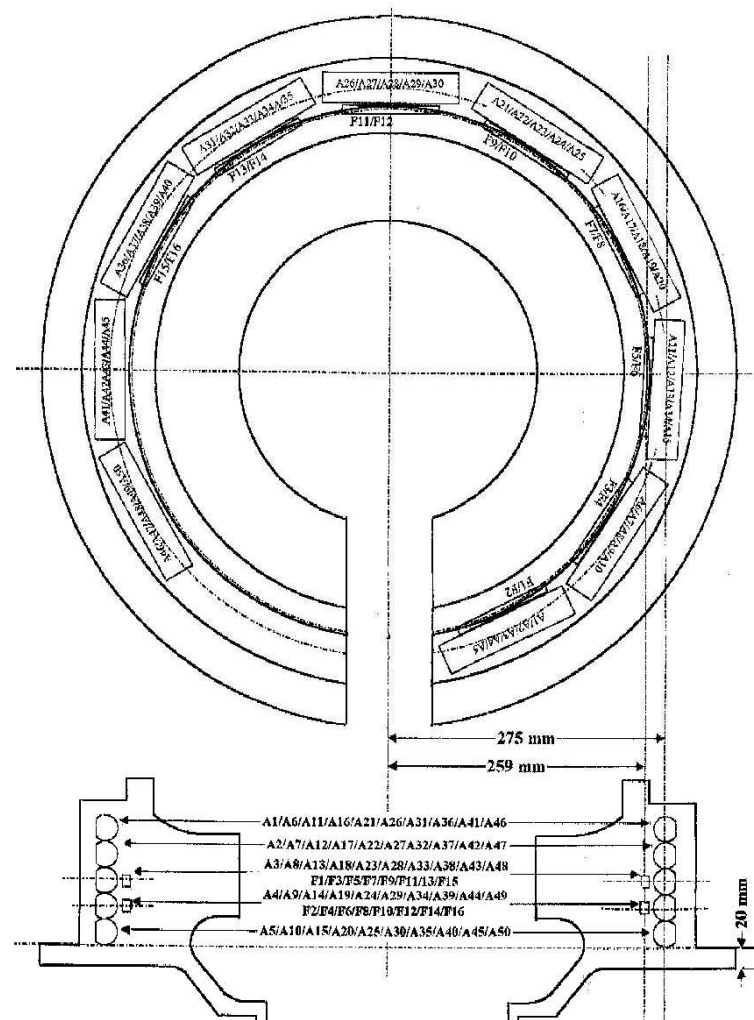
Table des matières

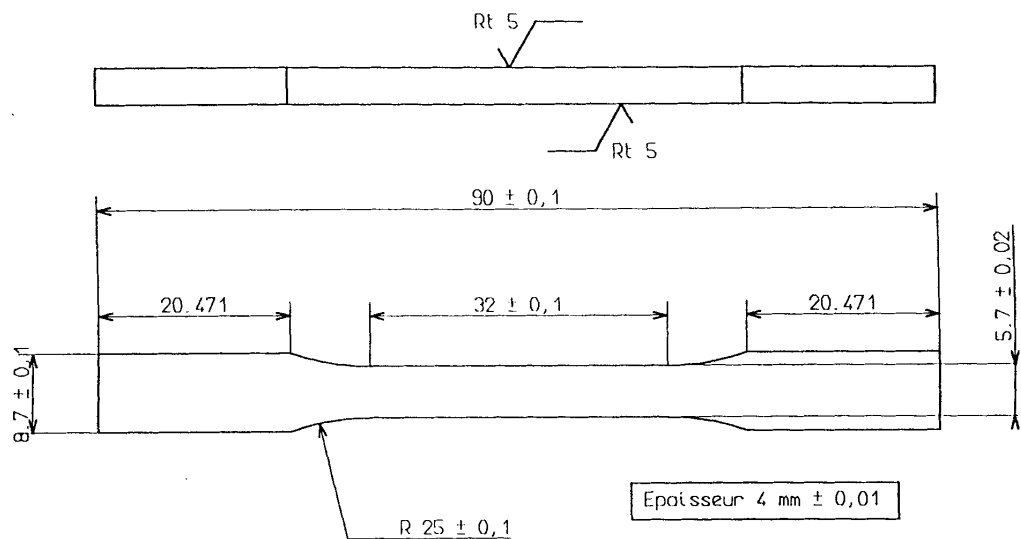
A	EPROUVETTES UTILISÉES	107
A.1	Plan de prélèvement des éprouvettes planes et axisymétriques	107
A.2	Éprouvettes de flexion	108
A.3	Éprouvettes axisymétriques lisses	108
A.4	Éprouvettes axisymétriques entaillées de $kt=1,5$	109
A.5	Éprouvettes axisymétriques entaillées de $kt=2$	109
A.6	Éprouvettes de traction in situ (MEB)	110
B	2^e IDENTIFICATION DU COMPORTEMENT CYCLIQUE	111
B.1	Présentation du modèle	111
B.2	Méthode expérimentale	112
B.3	Résultats de l'identification du comportement	114
B.3.1	Essai 1	114
B.3.2	Essai 2	117
B.3.3	Essai 3	119
B.3.4	Conclusions sur la modélisation	121
C	ANNEXES À L'ÉTUDE DE L'AMORÇAGE	122
C.1	Analyse EBSD des orientations principales et secondaires de macrozones	122
C.2	Analyse en rayons X des orientations des macrozones étudiées au cours du chapitre 3	123
C.3	Hypothèse d'égalité entre la contrainte locale et la contrainte macroscopique	138
C.4	Calcul des facteurs de Schmid	141
D	ANNEXES DE L'ÉTUDE DE PROPAGATION EN FATIGUE	142
D.1	Influence des macrozones sur le faciès de rupture	142
D.2	Suivi de la fissuration sur une éprouvette mince	144
D.3	Courbes de propagation	145
E	COMPLÉMENTS SUR LA TECHNIQUE DE PHOTOÉLASTICIMÉTRIE	162

Annexe A

EPROUVETTES UTILISÉES

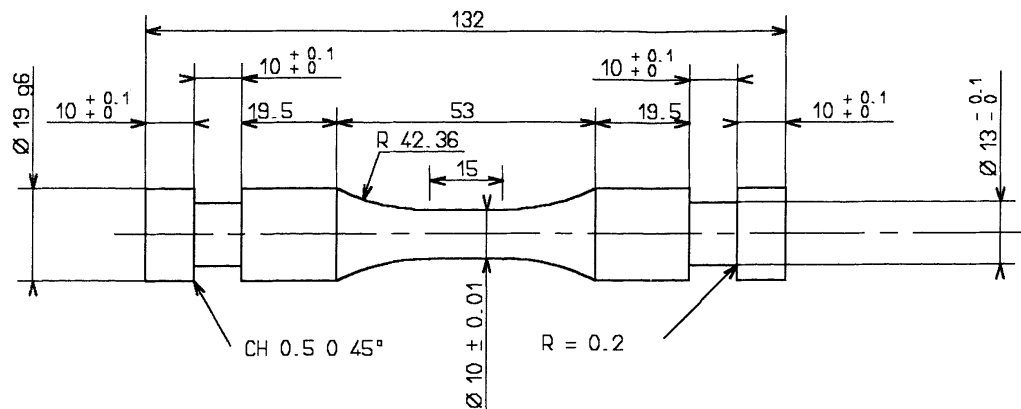
A.1 Plan de prélèvement des éprouvettes planes et axisymétriques





A.2 Eprouvettes de flexion

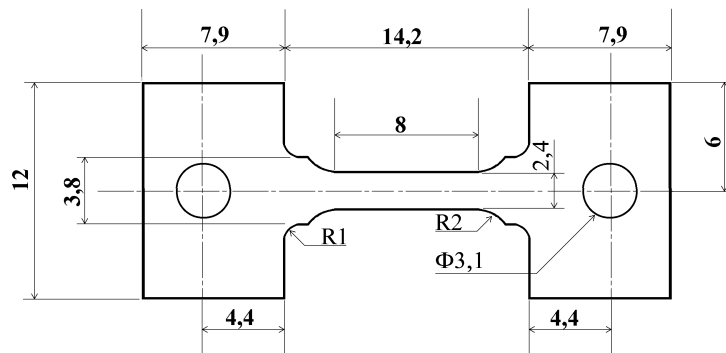
A.3 Eprouvettes axisymétriques lisses



Remarque

Cette géométrie d'éprouvette axisymétrique lisse a été employée pour l'étude du comportement cyclique, au cours de laquelle peu de cycles ont été réalisés. Pour l'étude de la fissuration en fatigue, le diamètre de la section utile a été diminué à 7 mm, en raison d'une très forte sensibilité à l'entaille, qui provoquait des ruptures dans les têtes des éprouvettes.

A.6 Eprouvettes de traction in situ (MEB)



Annexe B

2^e IDENTIFICATION DU COMPORTEMENT CYCLIQUE

B.1 Présentation du modèle

Le modèle utilisé pour décrire le comportement en fatigue est élastoviscoplastique, du type de ceux développés par Lemaitre et Chaboche (?) :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_v = \left(\frac{\langle f \rangle}{K} \right)^n \text{sg}(\sigma - X) \\ f = |\sigma - X| - R_v \\ \text{sg}(a) = \frac{|a|}{a} \end{cases}$$

où f représente la surface de charge.

On définit de la façon suivante l'érouissage isotrope non linéaire qui décrit le durcissement ou l'adoucissement cyclique :

$$\begin{cases} R_v = R_0 + Q(1 - e^{-bv}) \\ \dot{v} = |\dot{\varepsilon}_v| \end{cases}$$

Le modèle d'érouissage cinématique est le suivant :

$$\begin{cases} X = X_1 + X_2 + X_3 \\ X_1 = C_1 \alpha_1 \\ X_2 = C_2 \alpha_2 \\ X_3 = H \varepsilon_p \end{cases}$$

où α_1 et α_2 sont tels que :

$$\begin{cases} \dot{\alpha}_1 = \dot{\varepsilon}_v - D_1 \alpha_1 \dot{v} \\ \dot{\alpha}_2 = \dot{\varepsilon}_v - D_2 \alpha_2 \dot{v} \end{cases}$$

Une variante de la définition de la surface de charge a été utilisée, de façon à mieux modéliser l'élargissement de la surface de charge observé expérimentalement au cours du cyclage :

$$F = f + \frac{1}{2} \frac{D_1}{C_1} X_1^2 + \frac{1}{2} \frac{D_2}{C_2} X_2^2$$

D'après le modèle utilisé, on obtient en traction monotone :

$$\sigma = R_v + K \dot{\varepsilon}_v^{1/n} + X$$

ou, dans le cas de l'utilisation de la variante de la définition de la surface de charge, :

$$\sigma = R_v - \frac{1}{2} \frac{X_2}{C_2/D_2} + K \dot{\varepsilon}_v^{1/n} + X$$

Les coefficients du modèle de comportement ont été identifiés grâce au logiciel SiDoLo, dont le principe consiste à minimiser une fonction de coût déterminée à partir des écarts entre les données expérimentales et les données calculées.

B.2 Méthode expérimentale

Afin d'identifier le comportement macroscopique, des essais de traction-compression à déformation totale imposée ont été menés sur des éprouvettes lisses (cf plan en annexes).

L'accent a été mis sur deux aspects: l'effet de vitesse et l'influence des temps de maintien à déformation constante, qui permettent de rendre compte de ce qui se produit au cours d'un vol et de la pose de répliques.

Deux types d'essais ont été menés, les uns ayant été conduits avec des fréquences variant en cours d'essai (FIG. B.1), les autres avec des fréquences constantes (FIG. B.2). Tous les essais sont composés d'une succession de "phases" constituées de cycles de fatigue à $R=-1$ et, éventuellement, de temps de maintien à une déformation constante.

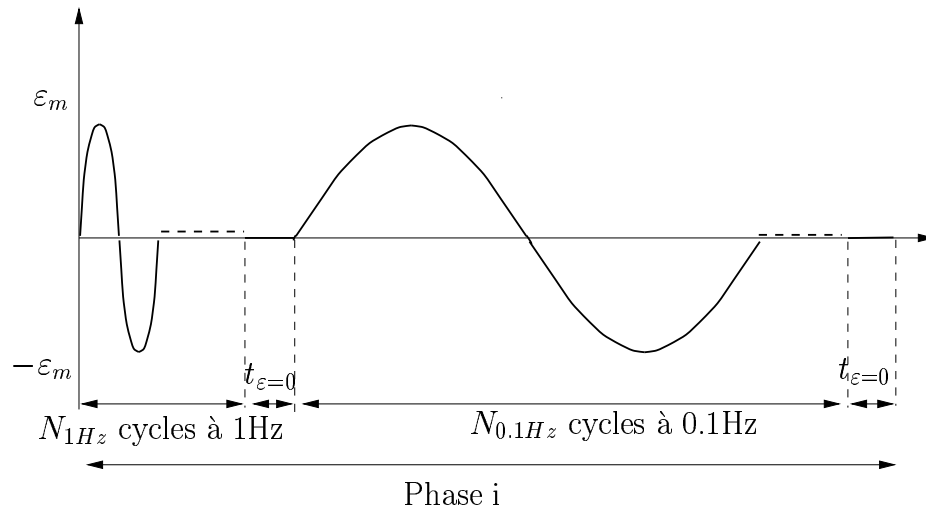
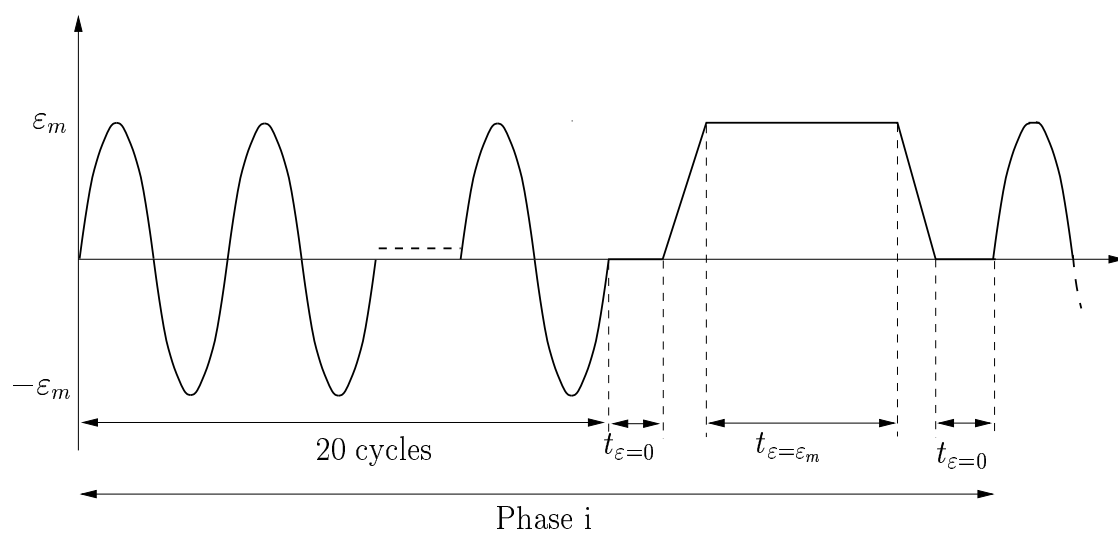


FIG. B.1 – Essais à fréquence variable

FIG. B.2 – *Essais à fréquence constante*

Le déroulement de chacun des essais est le suivant :

Essai 1 (fréquence variable)

	ε_m	$t_{\varepsilon=0}$	N_{1Hz}	$N_{0.1Hz}$
Phase 1	0.8%	0s	15	2
Phase 2	1.1%	0s	15	2
Phase 3	1.3%	0s	15	2
Phase 4	1.5%	0s	15	2
Phase 5	1.7%	0s	15	2
Phase 6	1.9%	0s	15	2
Phase 7	2.0%	0s	15	2

Essai 2 (fréquence constante)

	f	ε_m	$t_{\varepsilon=0}$	$t_{\varepsilon=\varepsilon_m}$
Phase 1	0.1Hz	0.9%	0s	120s
Phase 2	0.1Hz	1.1%	0s	120s
Phase 3	0.1Hz	1.3%	0s	120s
Phase 4	0.1Hz	1.5%	0s	120s

Essai 3 (fréquence constante)

	f	ε_m	$t_{\varepsilon=0}$	$t_{\varepsilon=\varepsilon_m}$
Phase 1	1Hz	1.5%	10s	12min
Phase 2	1Hz	1.5%	10s	8min
Phase 3	1Hz	1.5%	10s	2min

B.3 Résultats de l'identification du comportement

B.3.1 Essai 1

L'essai 1 a consisté en une succession de phases composées de 15 cycles à 1Hz, puis de 2 autres à 0.1Hz, avec une déformation maximale constante dans chacune des phases et croissante d'une phase à la suivante.

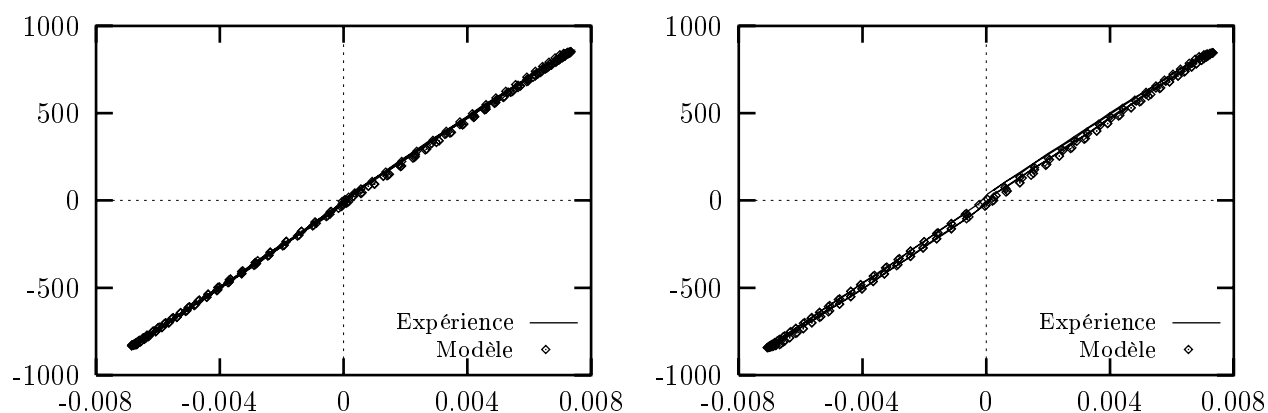
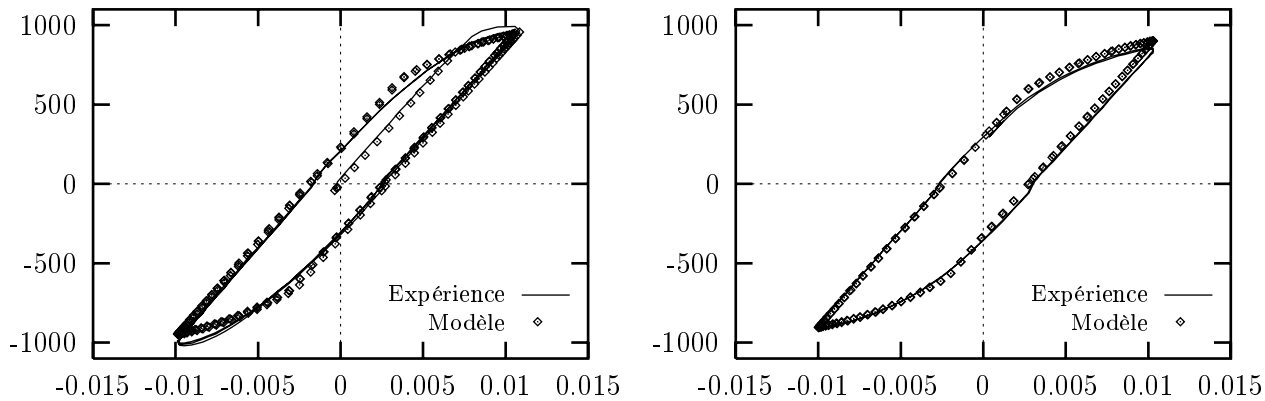
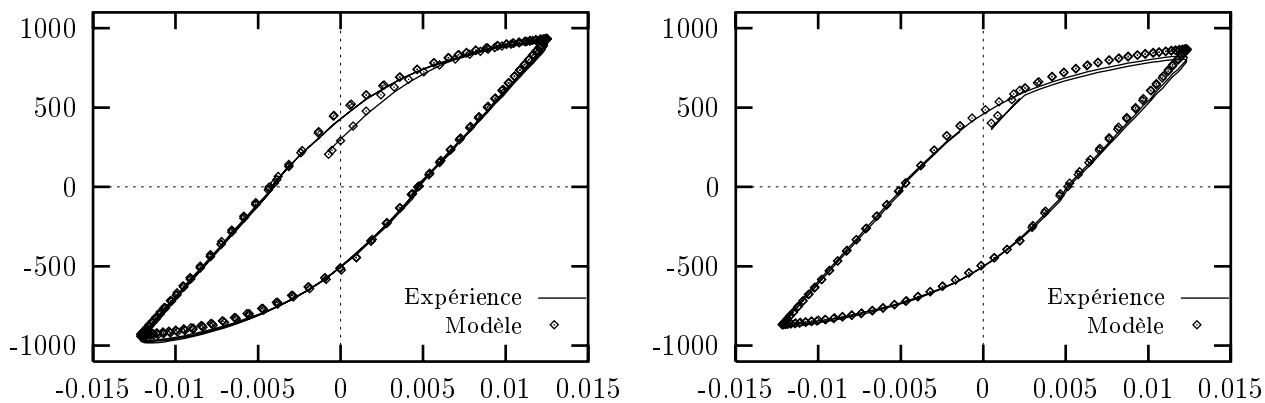
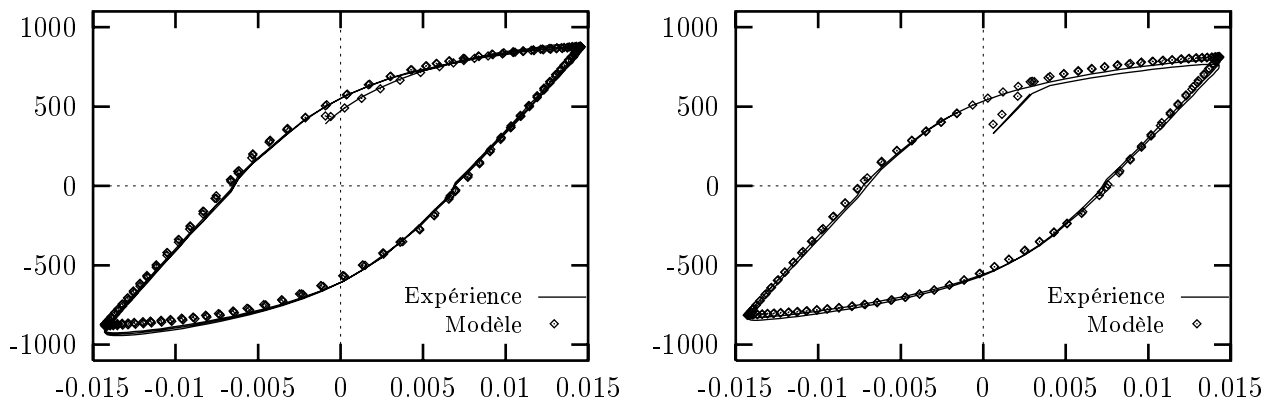
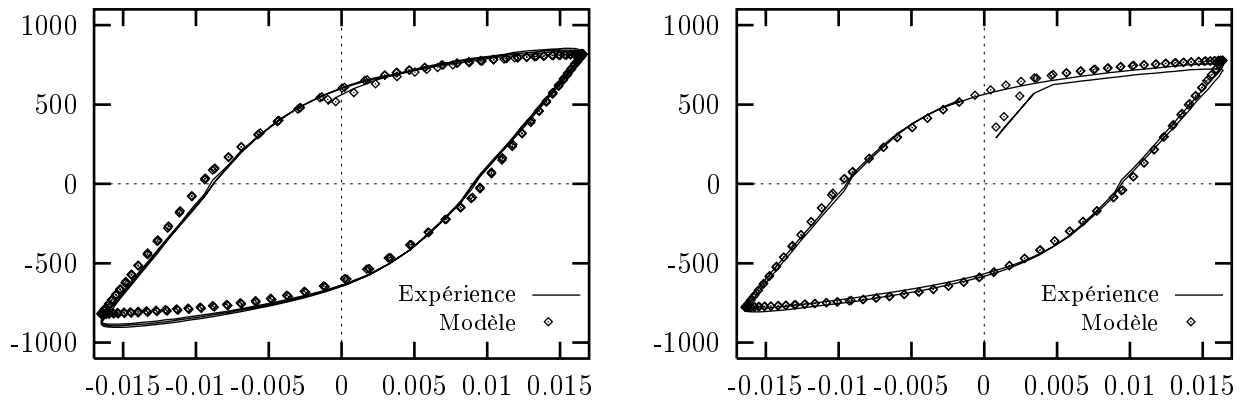
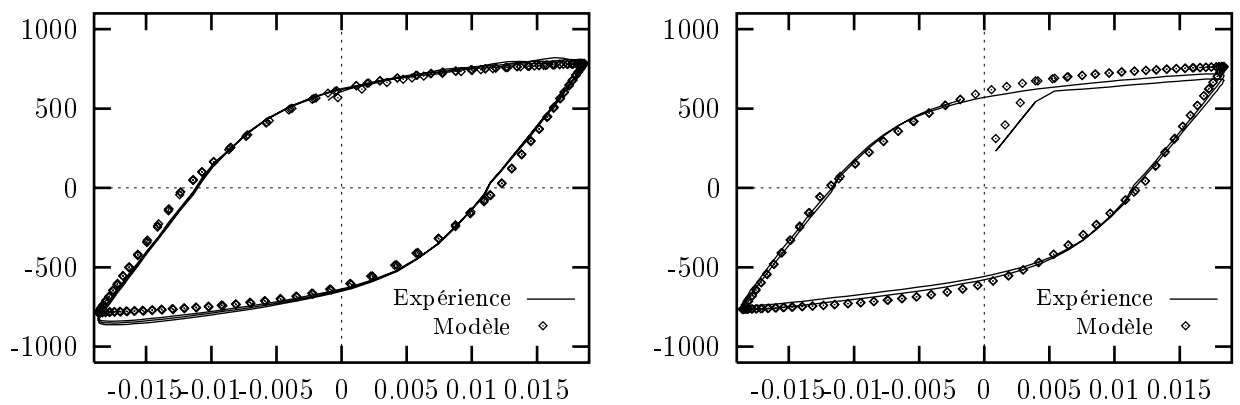


FIG. B.3 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase1)

FIG. B.4 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase2)FIG. B.5 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase3)FIG. B.6 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase4)

FIG. B.7 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase5)FIG. B.8 – σ (MPa) vs ε , 1Hz et 0.1Hz (Essai1,phase6)

B.3.2 Essai 2

Cet essai est composé d'une succession de phases de cyclage à 0.1Hz et à ε_m constant et de temps de maintien à ε nul.

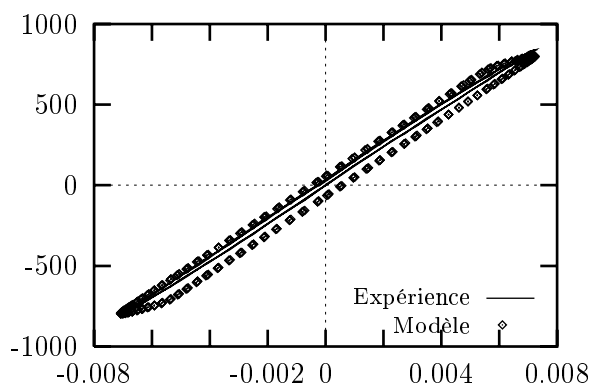


FIG. B.9 – σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase1)

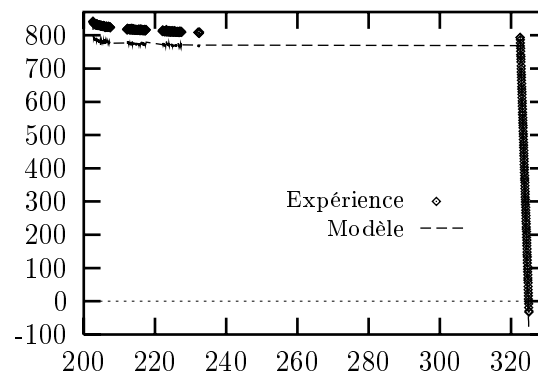


FIG. B.10 – σ (MPa) vs temps(s), $\varepsilon = 0$

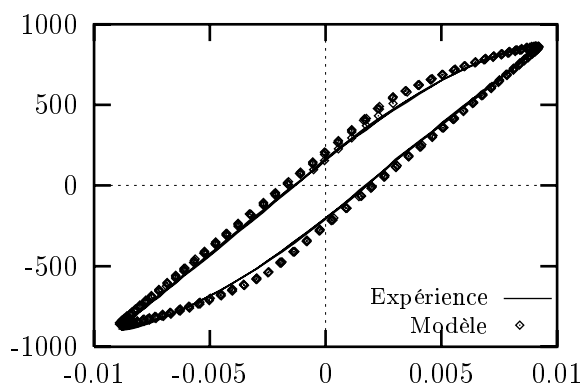


FIG. B.11 – σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase2)

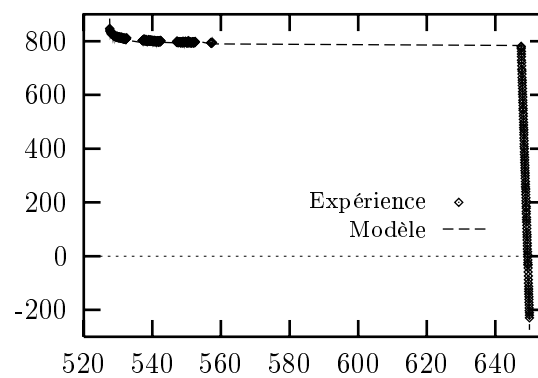
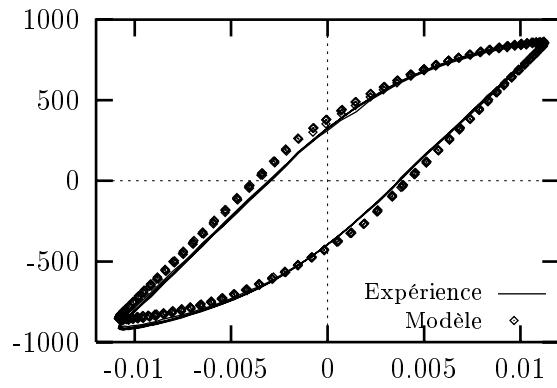
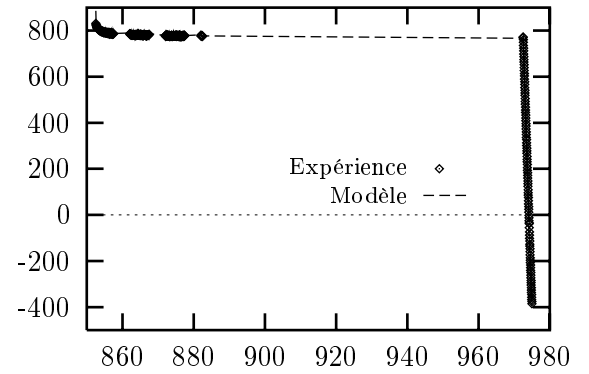
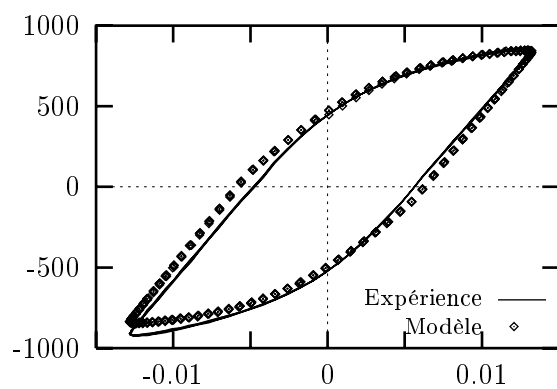
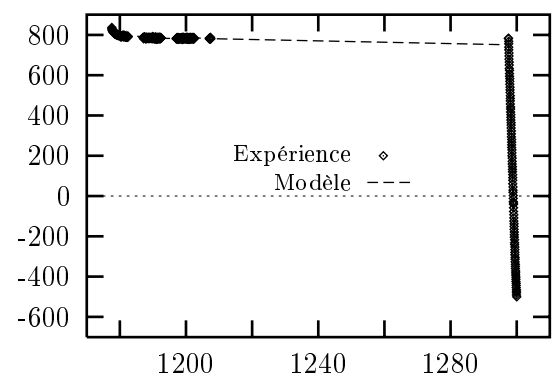


FIG. B.12 – σ (MPa) vs temps(s), $\varepsilon = 0$

FIG. B.13 – σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase3)FIG. B.14 – σ (MPa) vs temps(s), $\varepsilon = 0$ FIG. B.15 – σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase4)FIG. B.16 – σ (MPa) vs temps(s), $\varepsilon = 0$

B.3.3 Essai 3

Les phases de cet essai sont composées de :

- 20 cycles à 1Hz à ε_m constant,
- un maintien à $\varepsilon = 0$ pendant 10s,
- une période de relaxation à $\varepsilon = \varepsilon_m$ pendant plusieurs minutes,
- un nouveau maintien à $\varepsilon = 0$ pendant 10s.

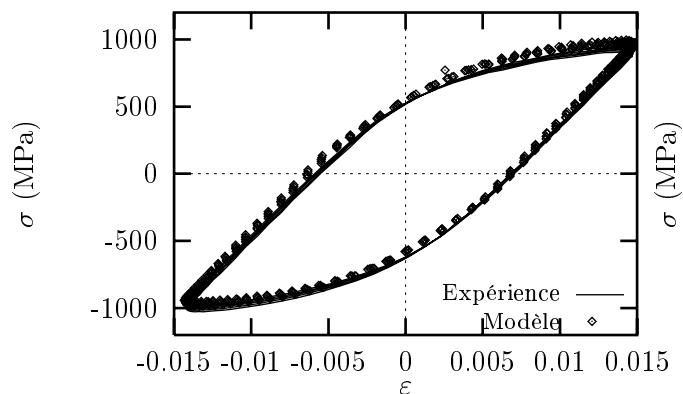


FIG. B.17 - σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase 1)

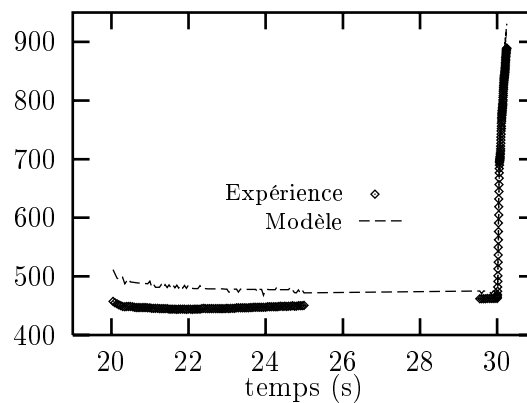


FIG. B.18 - σ (MPa) vs ε , $\varepsilon = 0$ puis 1.5%

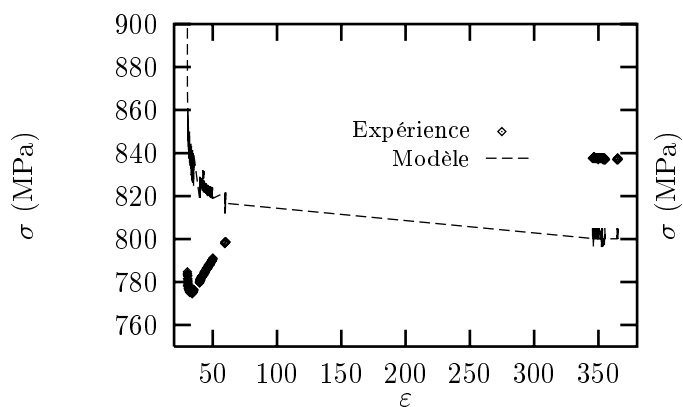


FIG. B.19 - σ (MPa) vs ε , relaxation

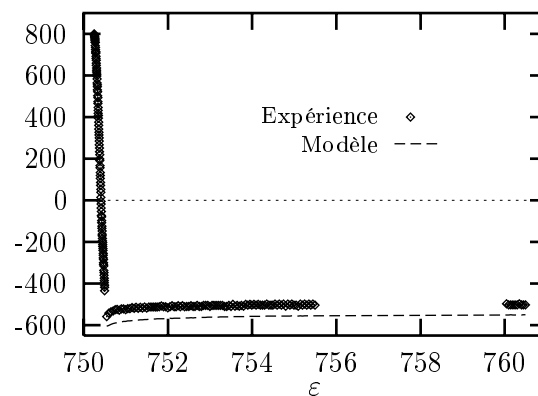


FIG. B.20 - σ (MPa) vs ε , $\varepsilon = 1.5\%$ puis 0

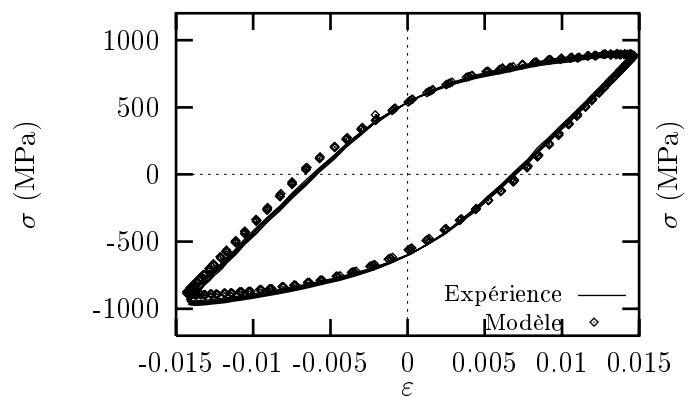


FIG. B.21 - σ (MPa) vs ϵ , 1Hz (phase2)

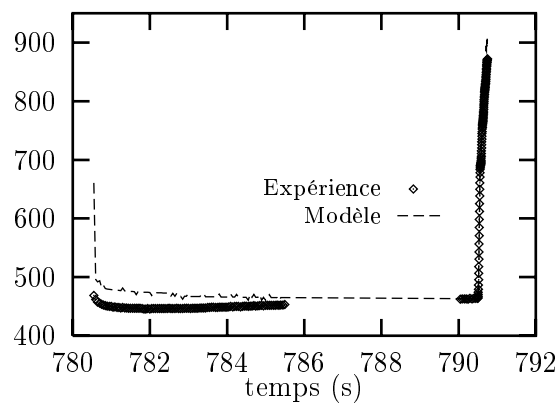


FIG. B.22 - σ (MPa) vs ϵ , $\epsilon = 0$ puis 1.5%

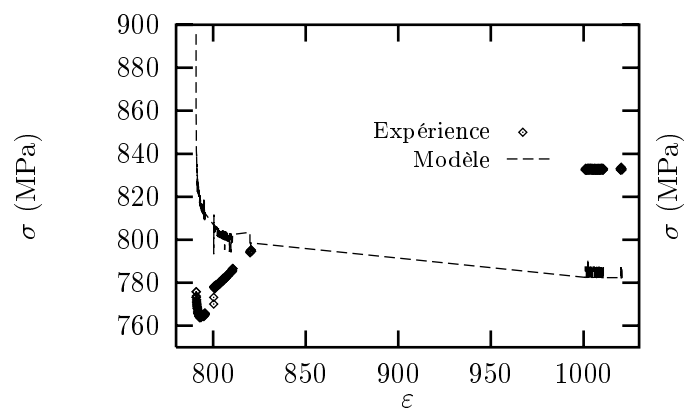


FIG. B.23 - σ (MPa) vs ϵ , relaxation

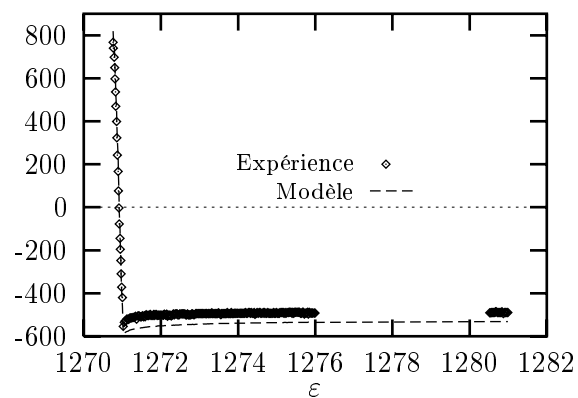
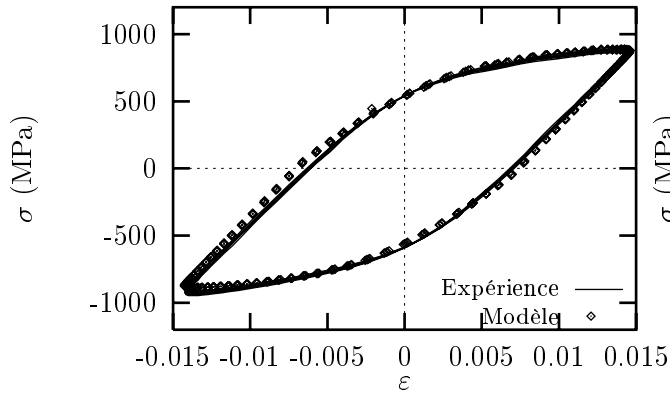
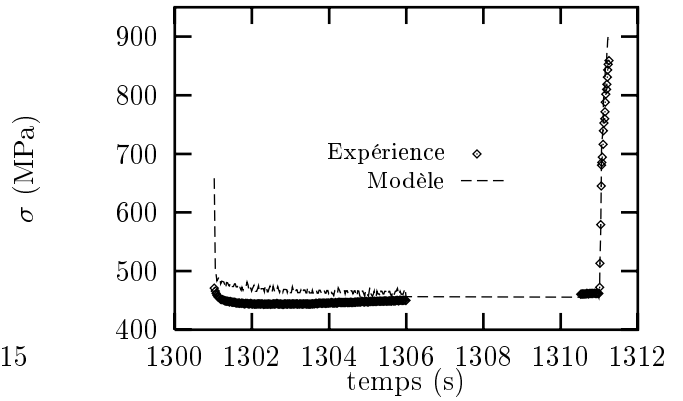
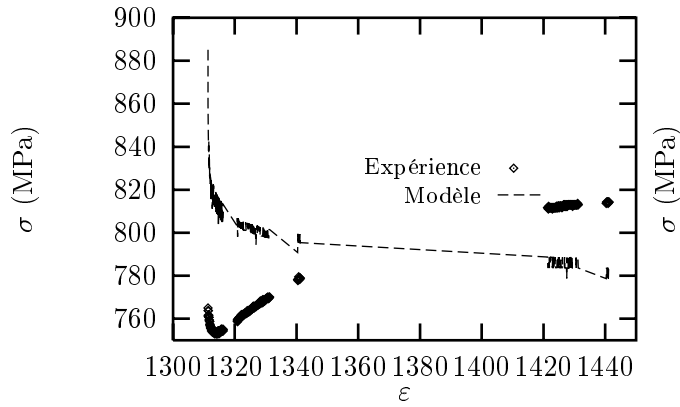
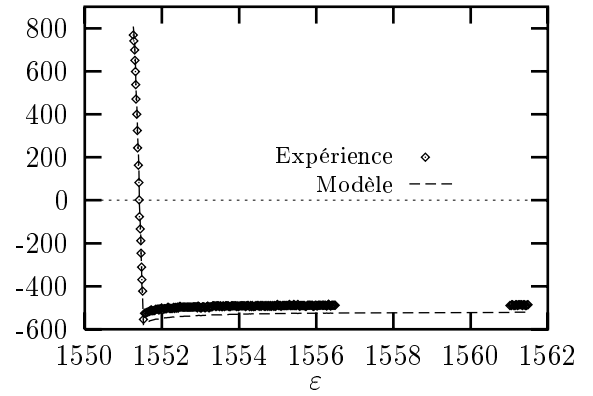


FIG. B.24 - σ (MPa) vs ϵ , $\epsilon = 1.5\%$ puis 0

FIG. B.25 – σ (MPa) vs ε , 1Hz (phase3)FIG. B.26 – σ (MPa) vs ε , $\varepsilon = 0$ puis 1.5%FIG. B.27 – σ (MPa) vs ε , relaxationFIG. B.28 – σ (MPa) vs ε , $\varepsilon = 1.5\%$ puis 0

B.3.4 Conclusions sur la modélisation

L'identification des paramètres du comportement semble satisfaisante. La restauration observée au cours des essais effectués à 1Hz n'est pas prise en compte. La modélisation des essais les plus lents est donc meilleure que ceux dont la fréquence est de 1Hz.

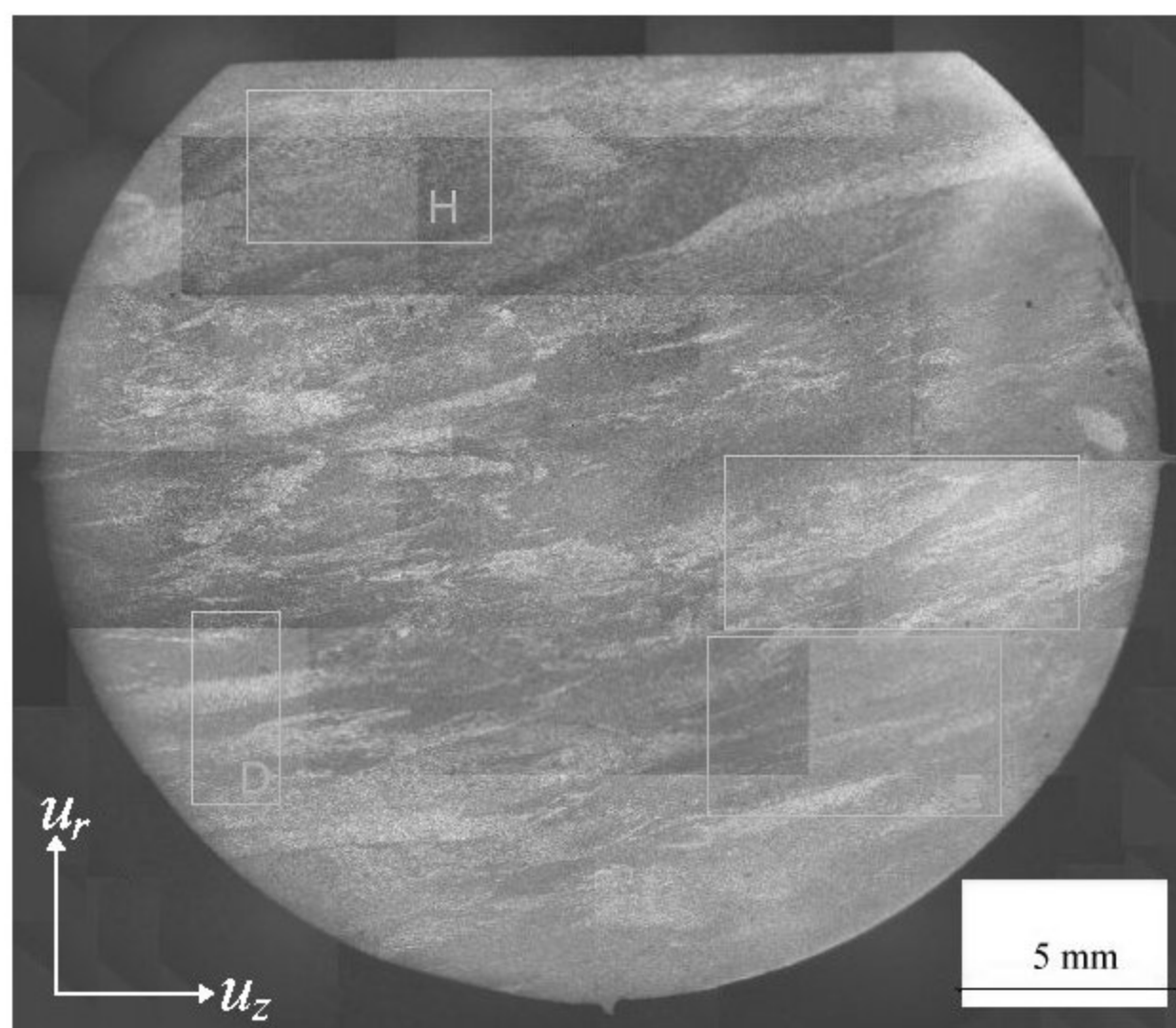
Les coefficients identifiés avec SiDoLo sont les suivants :

Coefficients de Norton	K	233 MPa
	n	8.8
Ecrouissage isotrope	R_0	672 MPa
	Q	-206 MPa
	b	4.0
Ecrouissage cinématique	C_1	70180 MPa
	D_1	257 MPa
	C_2	22600 MPa
	D_2	59 MPa
	H	1410 MPa

Annexe C

ANNEXES À L'ÉTUDE DE L'AMORÇAGE

C.1 Analyse EBSD des orientations principales et secondaires de macrozones



Emplacement des zones D, E, H et G étudiées en EBSD.

C.2 Analyse en rayons X des orientations des macrozones étudiées au cours du chapitre 3

Les orientations présentées les pages suivantes ont été obtenues par analyse en rayons X. Les 14 macrozones présentées sont celles dont les densités de fissuration, les cissions basale et prismatique ont été évaluées. Ces macrozones appartiennent à des éprouvettes sollicitées en flexion cyclique. La numérotation adoptée est la même que celle du chapitre consacré à l'amorçage (cf. chapitre 3); les macrozones 13 et 14 sont les deux macrozones dont la densité de fissuration est nulle.

Les orientations des figures de pôles par rapports aux axes du disque fan et à ceux de l'éprouvettes, sont présentés figure C.1.

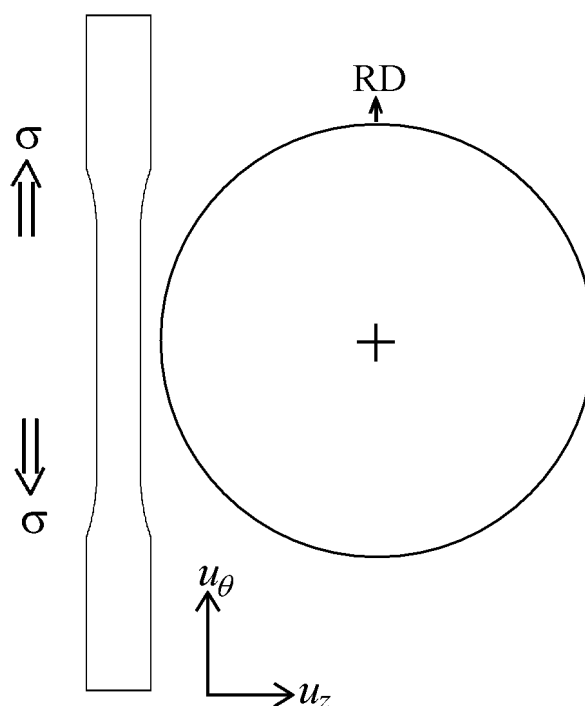


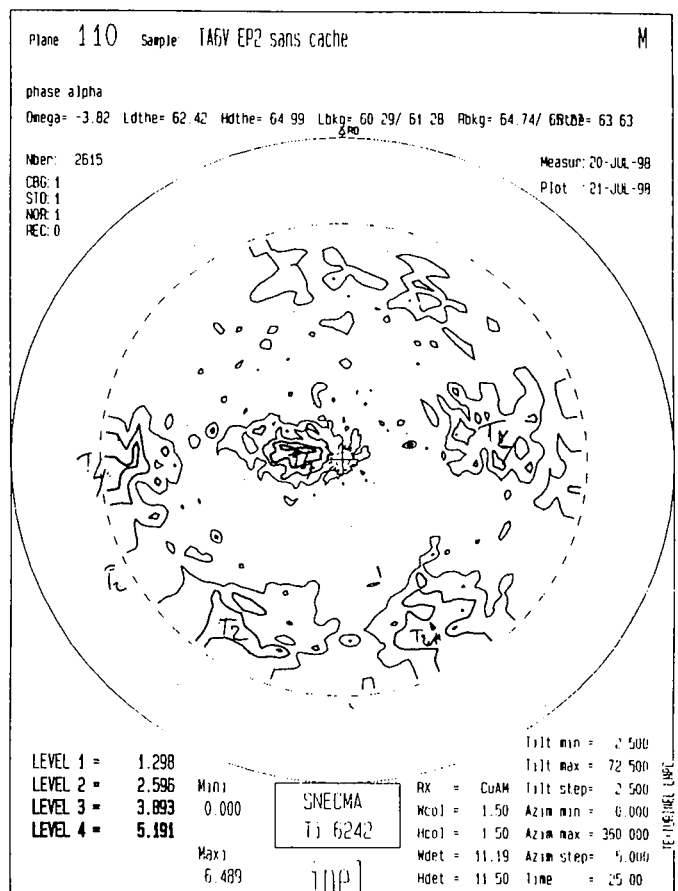
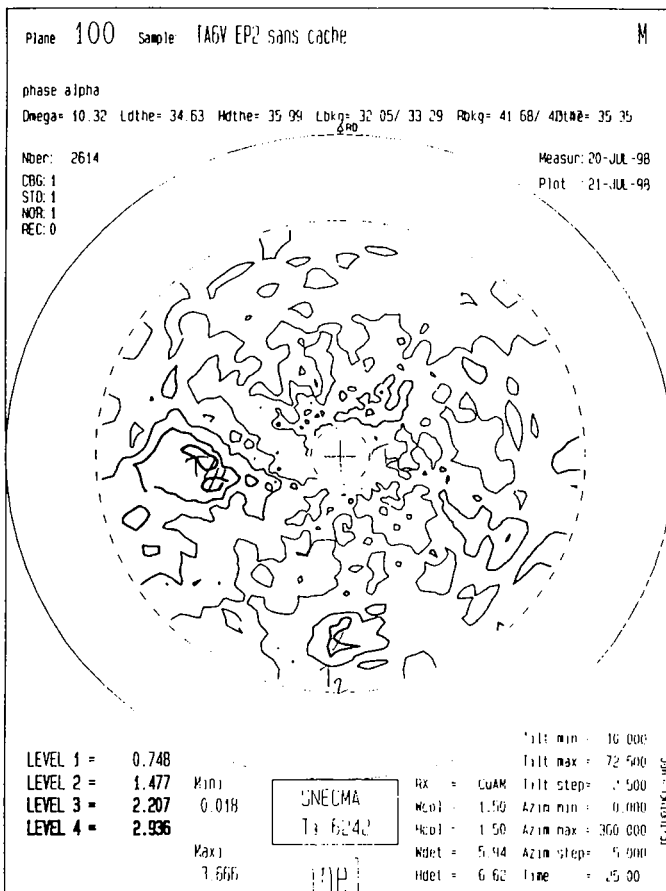
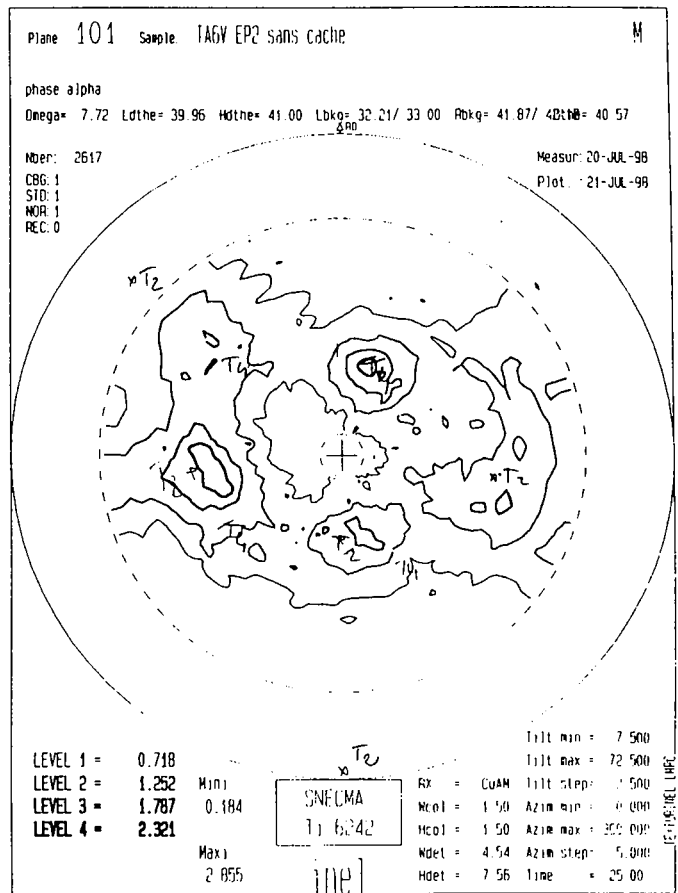
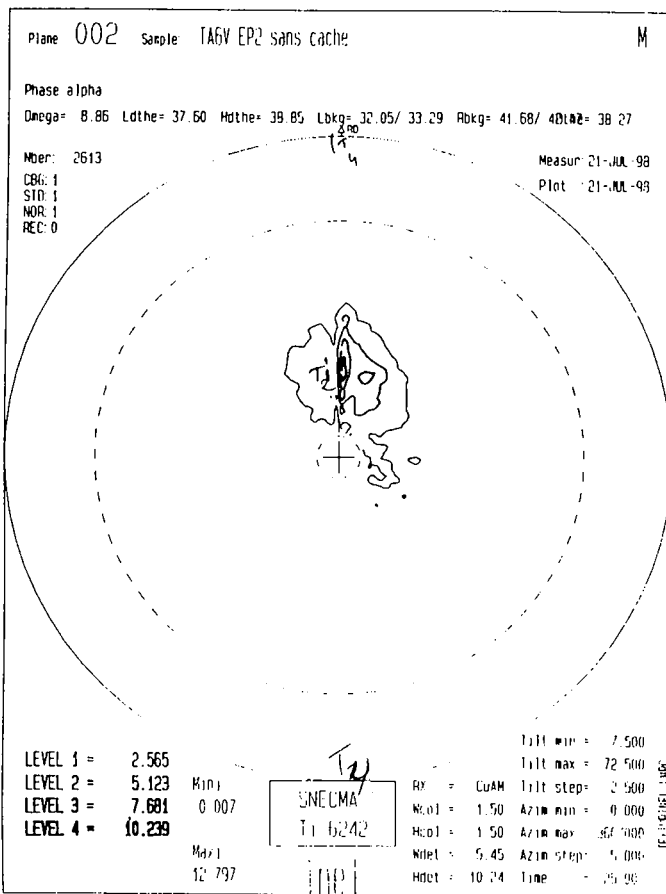
FIG. C.1 – Orientation des figures de pôles présentées les pages suivantes, comparée à celles des éprouvettes de flexion et du disque fan

Les figures de pôles expérimentales, présentées pages suivantes, correspondent aux plans suivants :

Figures de pôles	Plans cristallographiques
(002)	plan de base
(101)	plan pyramidaux de 1 ^e espèce
(100)	plans prismatiques
(110)	plans prismatiques de 2 ^e espèce

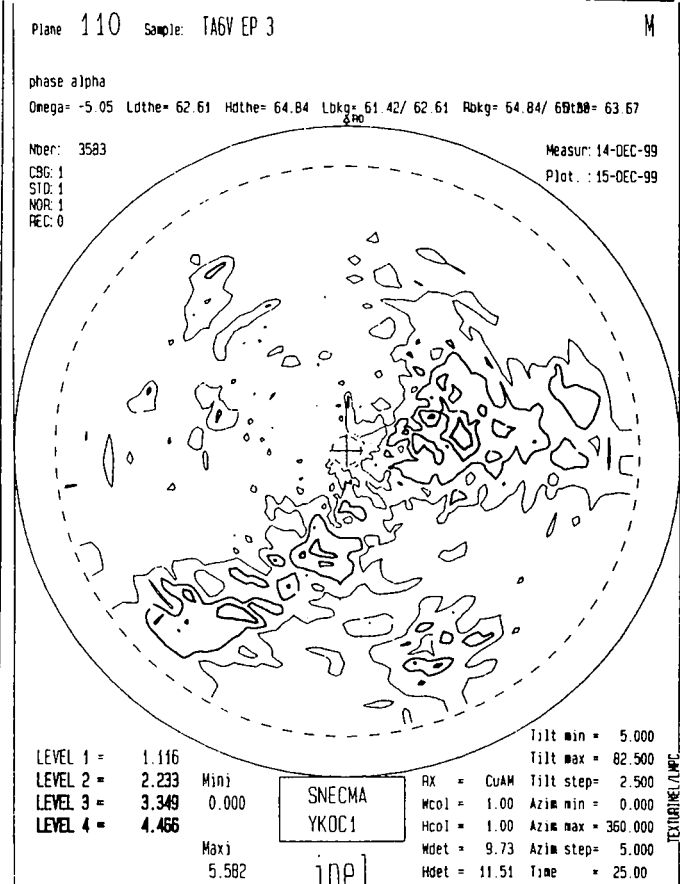
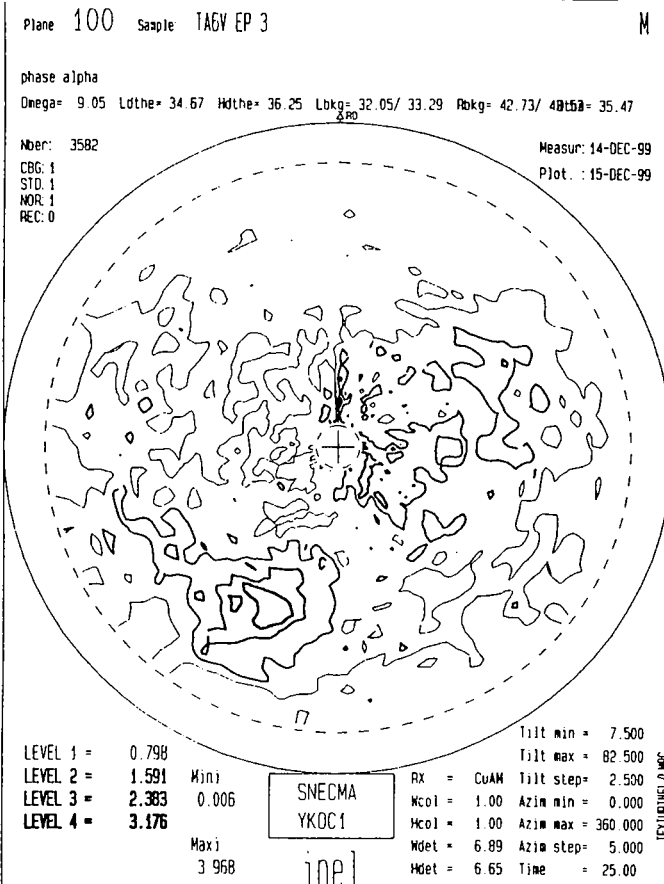
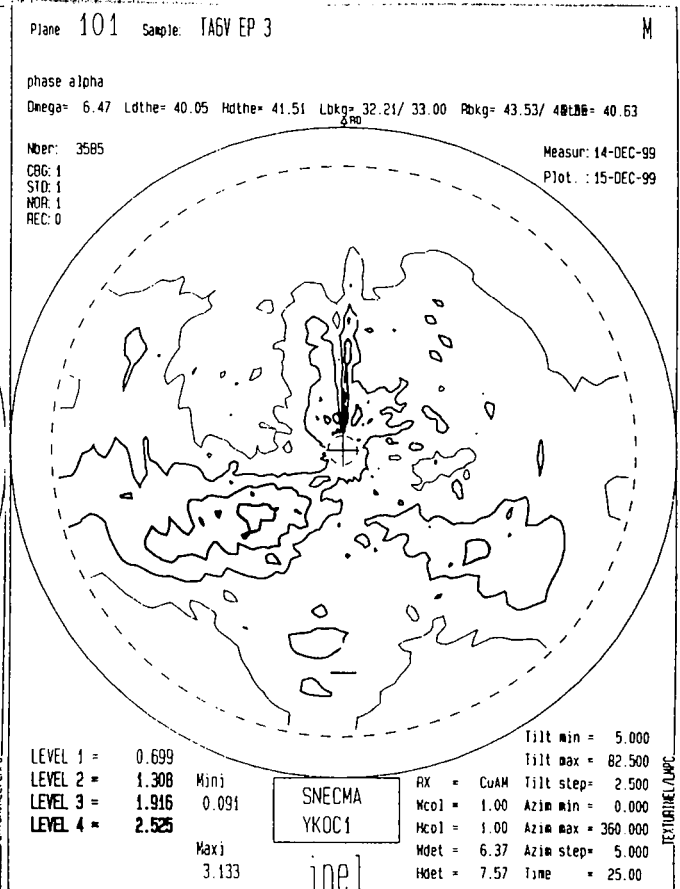
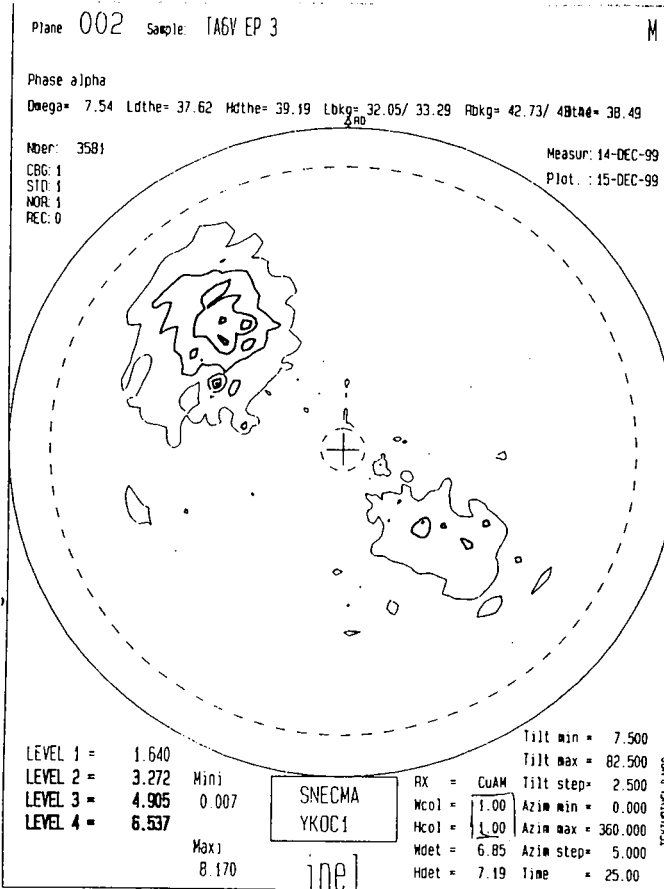
Macrozone n°1

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (-15, -30, 15)$



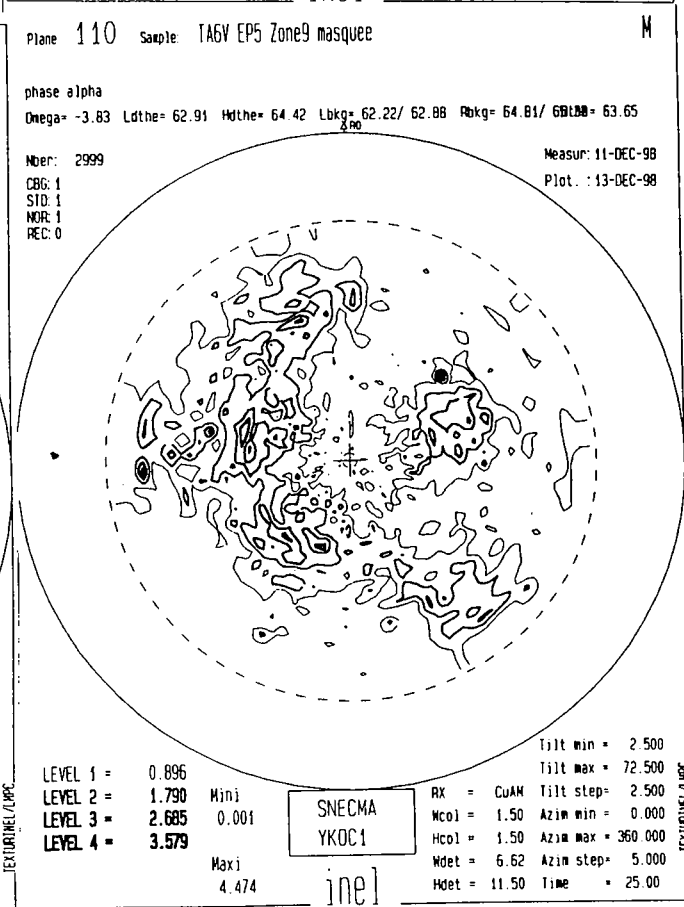
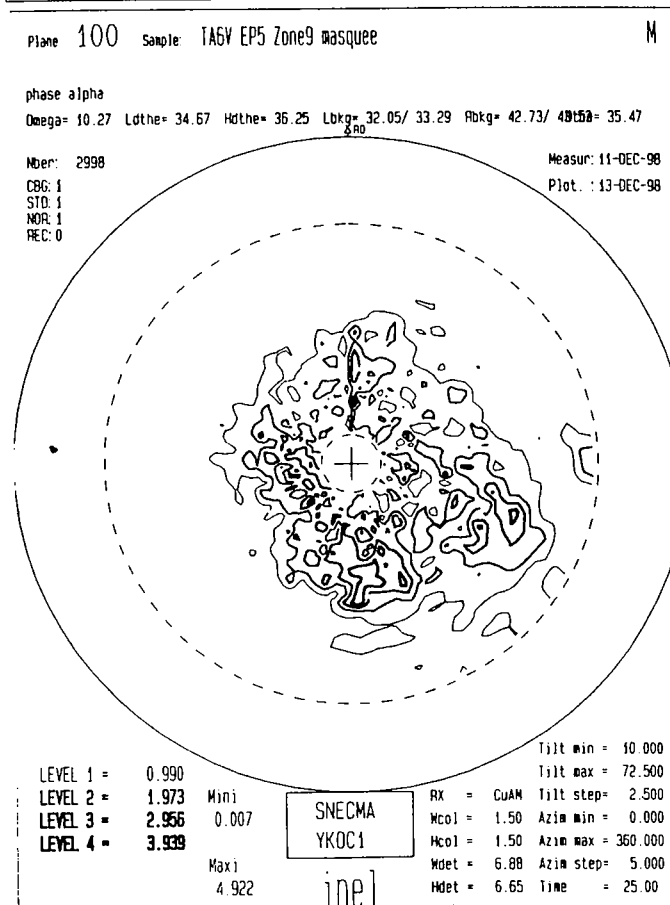
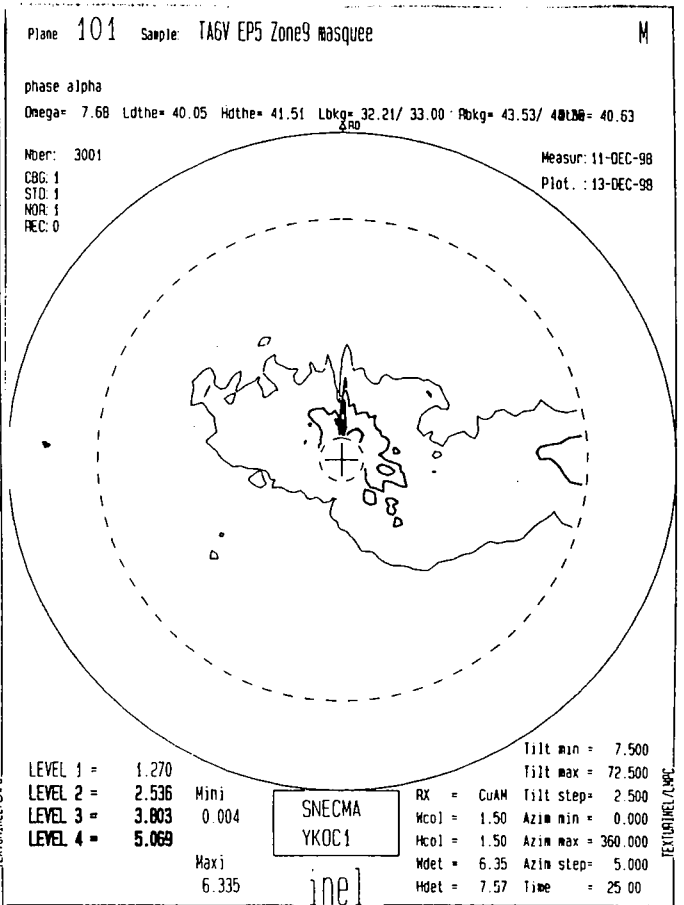
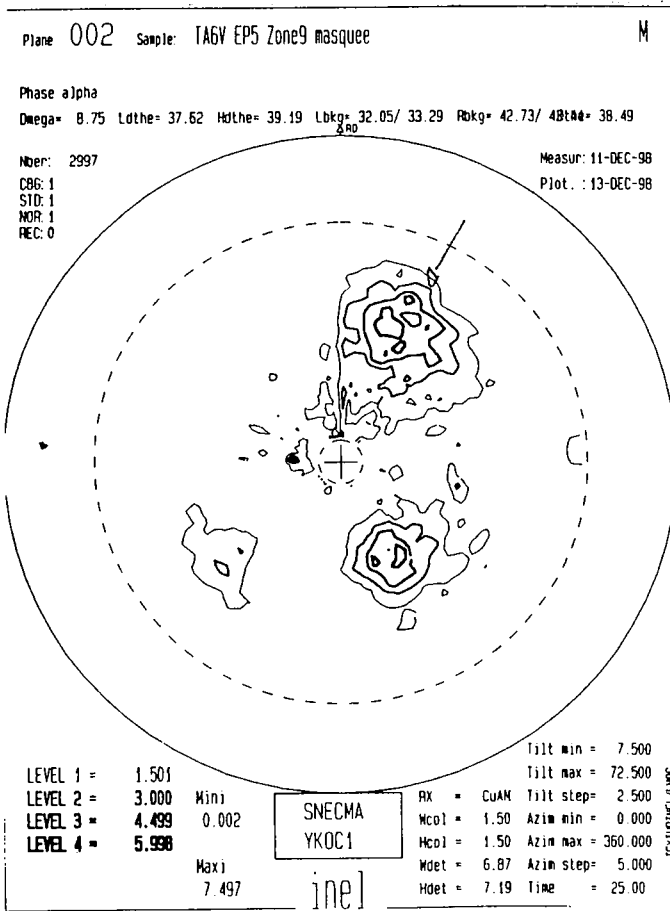
Macrozone n°2

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (50, 55, -15)$



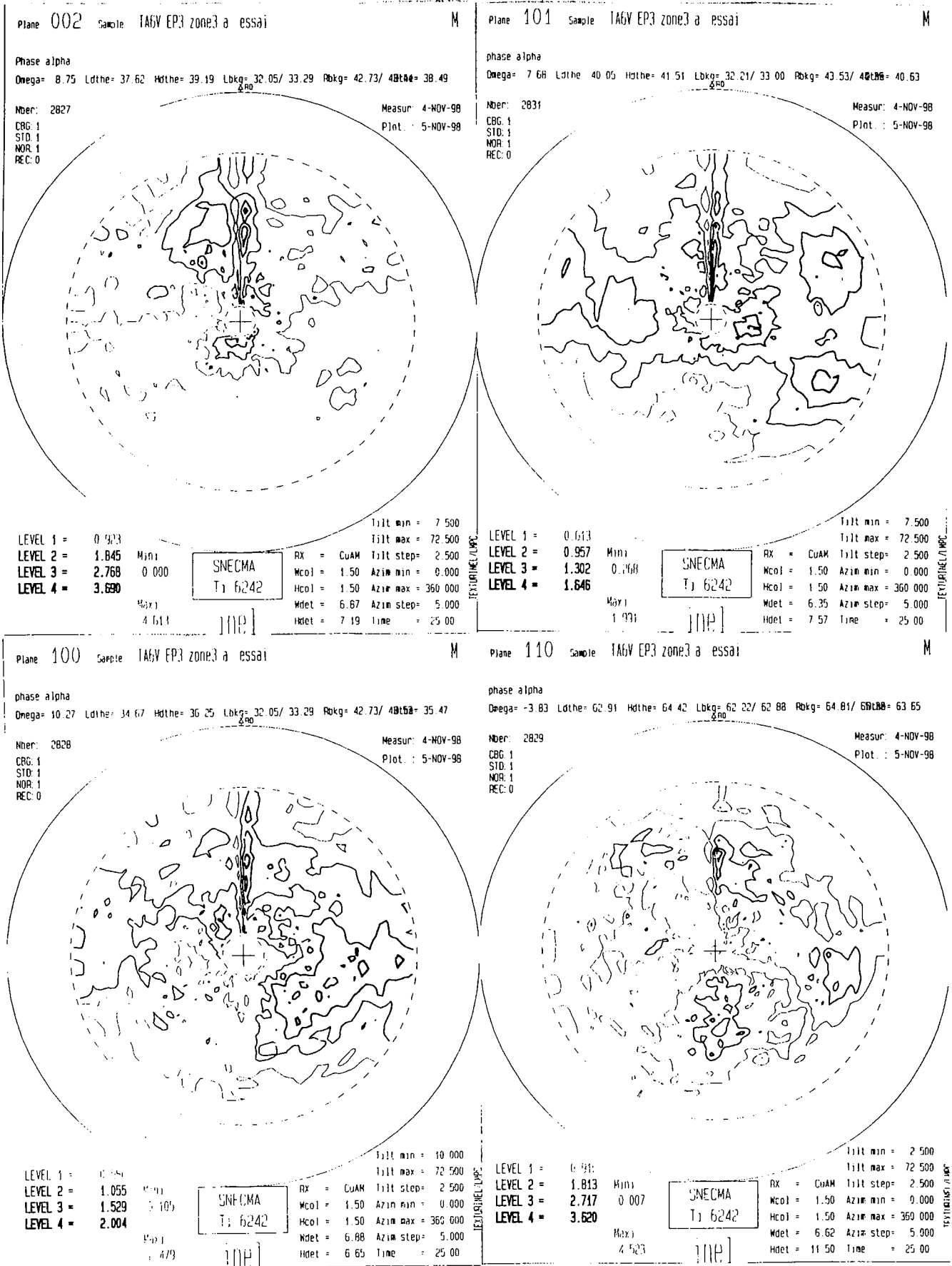
Macrozone n°3

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (160, 130, 45)$



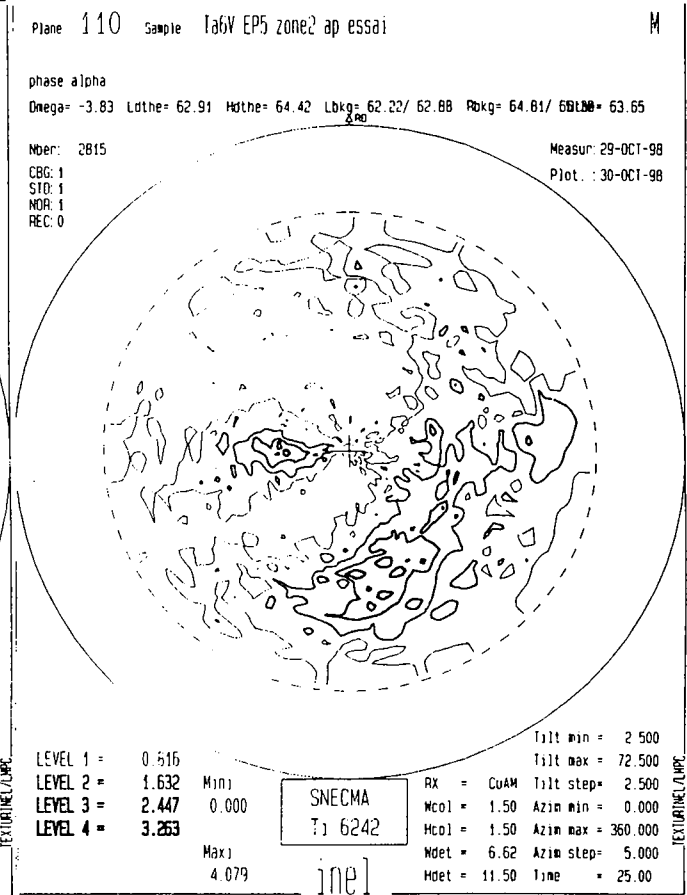
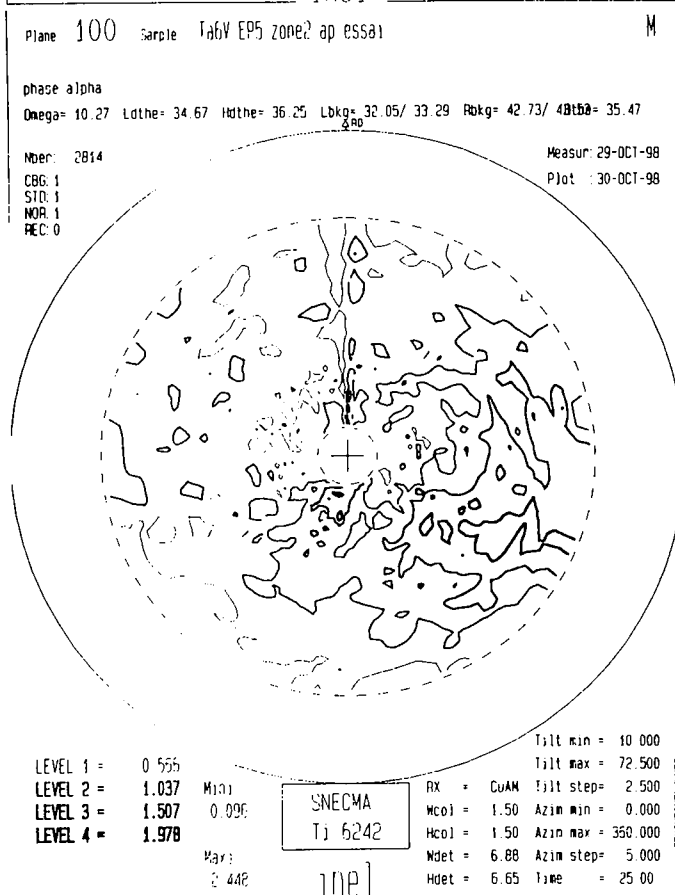
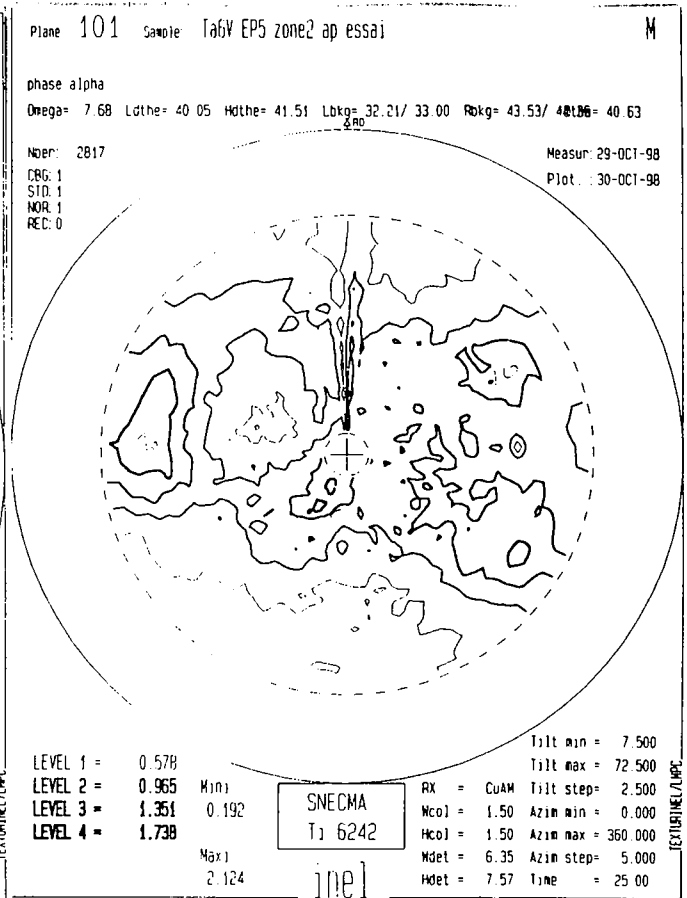
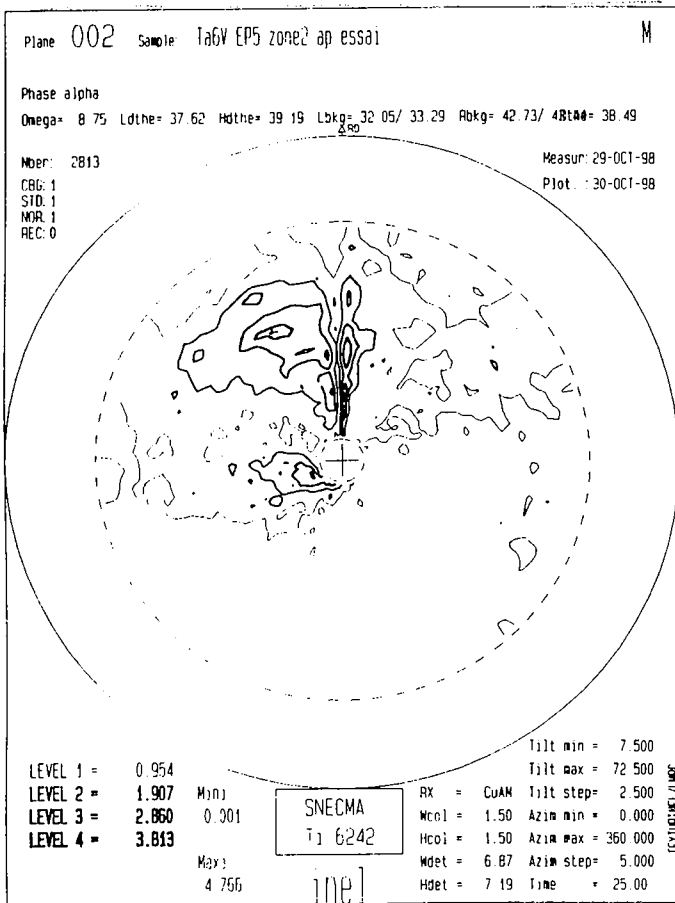
Macrozone n°4

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (20, -45, 20)$



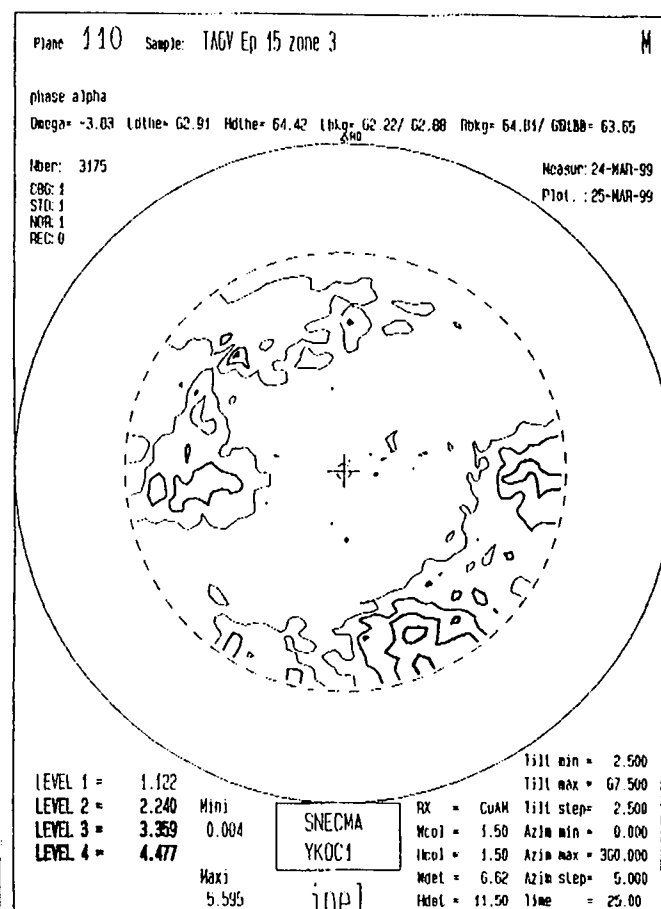
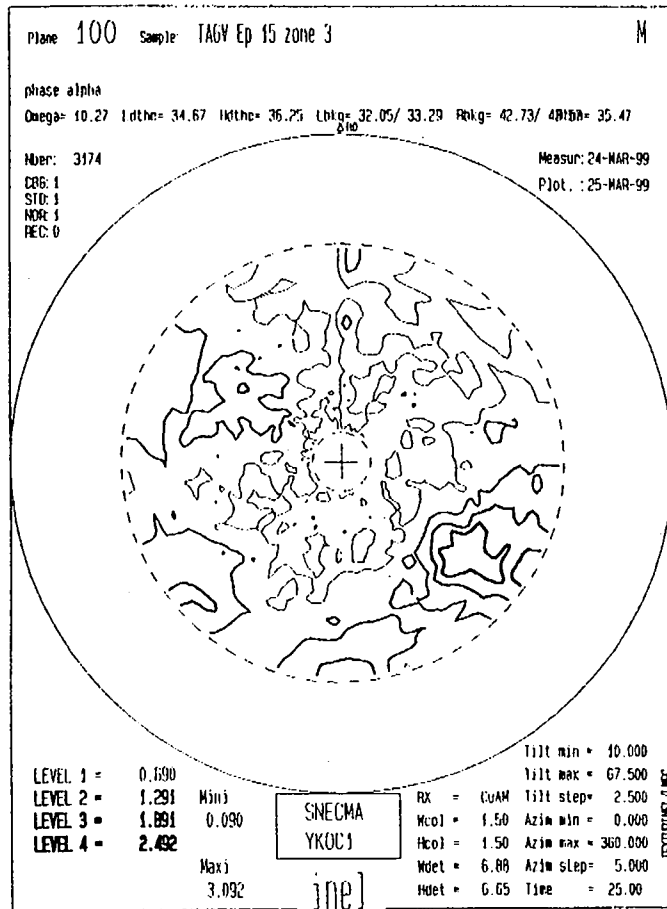
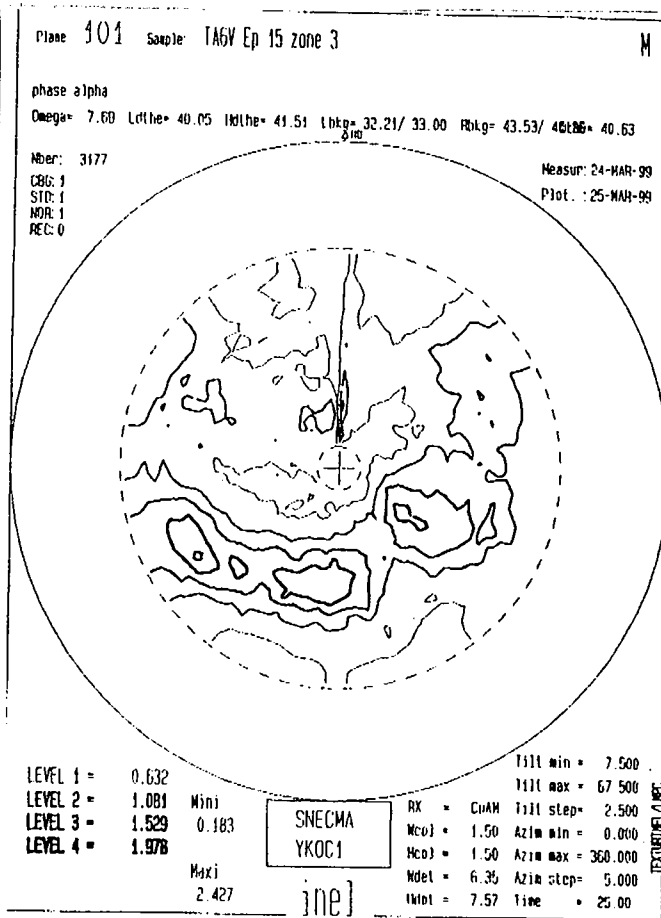
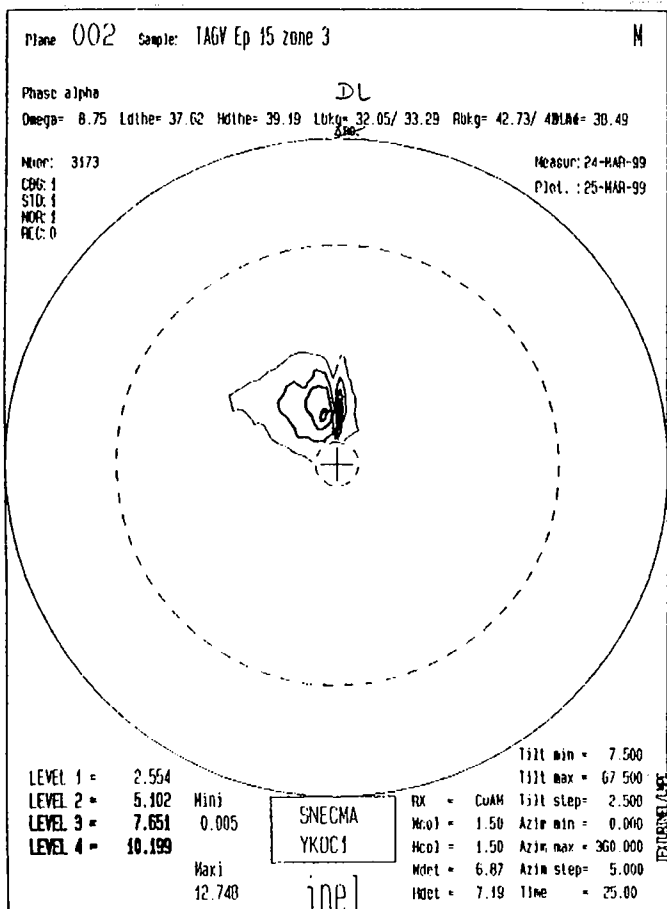
Macrozone n°5

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (25, -50, 30)$



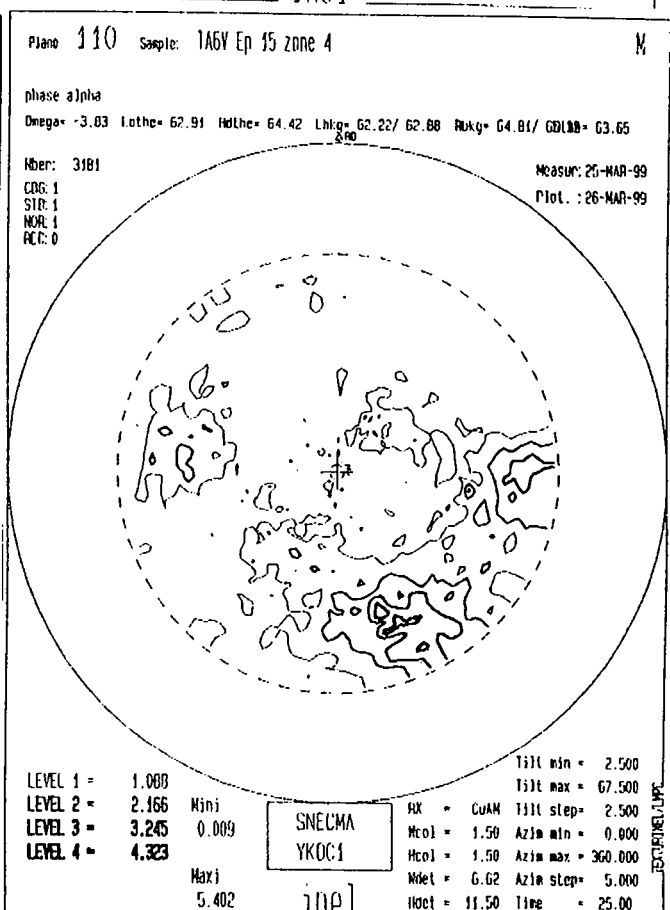
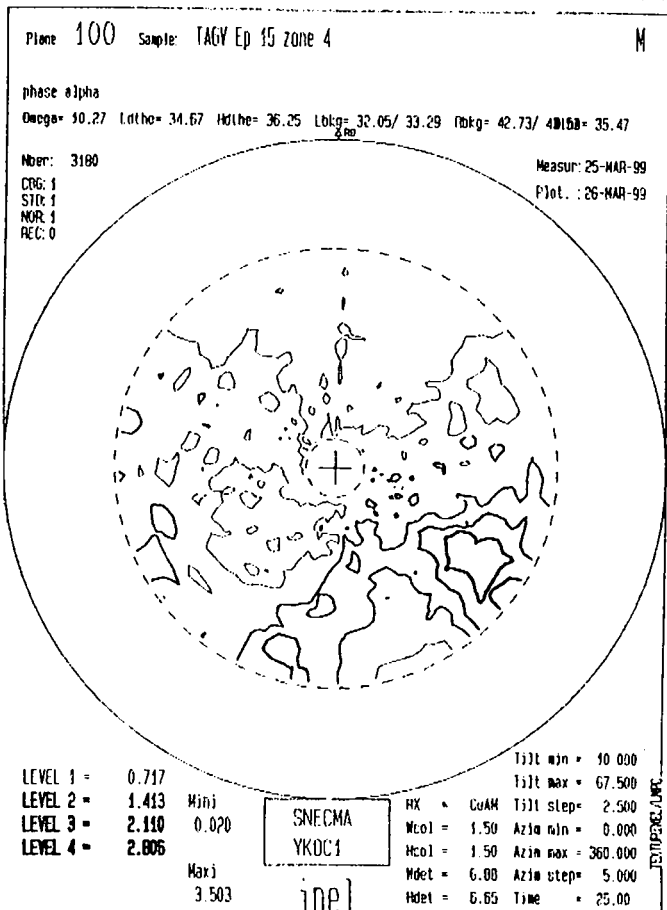
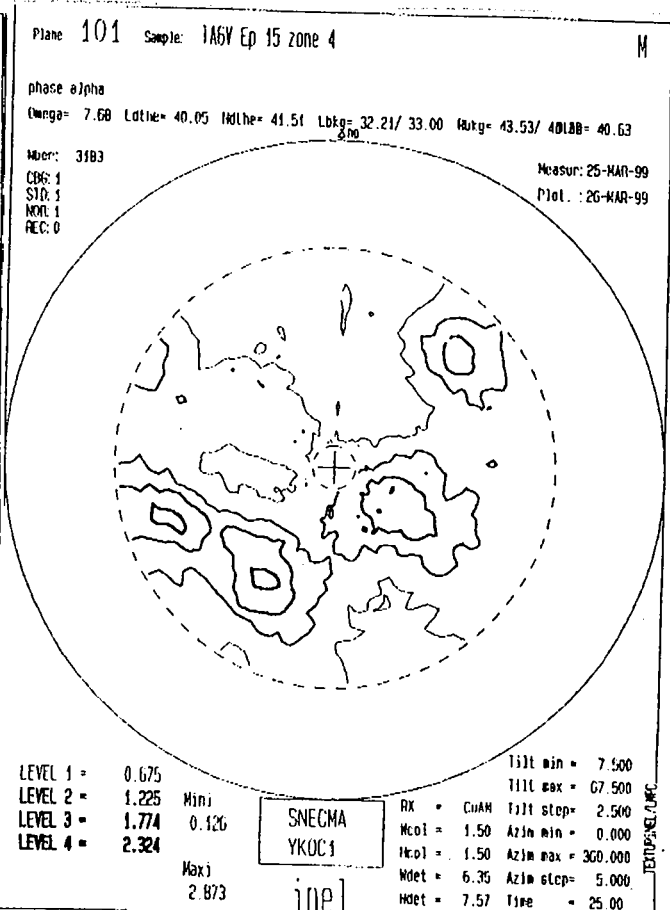
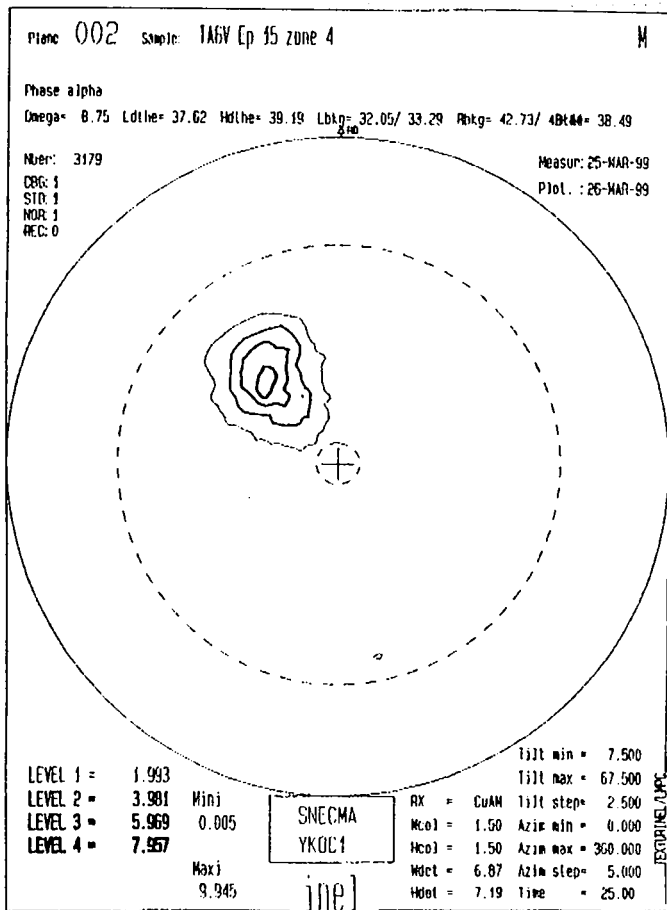
Macrozone n°6

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (20, 20, 40)$



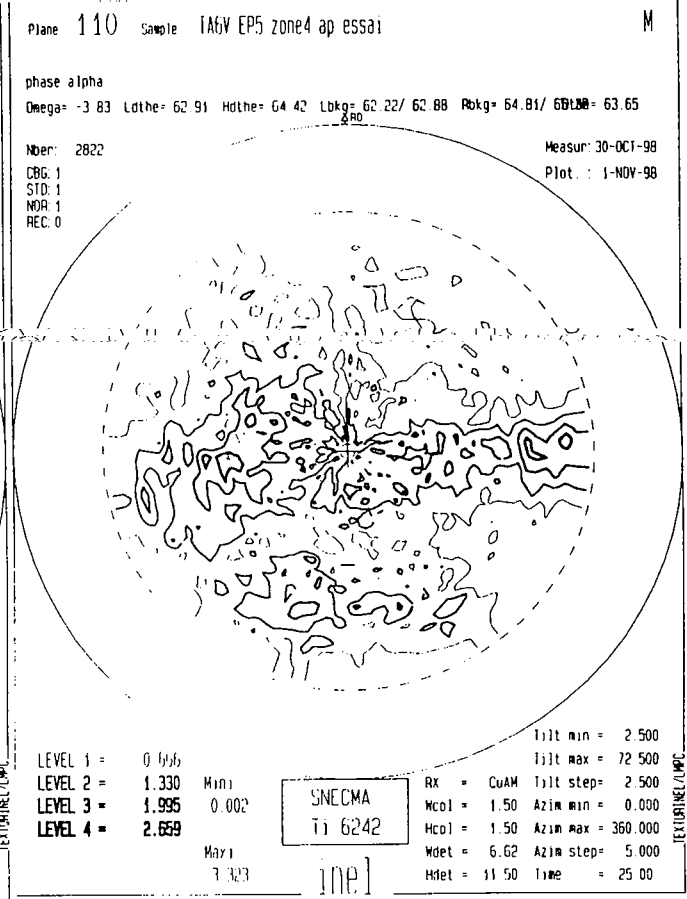
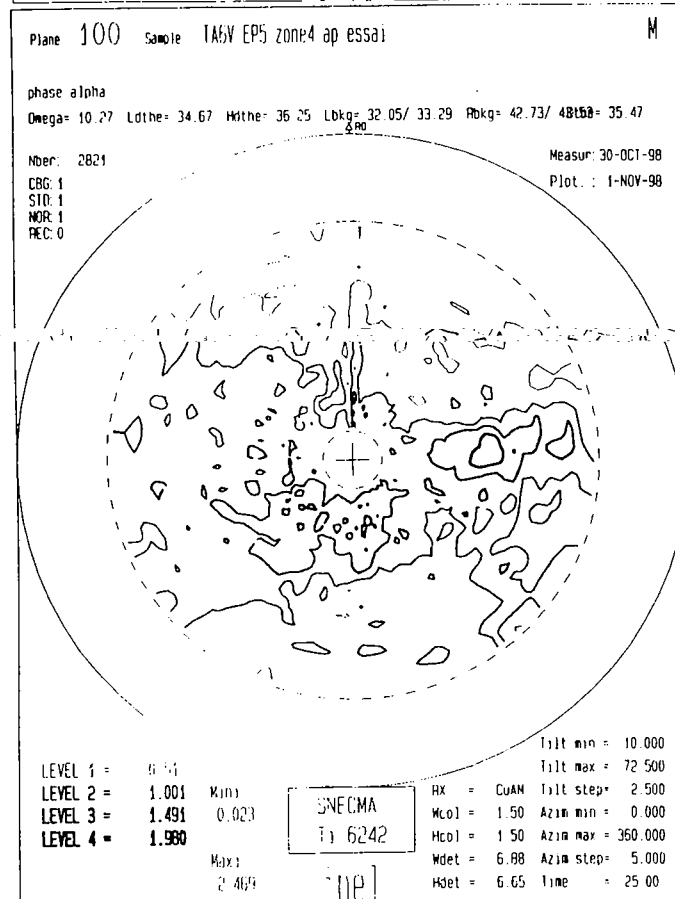
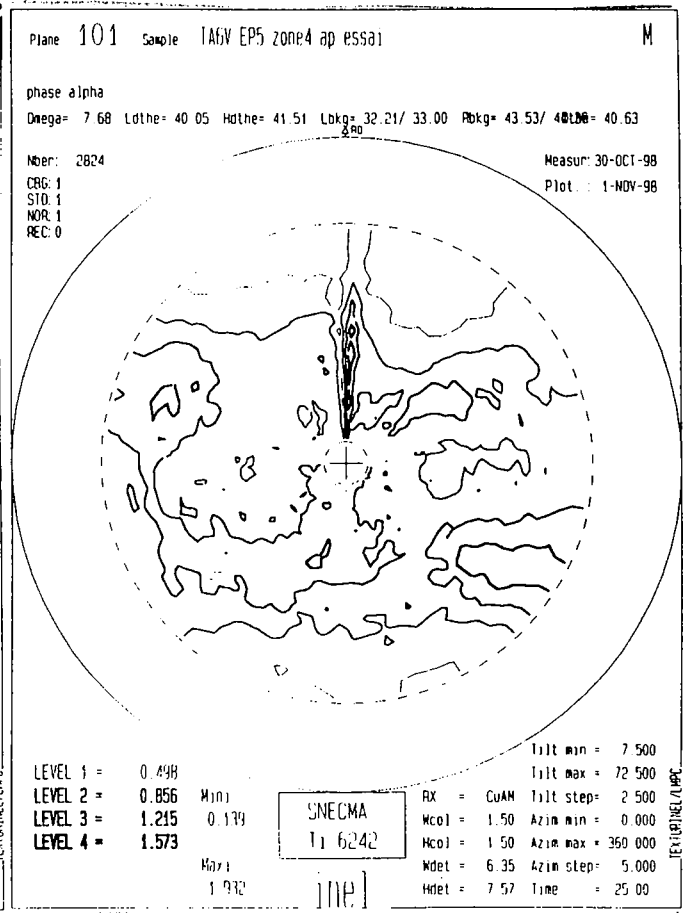
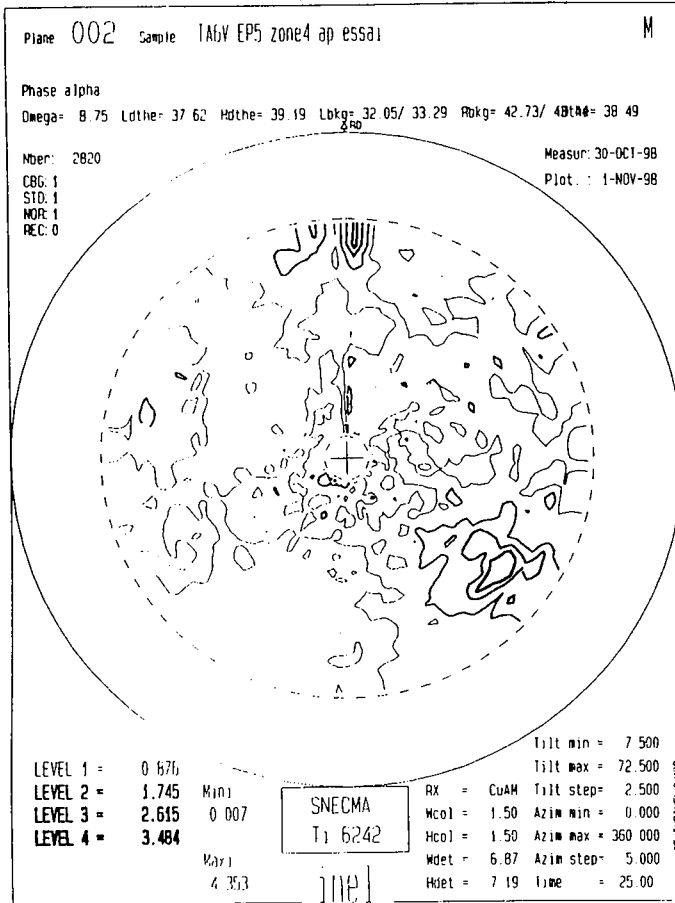
Macrozone n°7

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (40, 35, 15)$



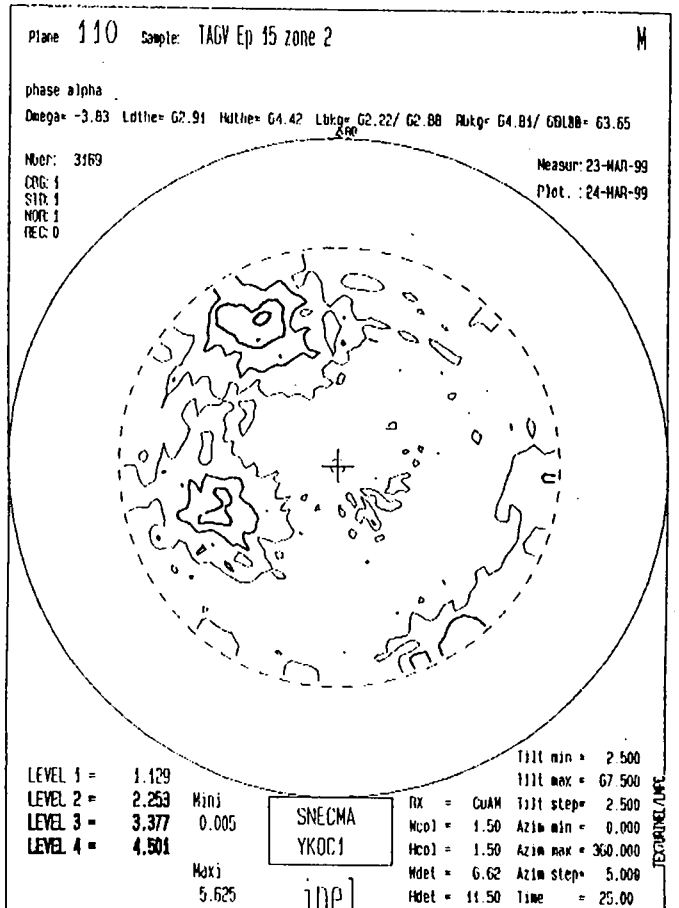
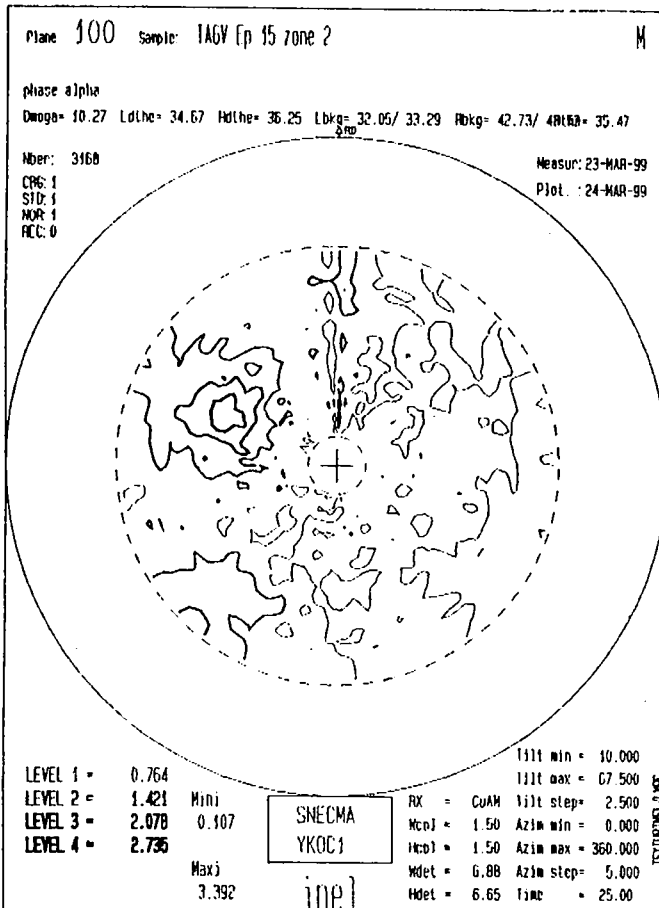
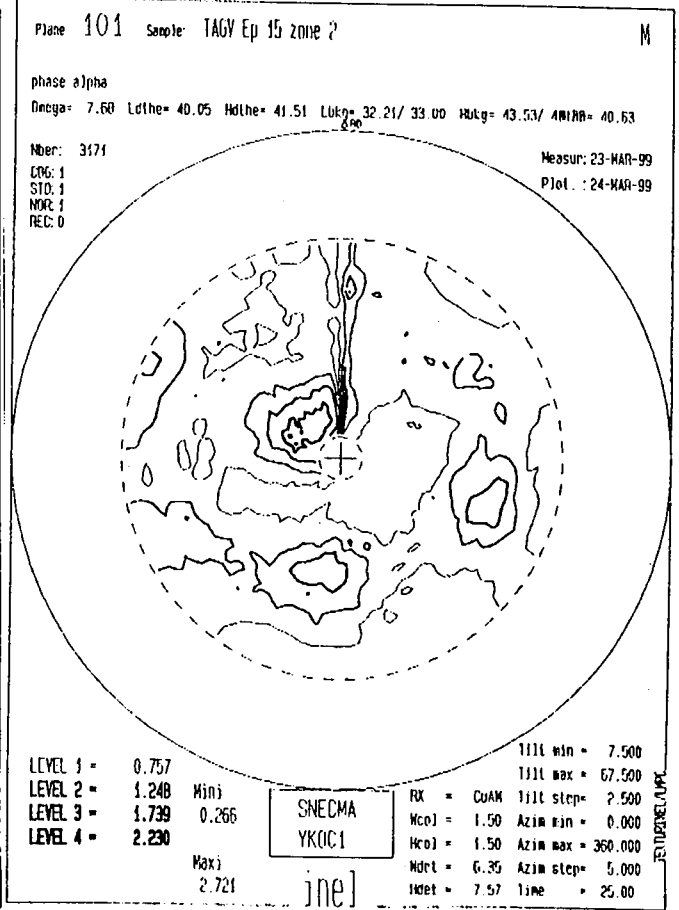
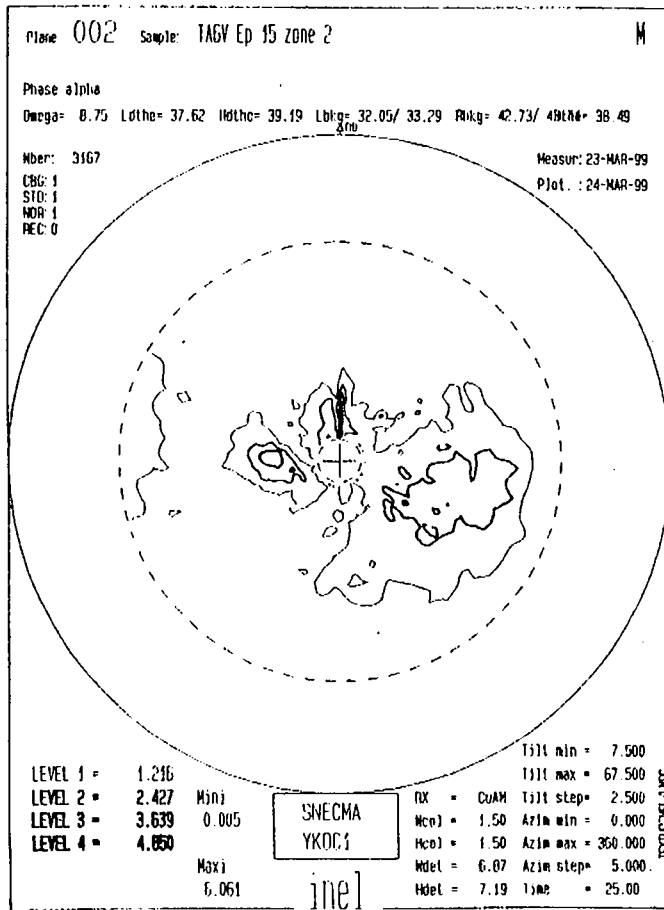
Macrozone n°8

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (55, 120, 45)$



Macrozone n°9

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (80, 130, 10)$



Macrozone n°10

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (90, -35, 30)$

Plane 002 Sample: TA6V EP3 Zone ronde au centre ap es

M

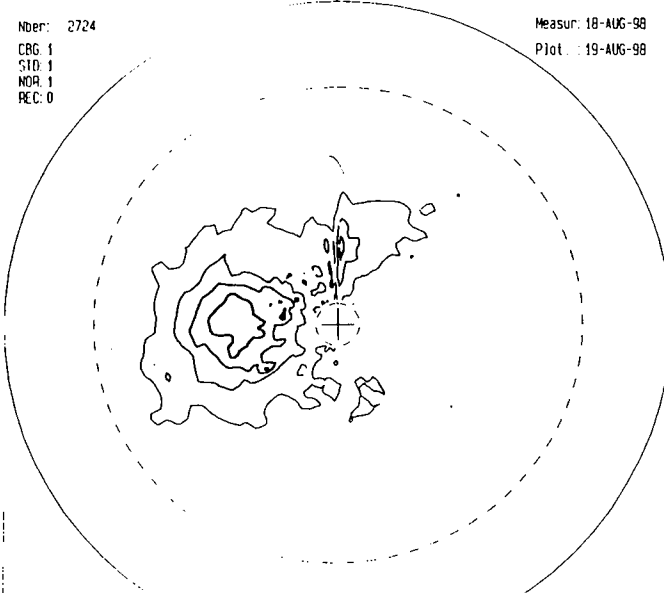
Phase alpha

Omega= 8.86 Ldthe= 37.60 Hdthe= 39.85 Lbkg= 32.05/ 33.29 Rbkg= 41.68/ 40.02= 38.27

Nbr: 2724

CRG: 1
STD: 1
NOR: 1
REC: 0

Measur: 18-AUG-98
Plot: 19-AUG-98



LEVEL 1 = 1.163
LEVEL 2 = 2.319
LEVEL 3 = 3.475
LEVEL 4 = 4.631

Min: 0.007
Max: 5.787

SNECMA
Tj 6242

RX = CuAM
Wcol = 1.50 Azim min = 0.000
Hcol = 1.50 Azim max = 360.000
Hdet = 5.45 Azim step = 5.000
Hdet = 7.15 Time = 25.00

Tilt min = 7.500
Tilt max = 72.500
Tilt step = 2.500

Plane 101 Sample: TA6V EP3 Zone ronde au centre ap es

M

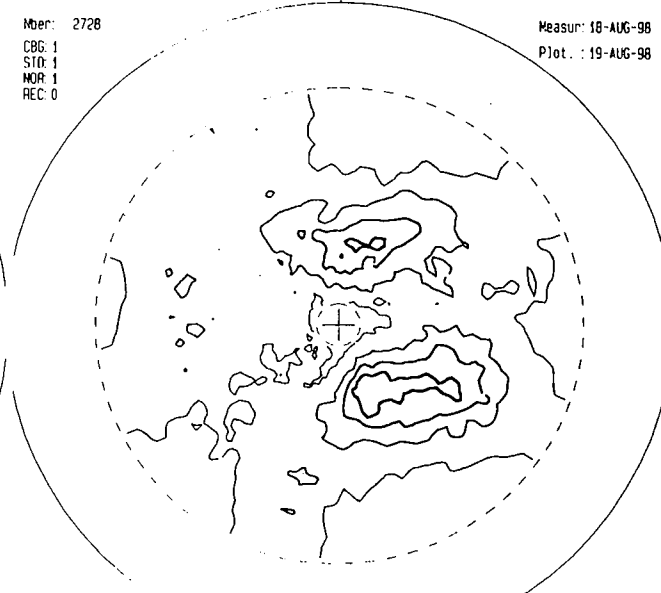
Phase alpha

Omega= 7.72 Ldthe= 39.96 Hdthe= 41.00 Lbkg= 32.21/ 33.00 Rbkg= 41.87/ 40.10= 40.57

Nbr: 2728

CRG: 1
STD: 1
NOR: 1
REC: 0

Measur: 18-AUG-98
Plot: 19-AUG-98



LEVEL 1 = 0.697
LEVEL 2 = 1.219
LEVEL 3 = 1.741
LEVEL 4 = 2.263

Min: 0.175
Max: 2.785

SNECMA
Tj 6242

RX = CuAM
Wcol = 1.50 Azim min = 0.000
Hcol = 1.50 Azim max = 360.000
Hdet = 4.54 Azim step = 5.000
Hdet = 7.56 Time = 25.00

Tilt min = 7.500
Tilt max = 72.500
Tilt step = 2.500

Plane 100 Sample: TA6V EP3 Zone ronde au centre ap es

M

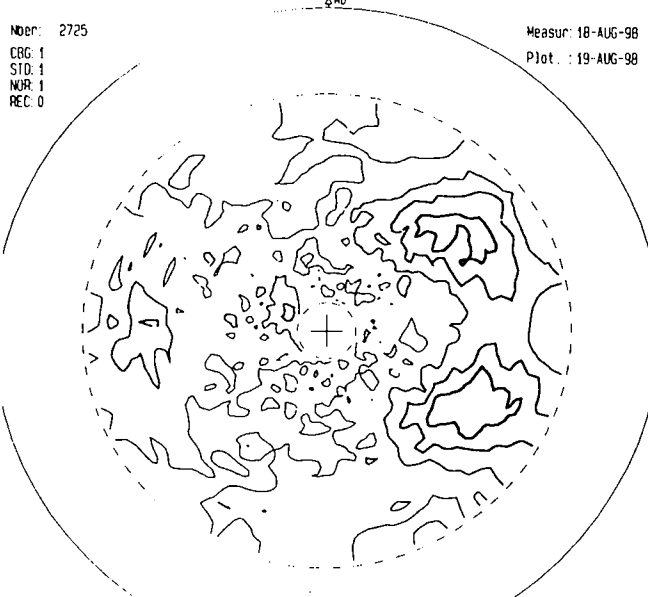
Phase alpha

Omega= 10.32 Ldthe= 34.63 Hdthe= 35.99 Lbkg= 32.05/ 33.29 Rbkg= 41.68/ 40.02= 35.35

Nbr: 2725

CRG: 1
STD: 1
NOR: 1
REC: 0

Measur: 18-AUG-98
Plot: 19-AUG-98



LEVEL 1 = 0.627
LEVEL 2 = 1.239
LEVEL 3 = 1.850
LEVEL 4 = 2.462

Min: 0.015
Max: 3.674

SNECMA
Tj 6242

RX = CuAM
Wcol = 1.50 Azim min = 0.000
Hcol = 1.50 Azim max = 360.000
Hdet = 5.94 Azim step = 5.000
Hdet = 6.62 Time = 25.00

Tilt min = 10.000
Tilt max = 72.500
Tilt step = 2.500

Plane 110 Sample: TA6V EP3 Zone ronde au centre ap es

M

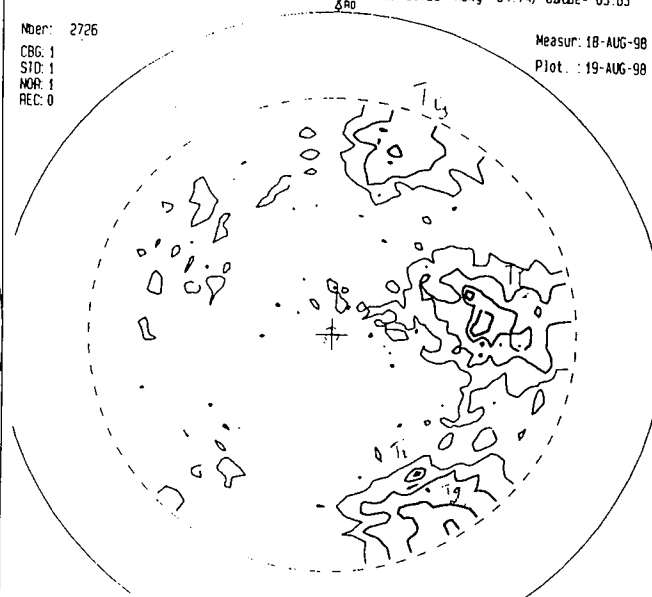
Phase alpha

Omega= -3.82 Ldthe= 62.42 Hdthe= 64.99 Lbkg= 60.29/ 61.28 Rbkg= 64.74/ 63.02= 63.63

Nbr: 2726

CRG: 1
STD: 1
NOR: 1
REC: 0

Measur: 18-AUG-98
Plot: 19-AUG-98



LEVEL 1 = 1.314
LEVEL 2 = 2.628
LEVEL 3 = 3.943
LEVEL 4 = 5.257

Min: 0.000
Max: 6.571

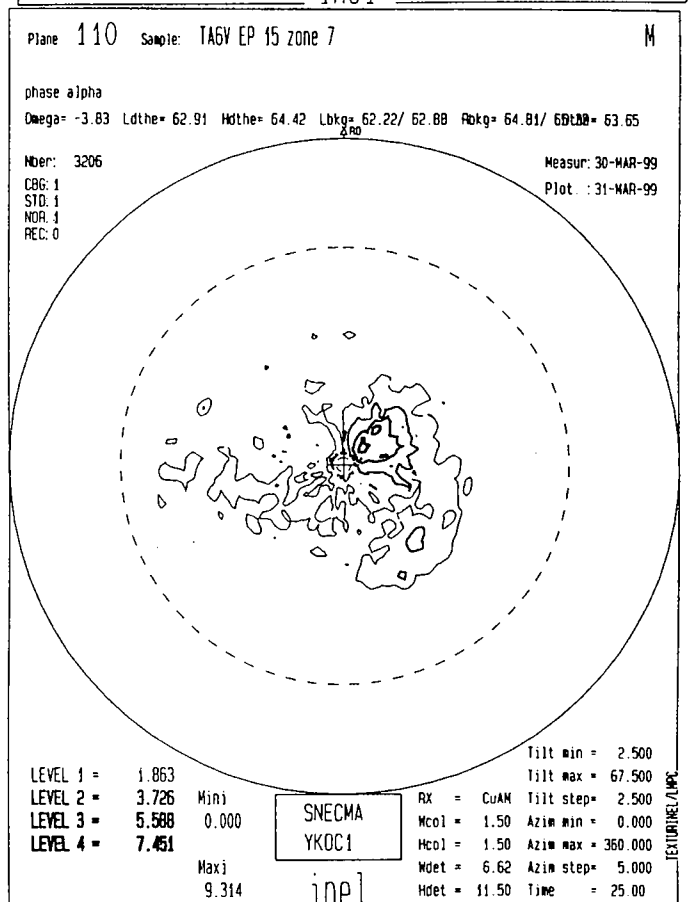
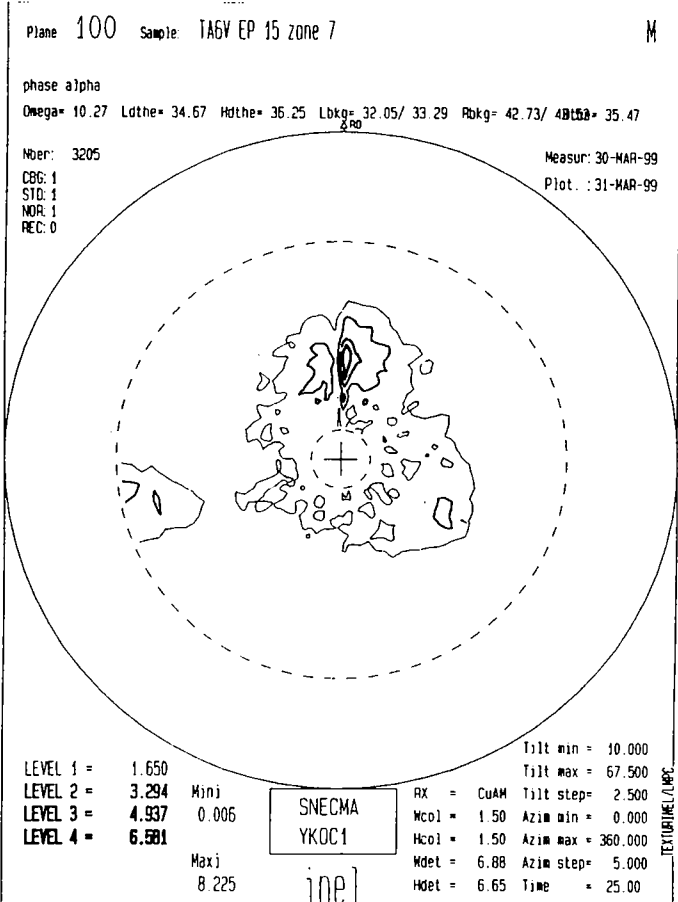
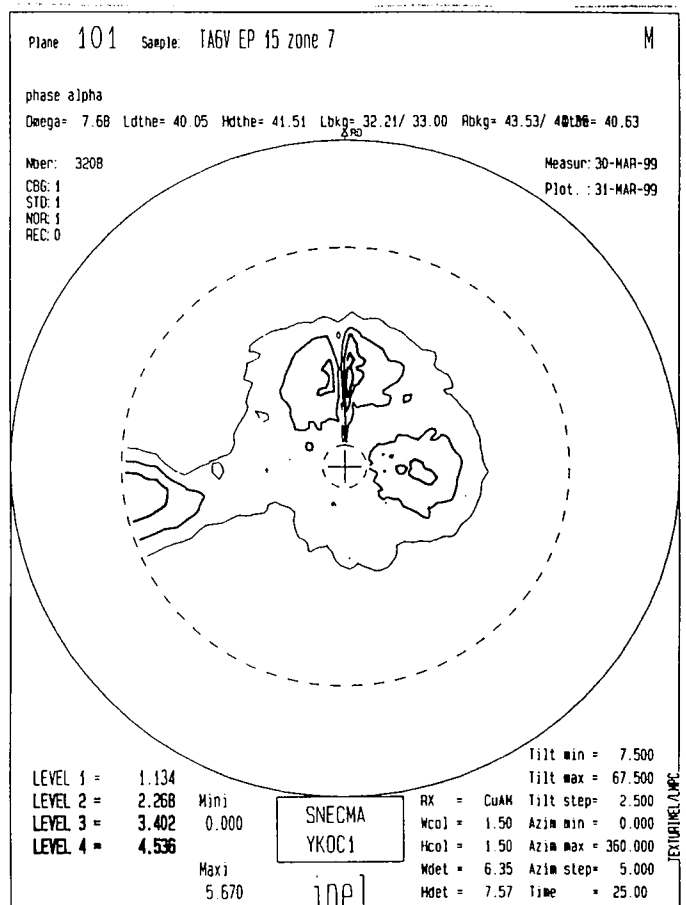
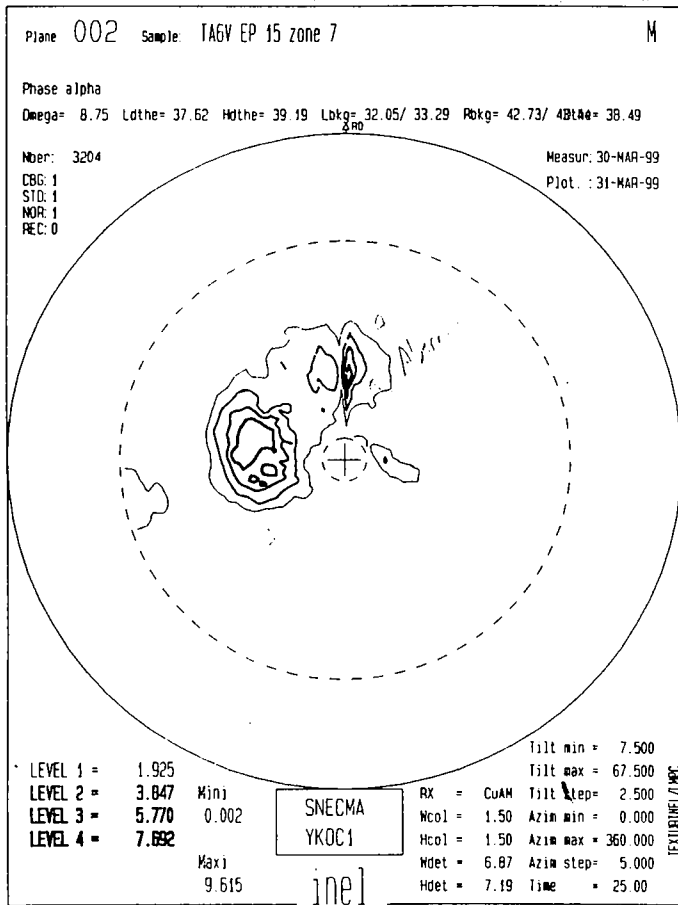
SNECMA
Tj 6242

RX = CuAM
Wcol = 1.50 Azim min = 0.000
Hcol = 1.50 Azim max = 360.000
Hdet = 11.19 Azim step = 5.000
Hdet = 11.50 Time = 25.00

Tilt min = 2.500
Tilt max = 72.500
Tilt step = 2.500

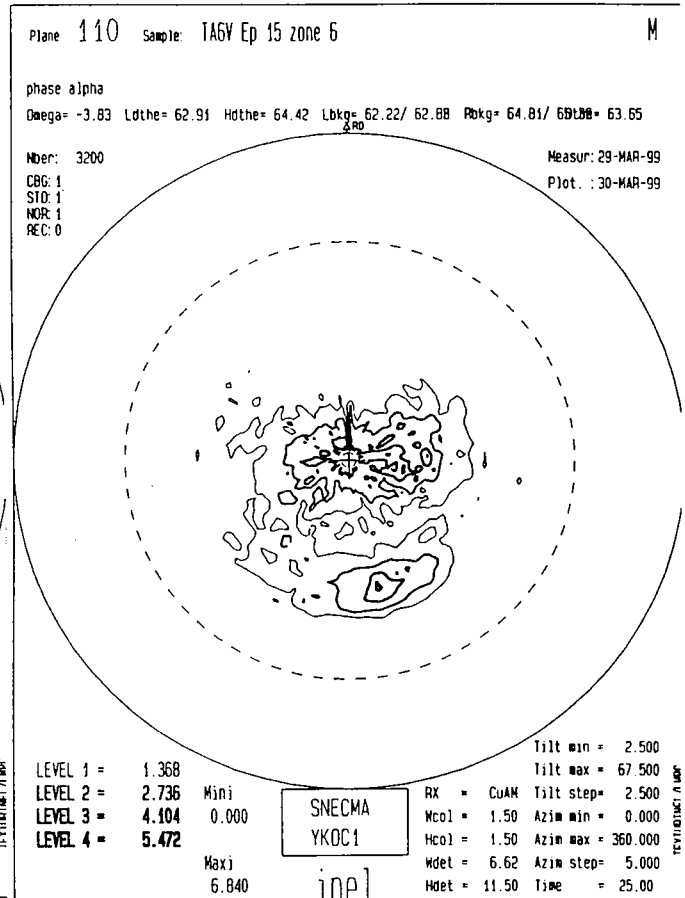
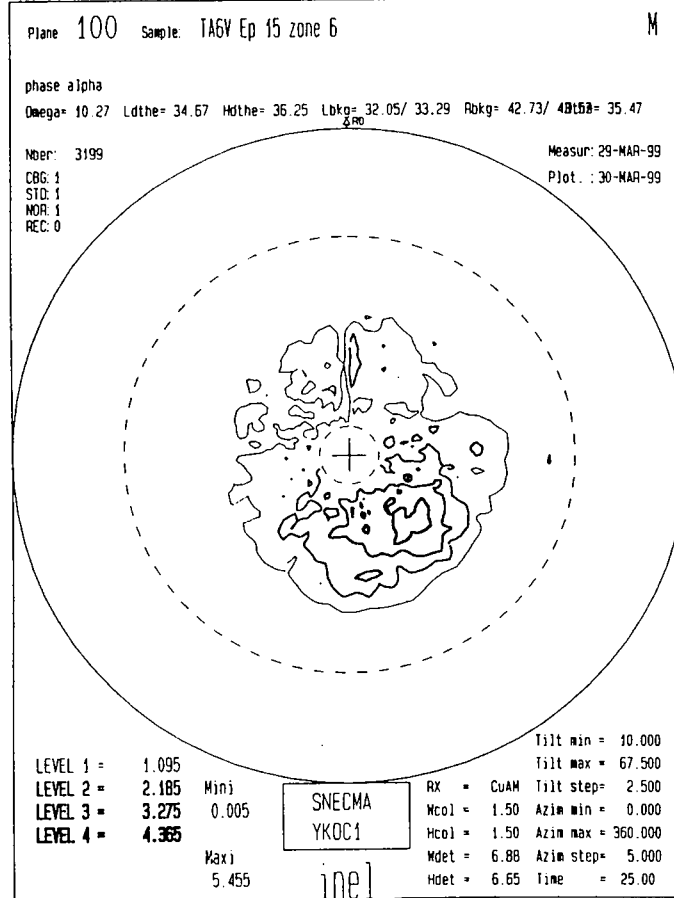
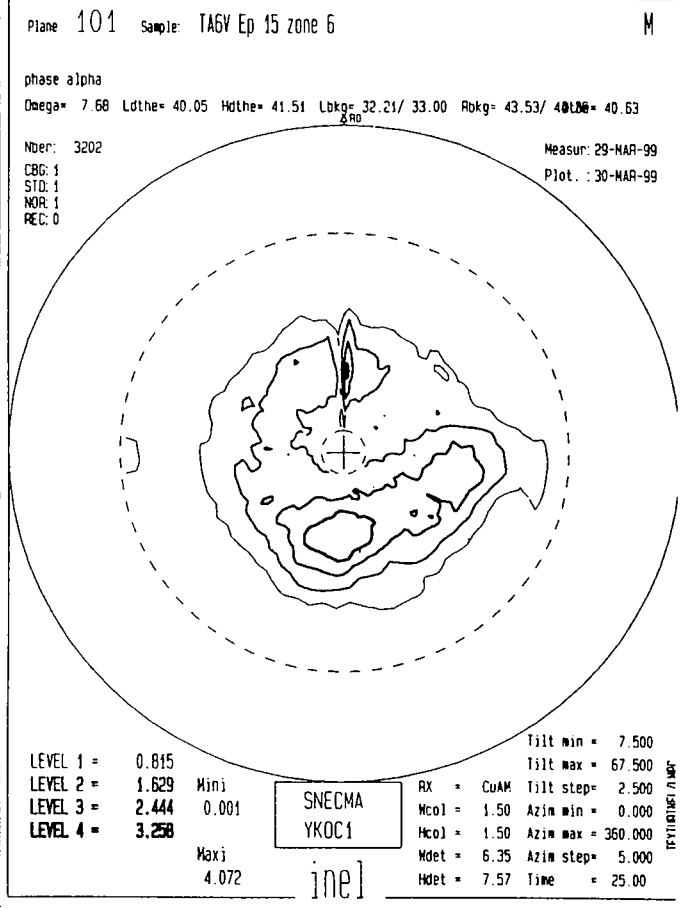
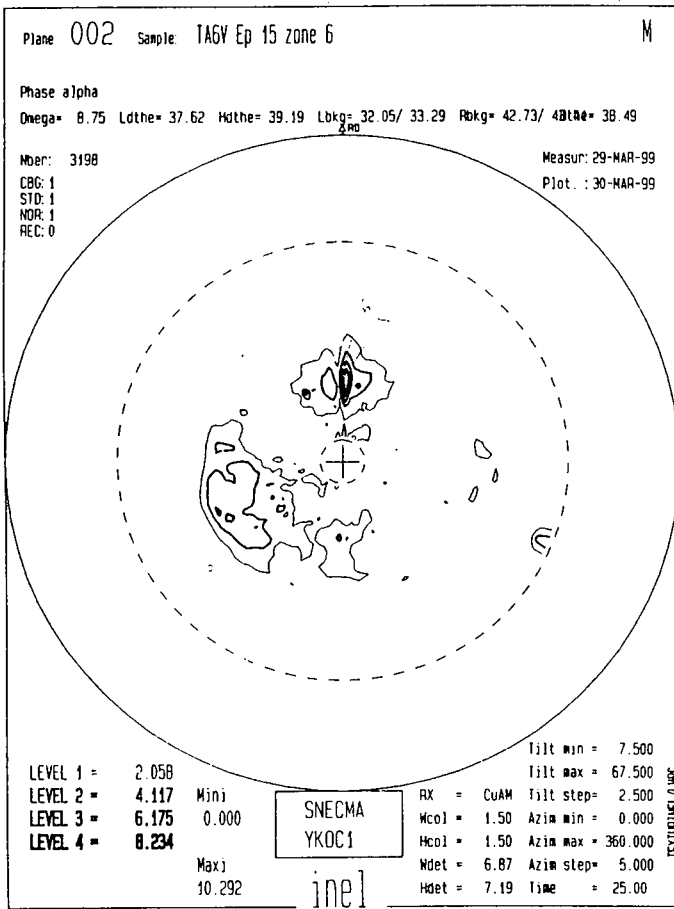
Macrozone n°11

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (80, 30, 40)$



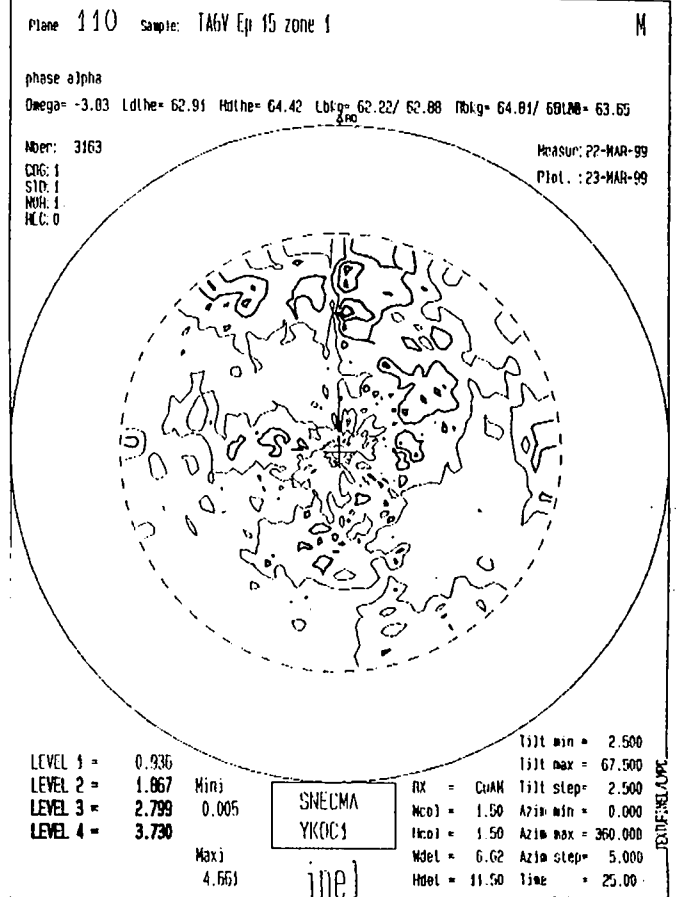
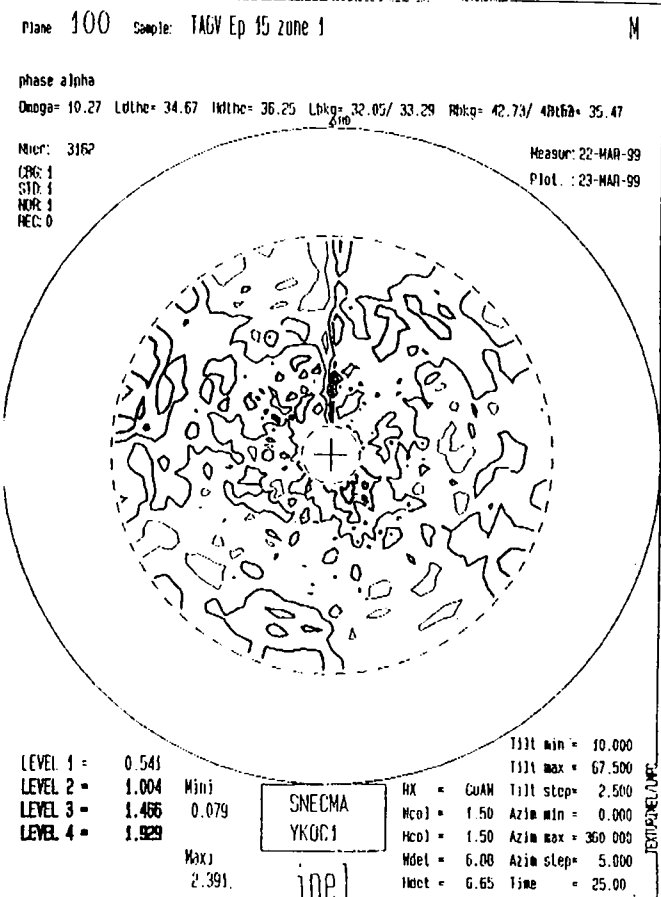
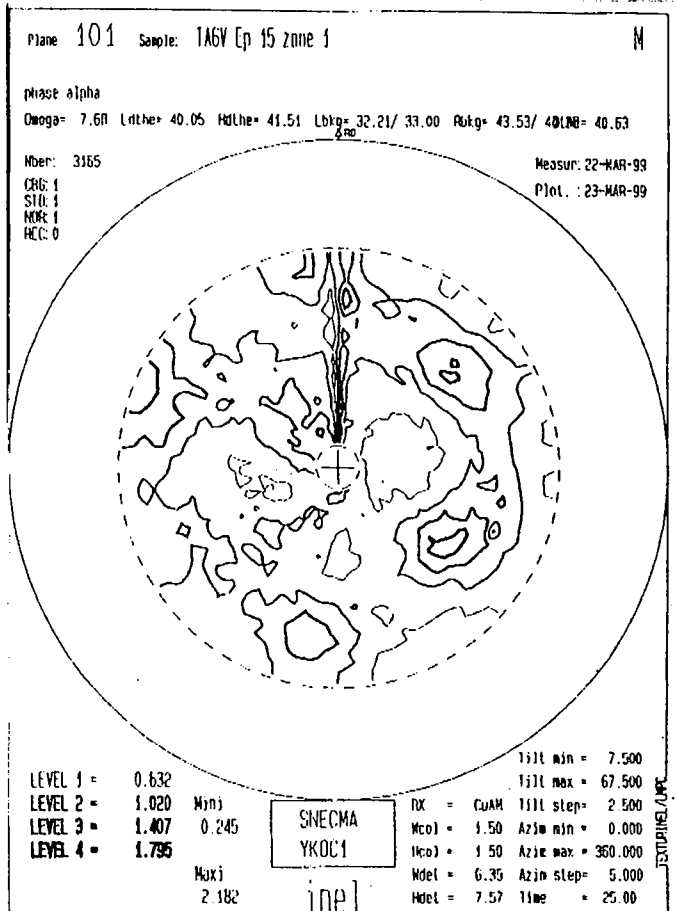
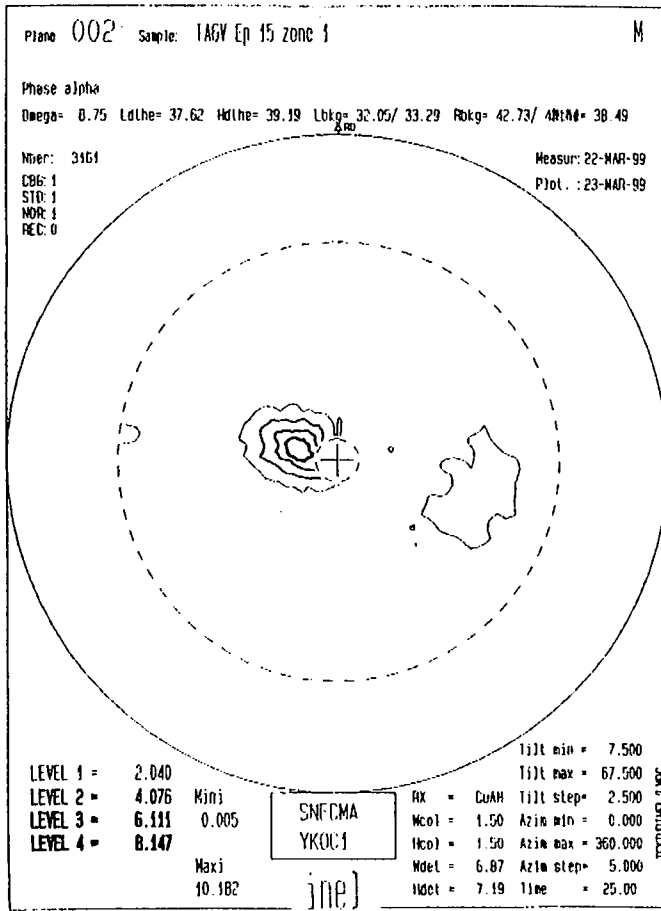
Macrozone n°12

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (115, 35, 30)$



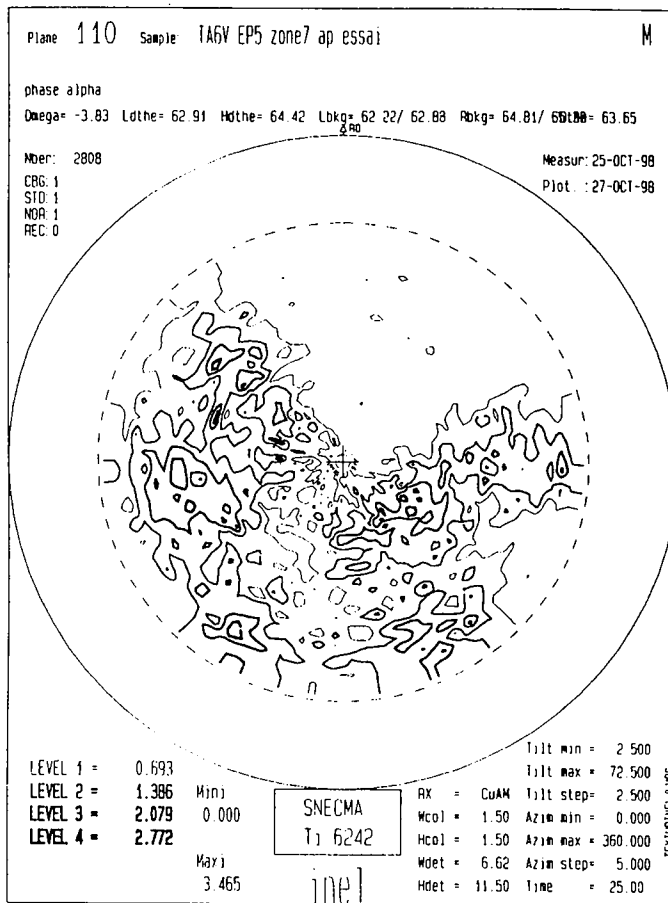
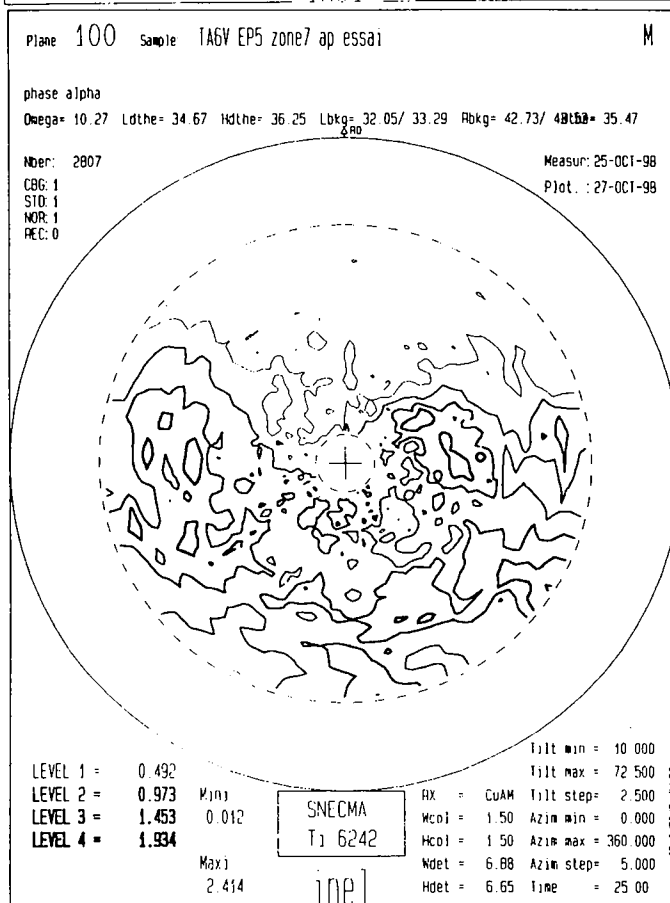
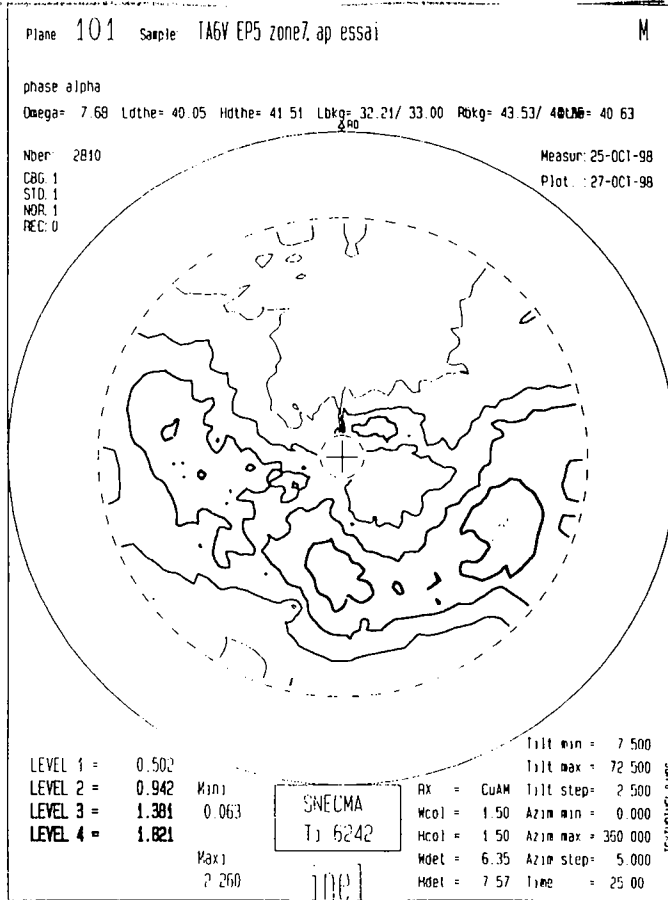
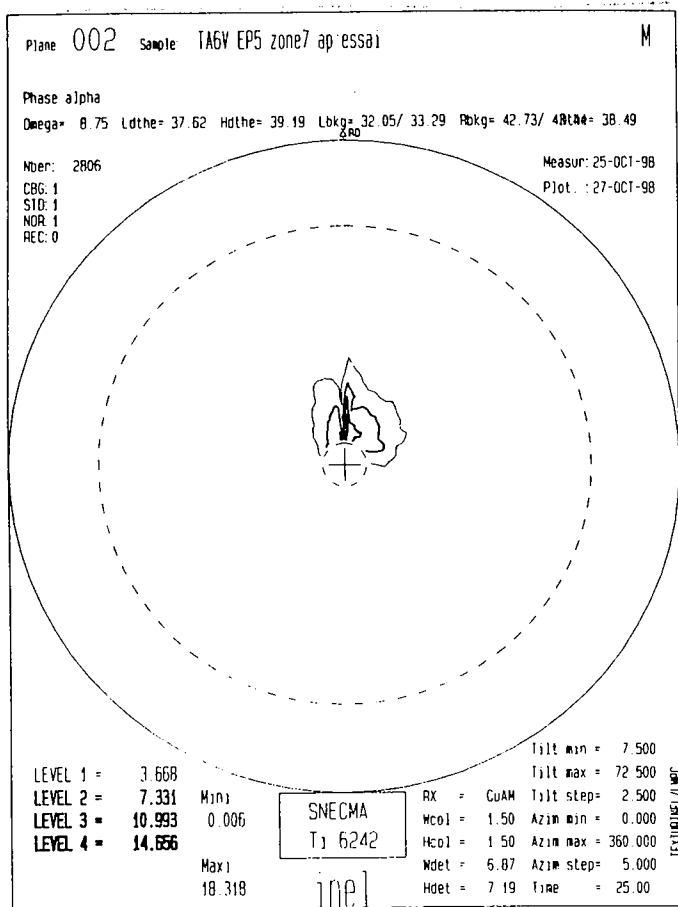
Macrozone de type 0 (1/2)

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (75, 15, 45)$



Macrozone de type 0 (2/2)

Estimation de l'orientation préférentielle de la phase α : $(\phi_1, \Phi, \phi_2) = (0, -15, 0)$



C.3 Hypothèse d'égalité entre la contrainte locale et la contrainte macroscopique

Le principe du calcul des cissions basales et prismatiques à l'aide des facteurs de Schmid repose sur l'hypothèse d'égalité entre les contraintes macroscopique et locale. Afin d'estimer l'erreur introduite par cette hypothèse, nous avons calculé les cissions résolues des systèmes basal et prismatique à la surface d'une des éprouvettes de flexion étudiées expérimentalement. Les orientations de 7 macrozones de cette éprouvette ont été analysées en rayons X.

Une éprouvette tri-dimensionnelle a été maillée (cf. C.2 et C.3) et divisée en 2 couches égales, d'une épaisseur de 2mm :

- La première couche est celle contenant les 7 macrozones. Le maillage choisi est donc relativement fin.
- La seconde couche ne possède qu'une seule maille dans son épaisseur de façon à alléger le calcul.

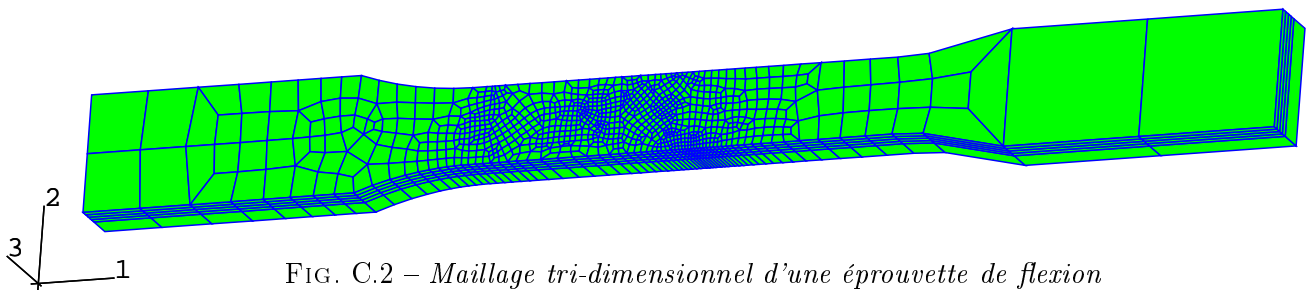


FIG. C.2 – Maillage tri-dimensionnel d'une éprouvette de flexion

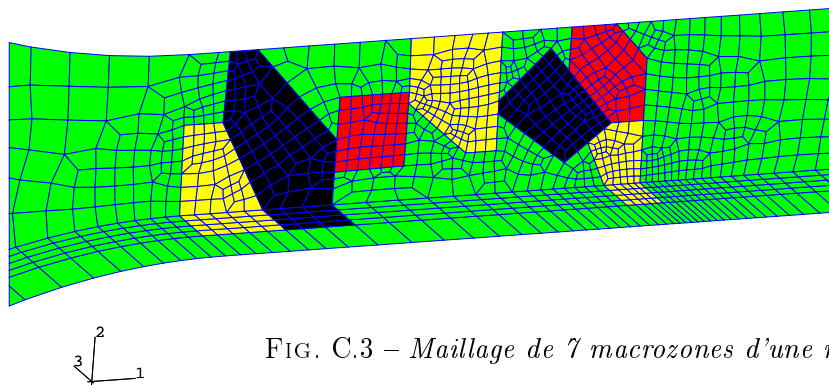


FIG. C.3 – Maillage de 7 macrozones d'une même éprouvette

Ces calculs ont été effectués dans le domaine élastique, en considérant :

- une sollicitation en traction.
- dans les macrozones observées, une élasticité orthotrope, l'axe d'orthotropie étant l'axe \vec{c} de la maille hexagonale. Les coefficients du tenseur de raideur ont été choisis dans la littérature (?).
- pour le reste de l'éprouvette, une réponse élastique isotrope conforme au comportement macroscopique identifié (résultats présentés chapitre 3).
- Le maillage tri-dimensionnel est composé de mailles quadrangles contenant 8 points d'intégration. Le calcul a été réalisé avec une intégration de type quadratique.
- Des conditions aux limites ont été imposées au niveau des extrémités. L'extrémité gauche (dans la configuration présentée FIG. C.2),

Les cissions calculées en surface au milieu des macrozones ont été comparées aux cissions évaluées grâce au facteur de Schmid. Les résultats sont présentés figures C.4 et C.5.

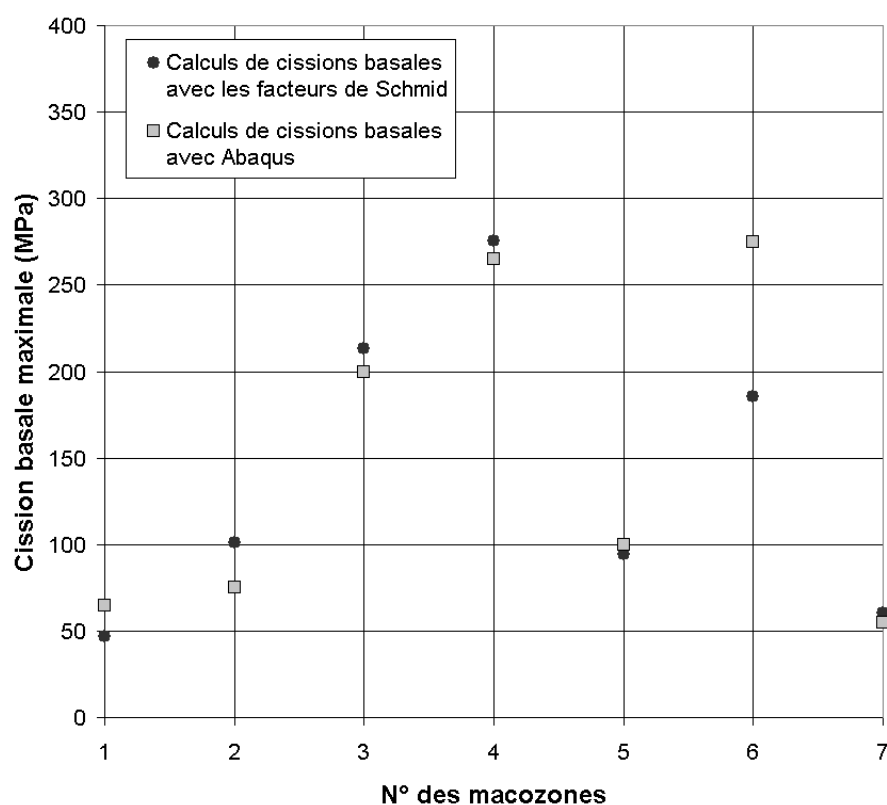


FIG. C.4 – Comparaison entre les calculs de cissions basales avec les facteurs de Schmid et avec Abaqus

On constate sur le graphique C.4 que l'erreur commise sur la cission basale est faible pour 6 des 7 macrozones. Les écarts entre les 2 méthodes de calculs de cissions sont plus élevés pour les systèmes prismatiques présenté (cf. figure C.5), mais elles restent inférieures à 50 MPa pour 5 des 7 macrozones étudiées.

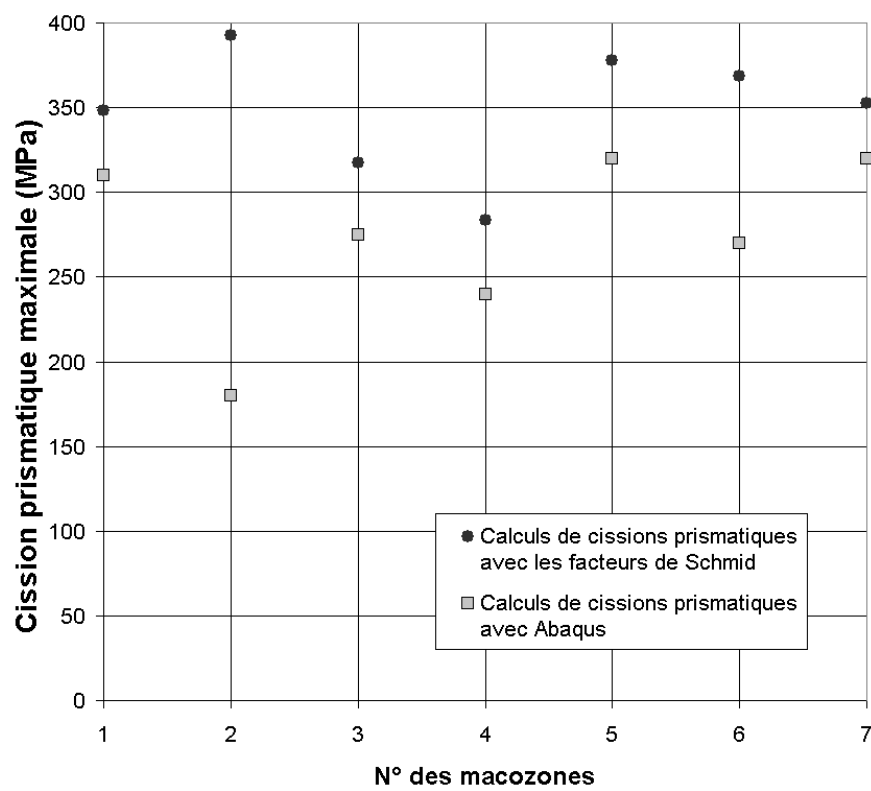


FIG. C.5 – Comparaison entre les calculs de cissions prismatiques avec les facteurs de Schmid et avec Abaqus

C.4 Calcul des facteurs de Schmid

Soit (ϕ_1, Φ, ϕ_2) les angles définissant l'orientation préférentielle de la macrozone, alors la matrice de passage du repère local au repère macroscopique est la suivante :

$$R = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & -\sin\phi_1 & 0 \\ \sin\phi_1 & \cos\phi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\Phi & -\sin\Phi \\ 0 & \sin\Phi & \cos\Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi_2 & -\sin\phi_2 & 0 \\ \sin\phi_2 & \cos\phi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

soit :

$$R = \begin{pmatrix} \cos\phi_1\cos\phi_2 - \sin\phi_1\cos\Phi\sin\phi_2 & -\cos\phi_1\sin\phi_2 - \sin\phi_1\cos\Phi\cos\phi_2 & \sin\phi_1\sin\Phi \\ \sin\phi_1\cos\phi_2 + \cos\phi_1\cos\Phi\sin\phi_2 & -\sin\phi_1\sin\phi_2 + \cos\phi_1\cos\Phi\cos\phi_2 & -\cos\phi_1\sin\Phi \\ \sin\Phi\sin\phi_2 & \sin\Phi\cos\phi_2 & \cos\Phi \end{pmatrix}$$

Dans le repère cristallin, les coordonnées des principaux vecteurs sont les suivants :

$$\vec{a}_1 = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{a}_2 = a \begin{pmatrix} -1/2 \\ \sqrt{3}/2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{a}_3 = a \begin{pmatrix} -1/2 \\ -\sqrt{3}/2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{c} = c \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

... et deviennent $R\vec{a}_1$, $R\vec{a}_2$, $R\vec{a}_3$ et $R\vec{c}$ dans le repère macroscopique.

Si le tenseur des contraintes Σ est exprimé dans le repère local (cas du calcul Abaqus), alors les cisssions résolues des principaux systèmes de glissement sont :

– Glissement basal

$$\tau_{Bi} = \frac{1}{ac} (\Sigma \cdot \vec{c}) \cdot \vec{a}_i$$

– Glissement prismatique

$$\tau_{P1} = \frac{2\sqrt{3}}{3a^2} \left(\Sigma \cdot \frac{\vec{a}_1 - \vec{a}_3}{2} \right) \cdot \vec{a}_2$$

$$\tau_{P2} = \frac{2\sqrt{3}}{3a^2} \left(\Sigma \cdot \frac{\vec{a}_2 - \vec{a}_3}{2} \right) \cdot \vec{a}_1$$

$$\tau_{P3} = \frac{2\sqrt{3}}{3a^2} \left(\Sigma \cdot \frac{\vec{a}_1 - \vec{a}_2}{2} \right) \cdot \vec{a}_3$$

Annexe D

ANNEXES DE L'ÉTUDE DE PROPAGATION EN FATIGUE

D.1 Influence des macrozones sur le faciès de rupture

Afin d'étudier une éventuelle influence des macrozones sur la propagation, nous avons étudié le profil de plusieurs faciès de rupture d'éprouvettes entaillées, sollicitées en traction-compression. Pour cela, des éprouvettes rompues ont été coupées longitudinalement (selon le schéma présenté figure D.1), puis observées en microscopie optique.

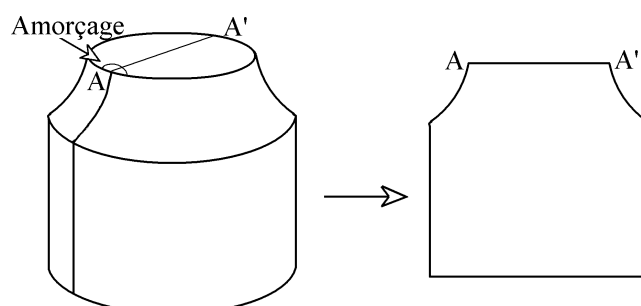


FIG. D.1 – Méthode d'observation des 'profils de faciès de rupture'

Des variations d'allures de profil ont été observées et ont pu être reliées aux macrozones. Ainsi, dans la zone d'amorçage FIG. D.2, après la propagation en stade I, le profil de rupture apparaît assez plat, sans que l'échelle microstructurale ne semble présenter de barrière vis-à-vis de la propagation. On pourrait formuler l'hypothèse que cette macrozone est bien orientée vis-à-vis de la propagation.

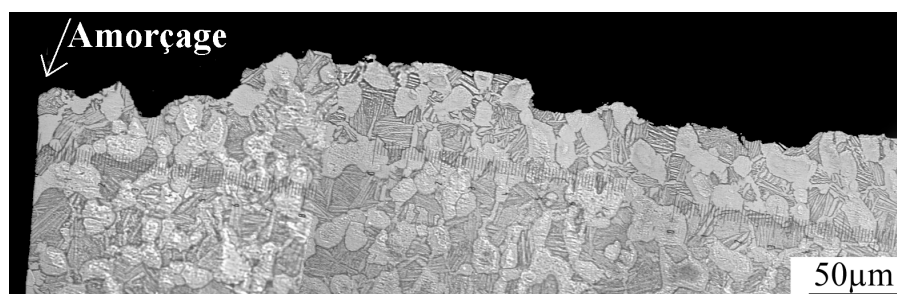


FIG. D.2 – Profil de la zone d'amorçage de la fissure principale (Éprouvette Kt 1.5 ϕ 8)

Au contraire, à 3mm de la zone d'amorçage(cf. FIG. D.3), le profil du faciès de rupture semble beaucoup plus accidenté, l'orientation de la macrozone étant peut-être moins bien orientée pour la propagation de la fissure.

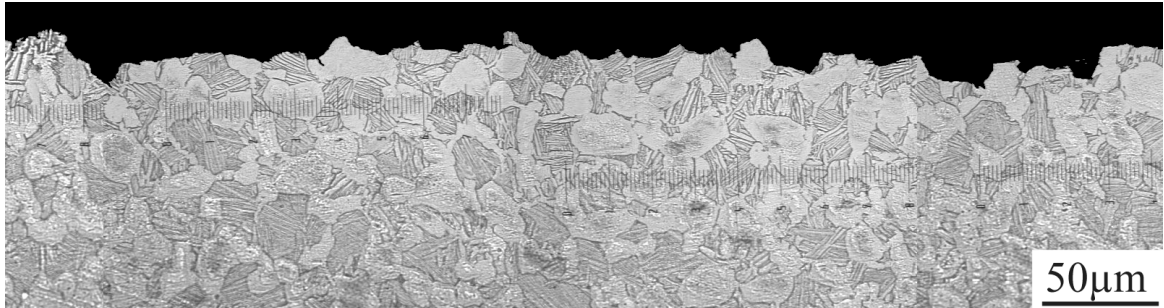


FIG. D.3 – Profil du faciès à 3mm de la zone d'amorçage (Eprouvette Kt 1.5 ϕ 8)

Enfin, le profil permet d'identifier la zone de propagation ductile (cf. FIG. D.4), sans qu'il soit toutefois possible de déterminer une zone de transition nette entre la phase de propagation en fatigue et celle de la déchirure ductile.

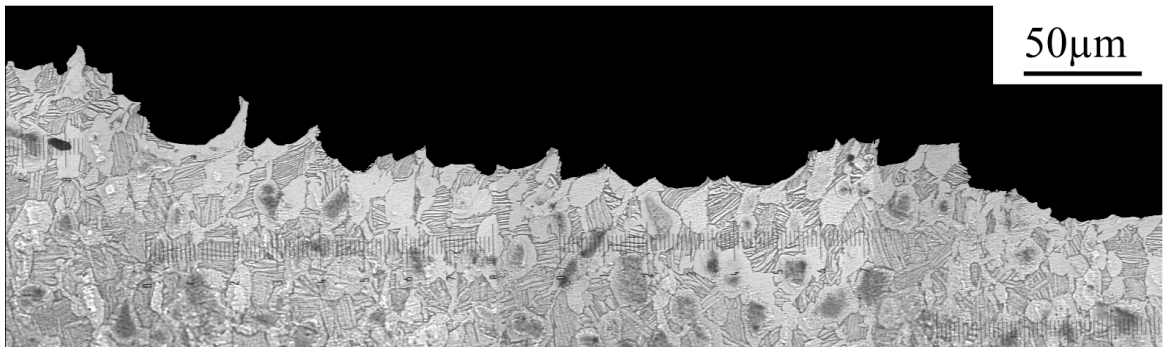


FIG. D.4 – Profil du faciès à 7mm de la zone d'amorçage (Eprouvette Kt 1.5 ϕ 8)

D.2 Suivi de la fissuration sur une éprouvette mince

Ces éprouvettes ont été prélevées dans un plan tangentiel au disque fan ; le plan des éprouvettes étant de type (u_r, u_z) .

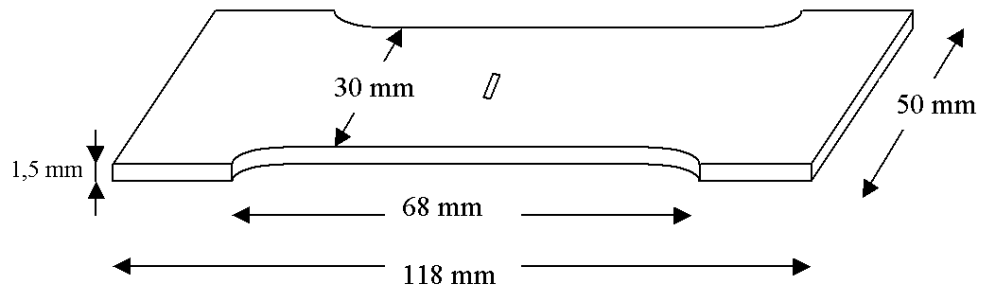


FIG. D.5 – Plan de l'éprouvette employée dans l'étude de l'influence des macrozones sur la propagation

D.3 Courbes de propagation

L'observation des premiers stades de fissuration (Chapitre 4) a montré que 2 mécanismes distincts interviennent dans la croissance des fissures :

1. la coalescence,
2. la propagation 'simple' entre deux phases de coalescences.

Nous avons donc traité les courbes de propagation afin de supprimer numériquement la part de croissance des fissures associées à la coalescence. Après vérifications expérimentales, les discontinuités dans l'évolution de la longueur des fissures en fonction du nombre de cycles, attribuées à la coalescence sont les suivants :

Σ_{max}	R	Coalescences	Remarques
800MPa	-1	$>20\mu\text{m}$ pour 100 cycles	
800MPa	0	$>30\mu\text{m}$ pour 300 cycles	
500MPa	-1	$>30\mu\text{m}$ pour 500 cycles	
800MPa	0	$>35\mu\text{m}$ pour 400 cycles	Essai cyclique précédé d'une pré-déformation plastique de 1% en traction

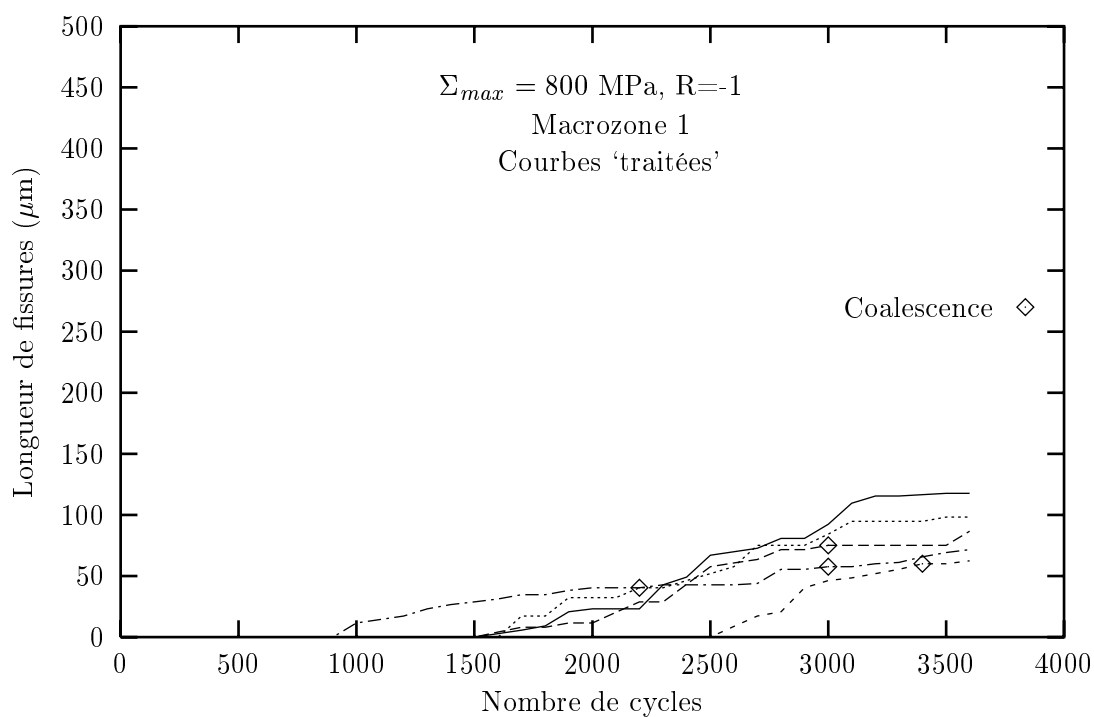
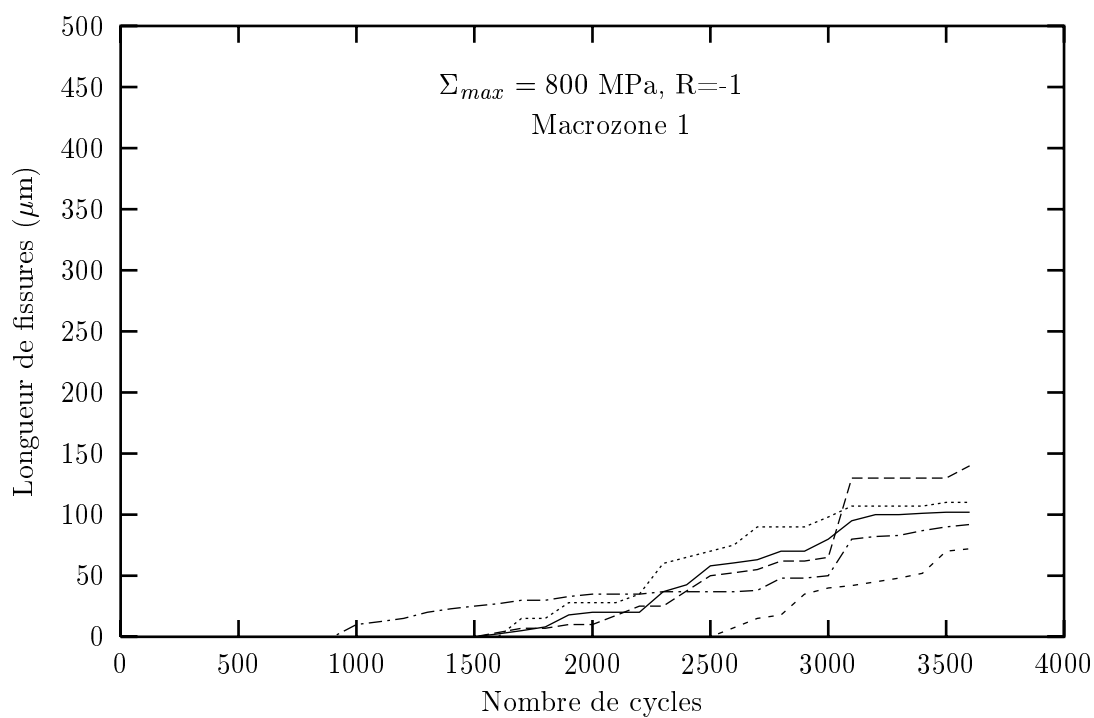


FIG. 1 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

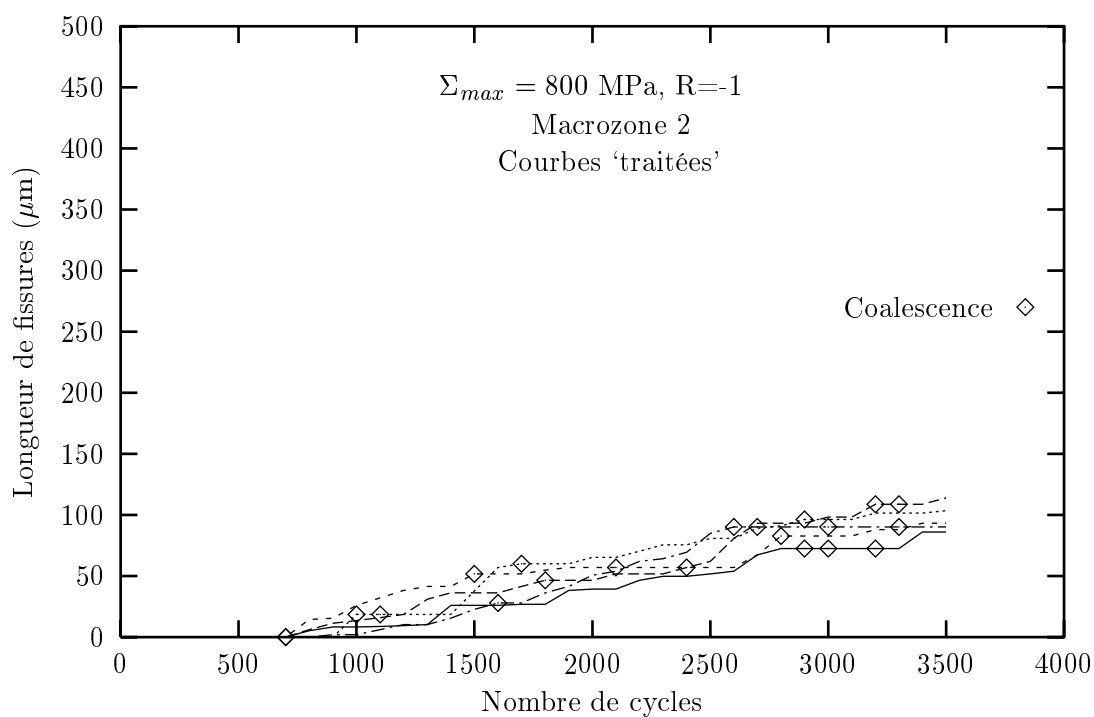
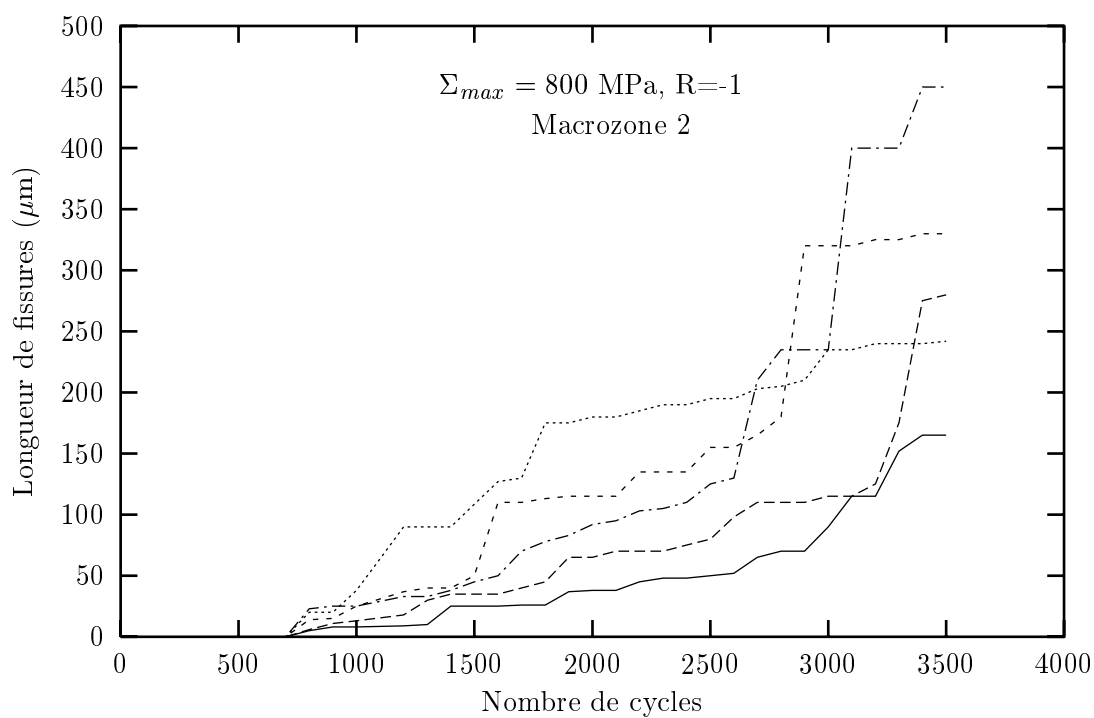


FIG. 2 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

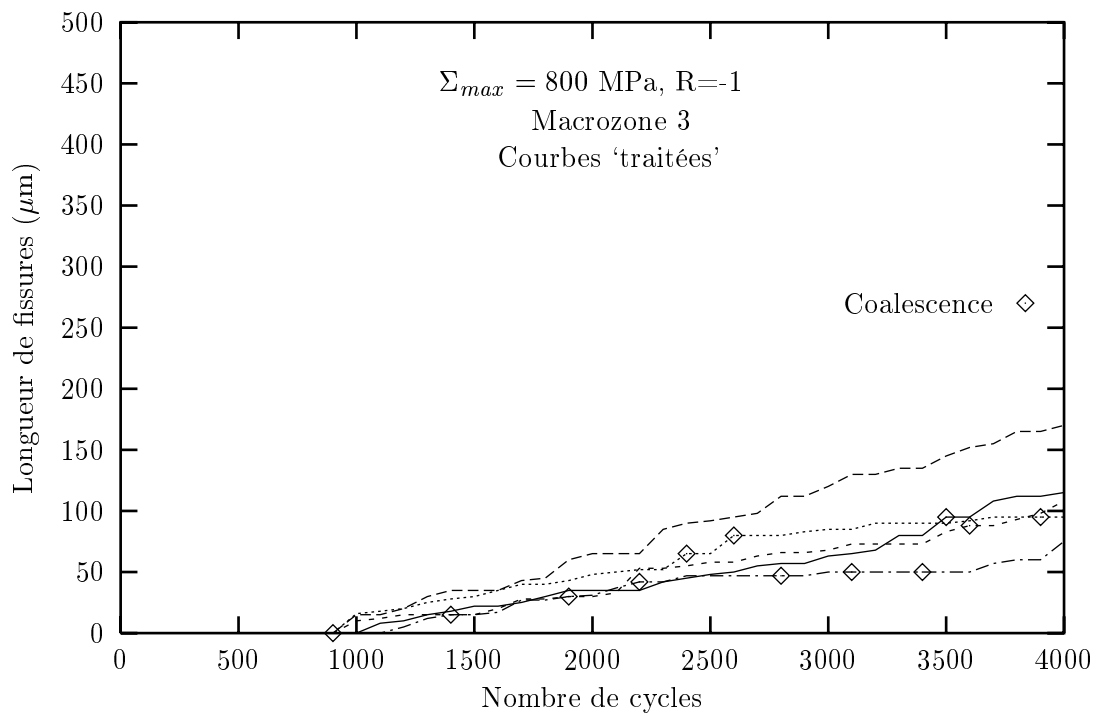
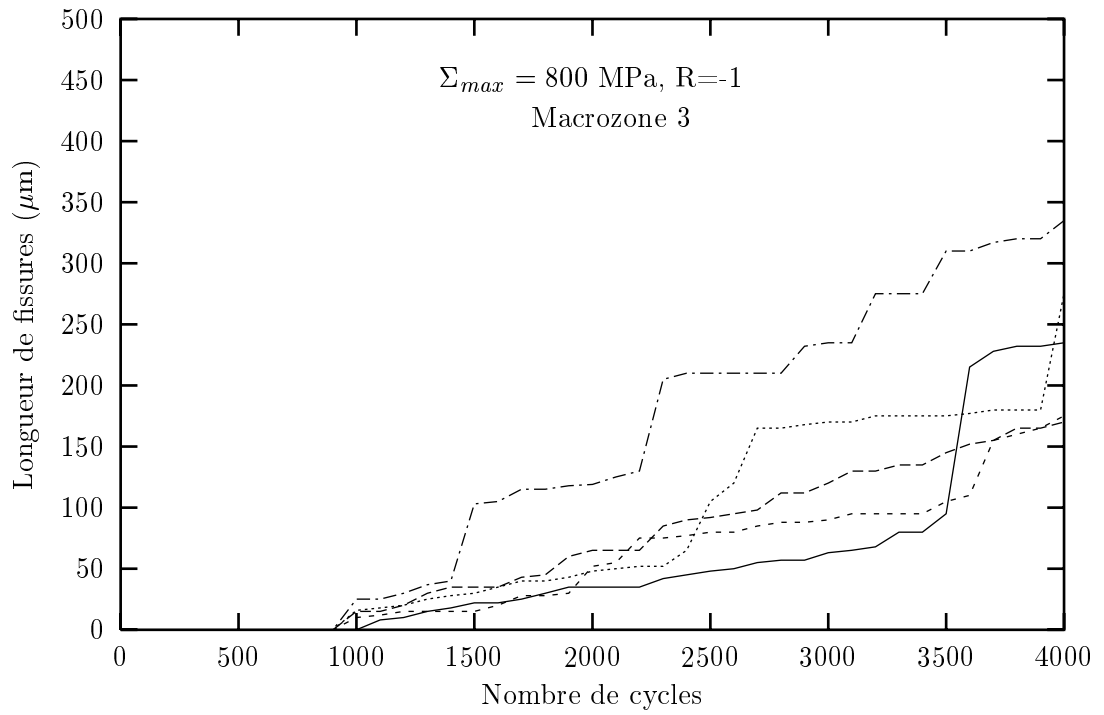


FIG. 3 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

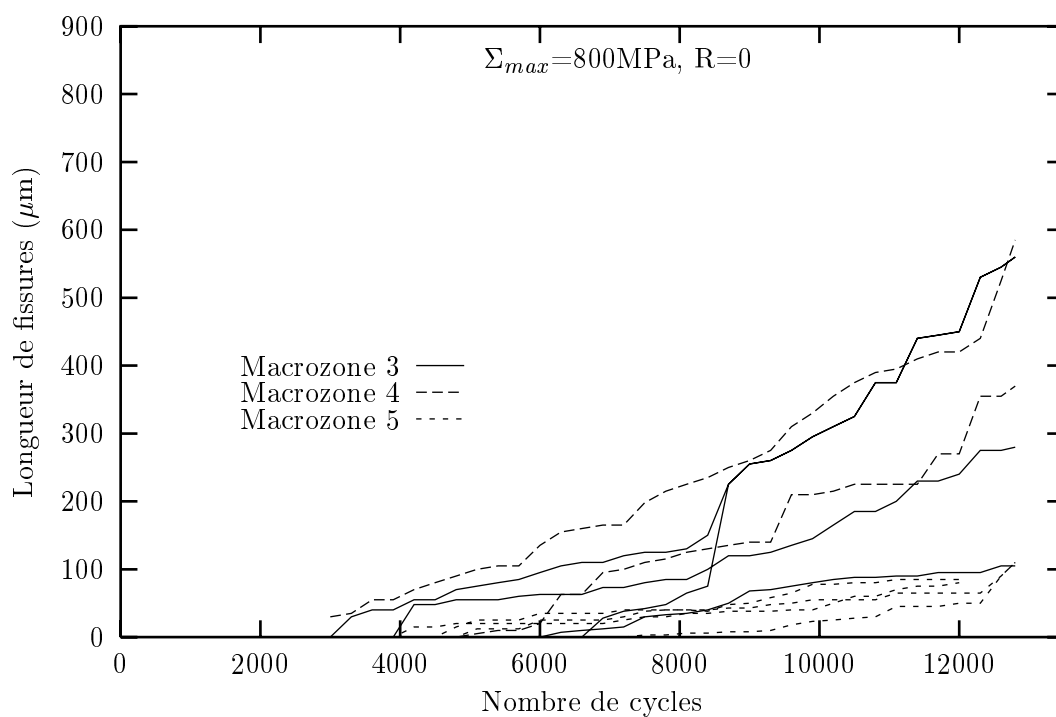
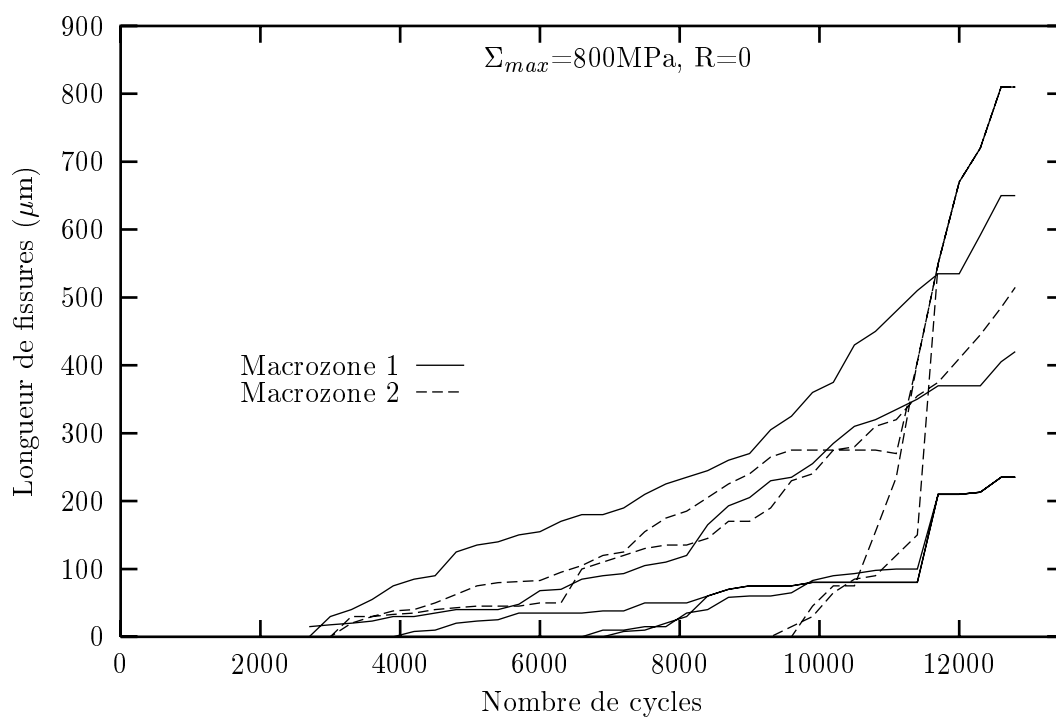


FIG. 4 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800\text{MPa}$, $R=0$) Courbes principales avec leurs 'ramifications'

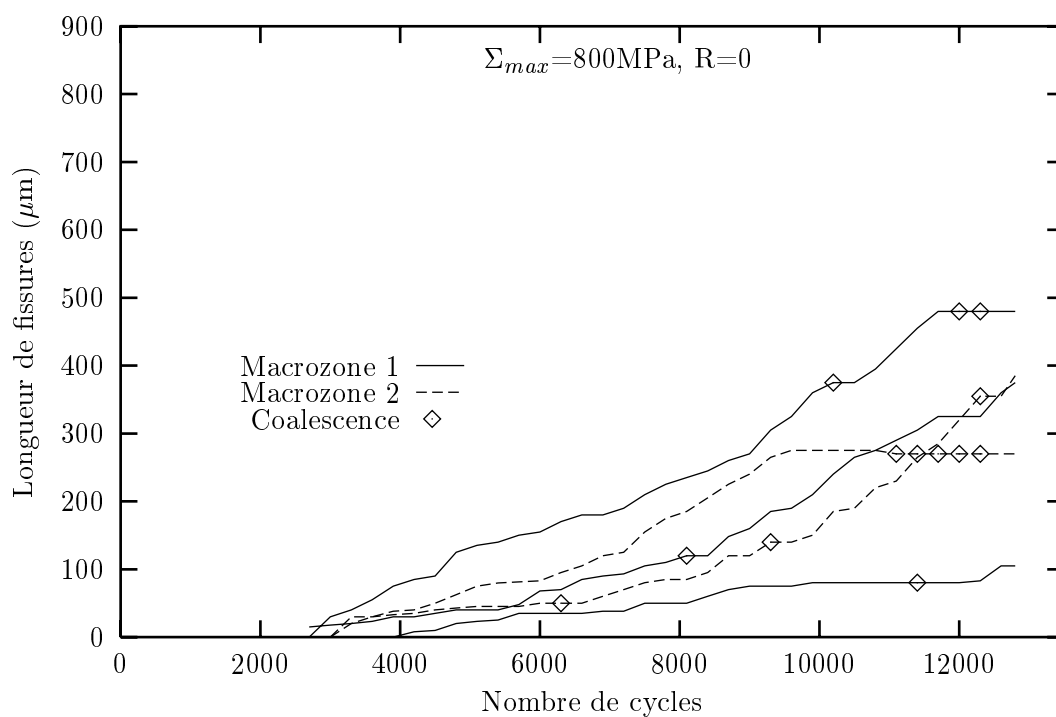
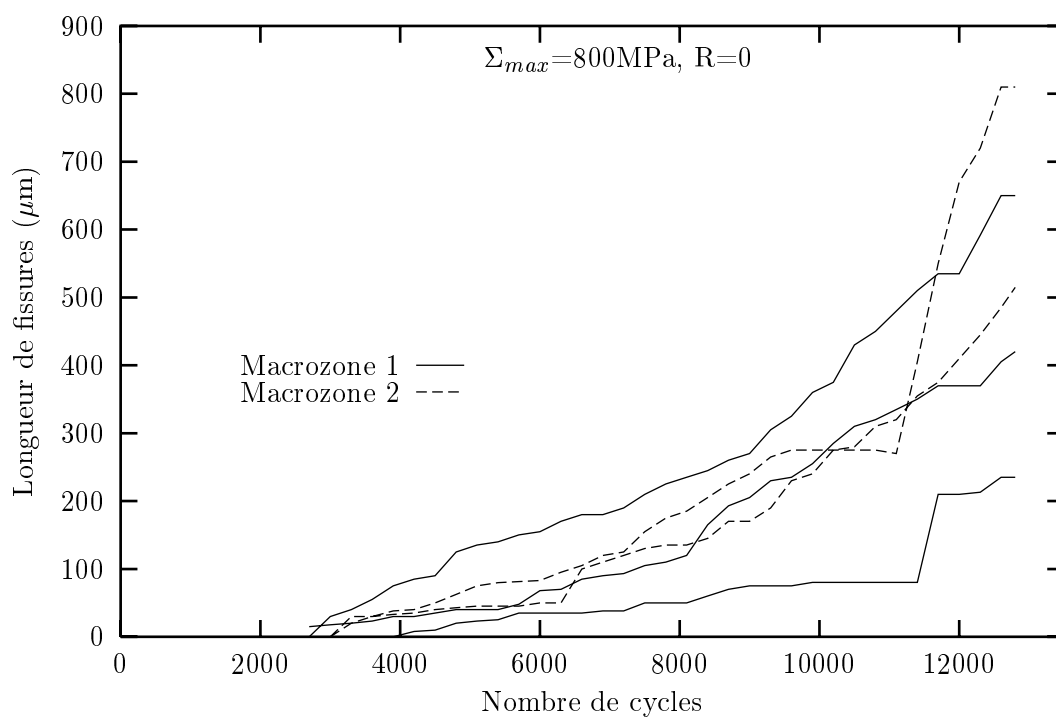


FIG. 5 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800\text{MPa}$, $R=0$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

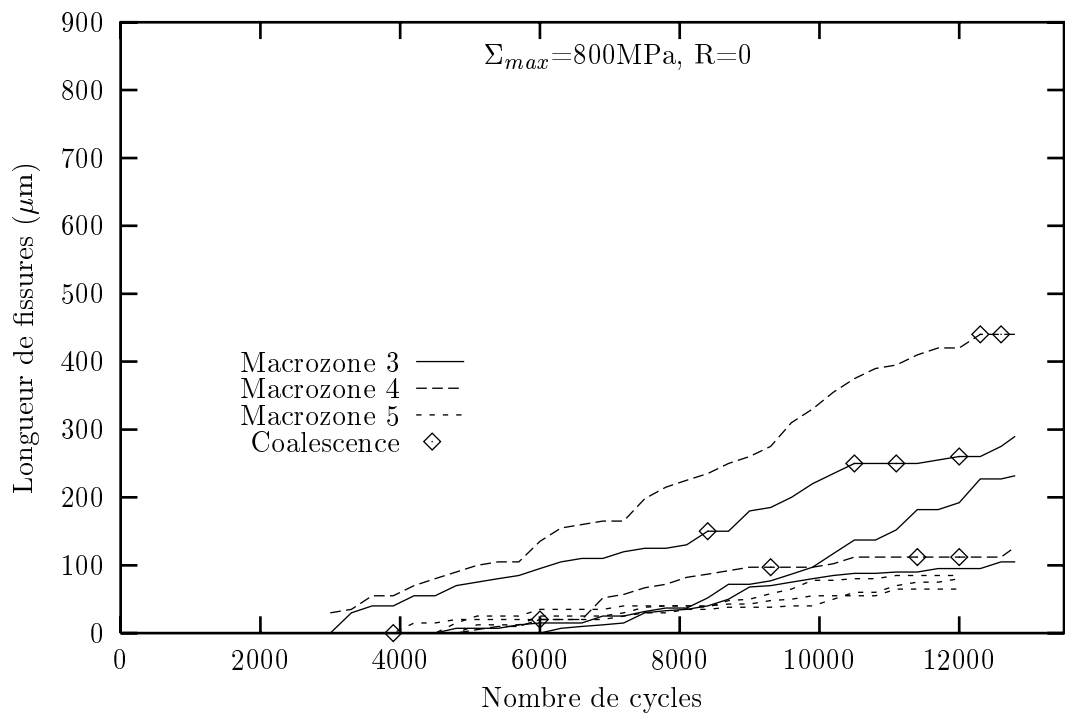
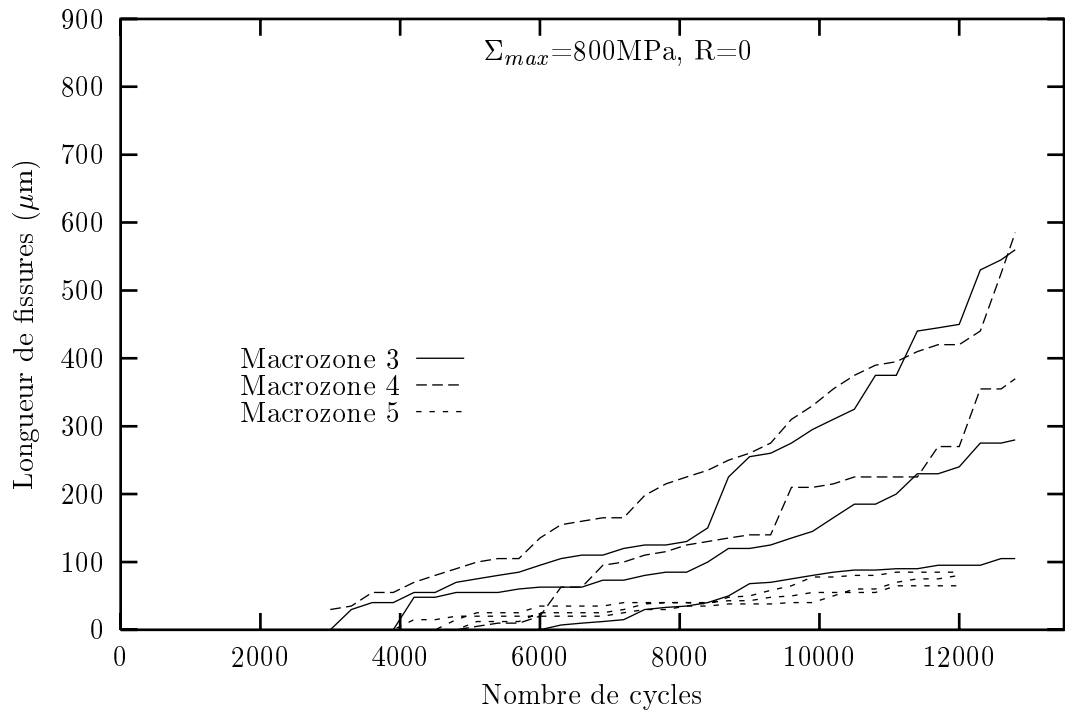


FIG. 6 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800\text{MPa}$, $R=0$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

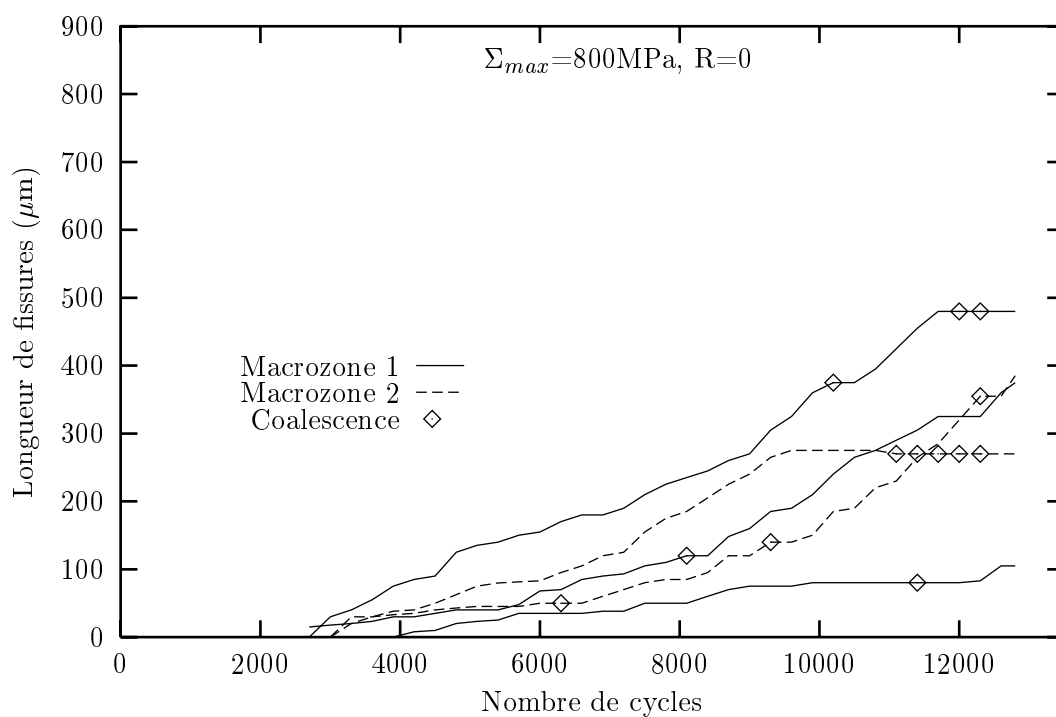
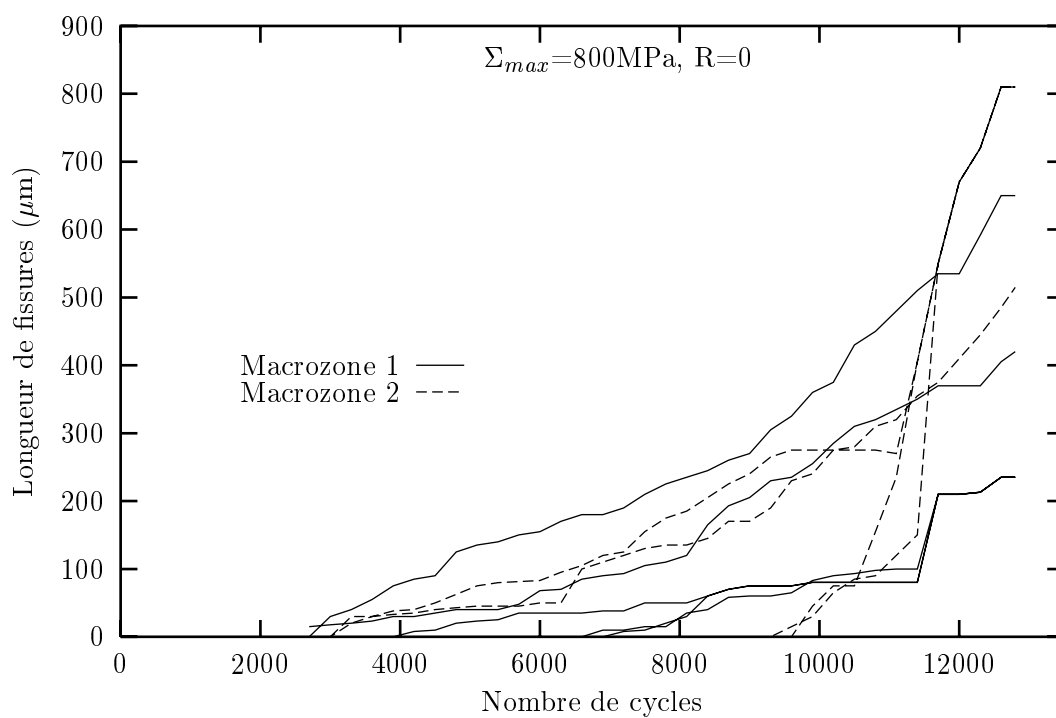


FIG. 7 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800\text{MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

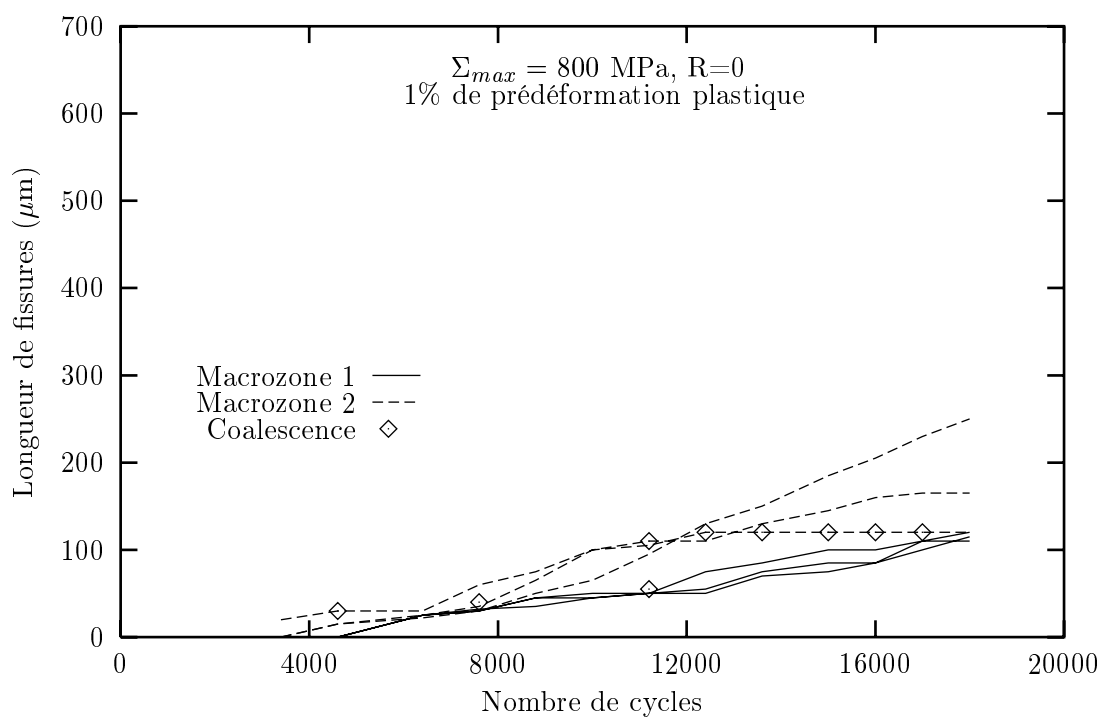
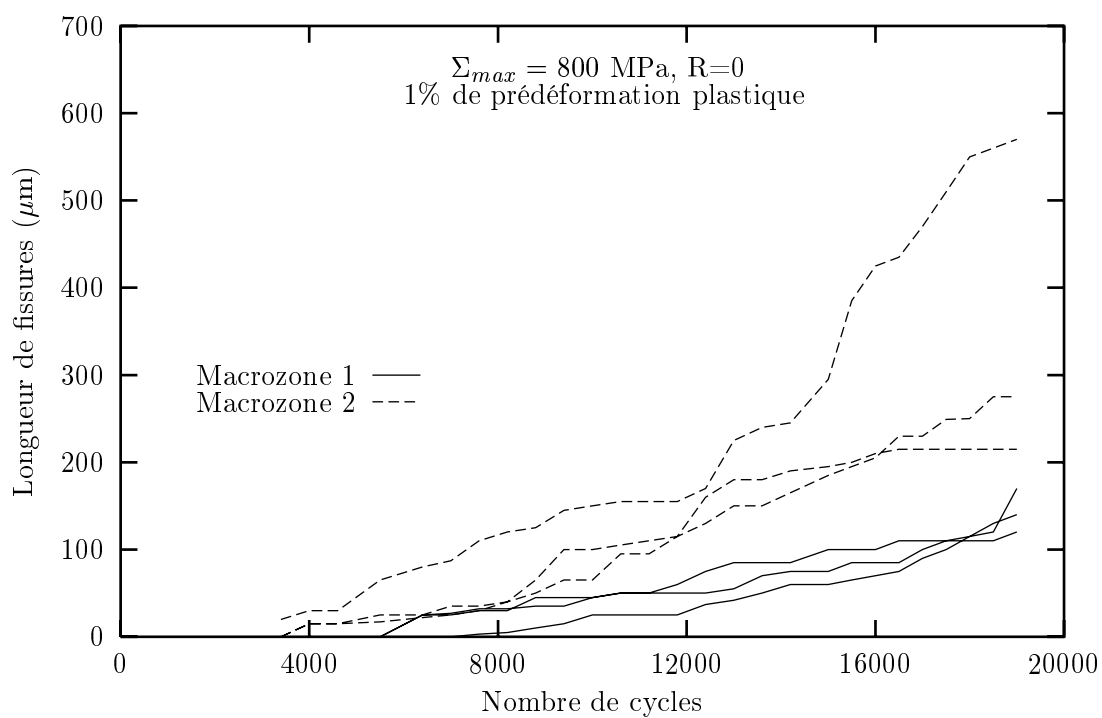


FIG. 8 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

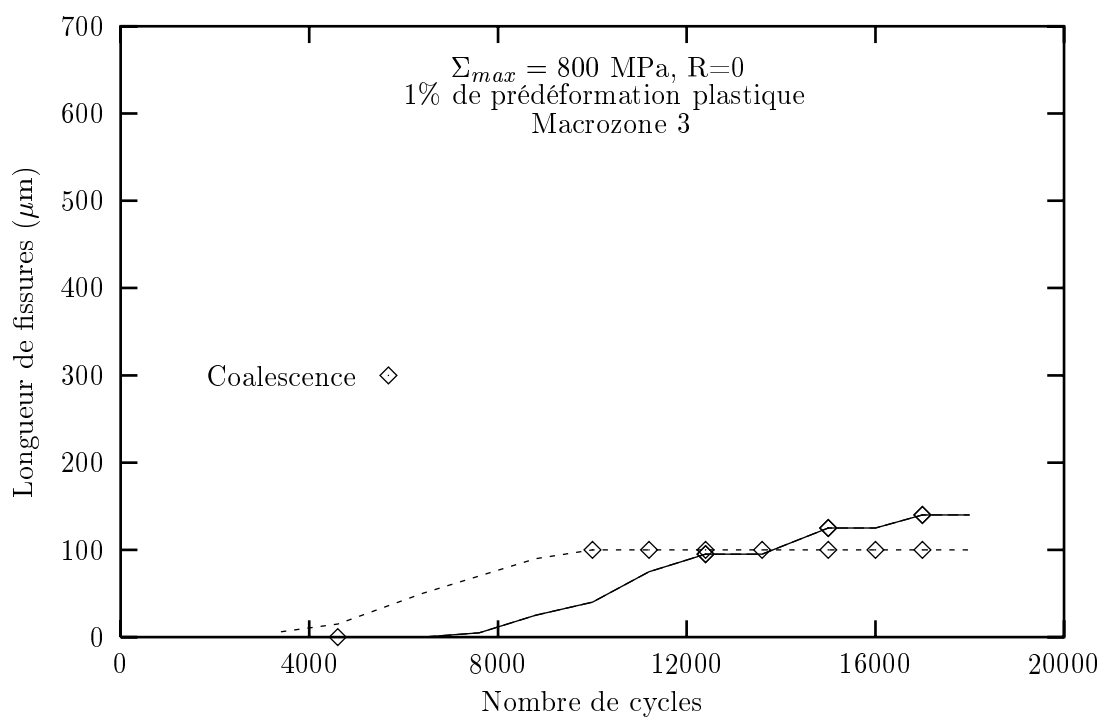
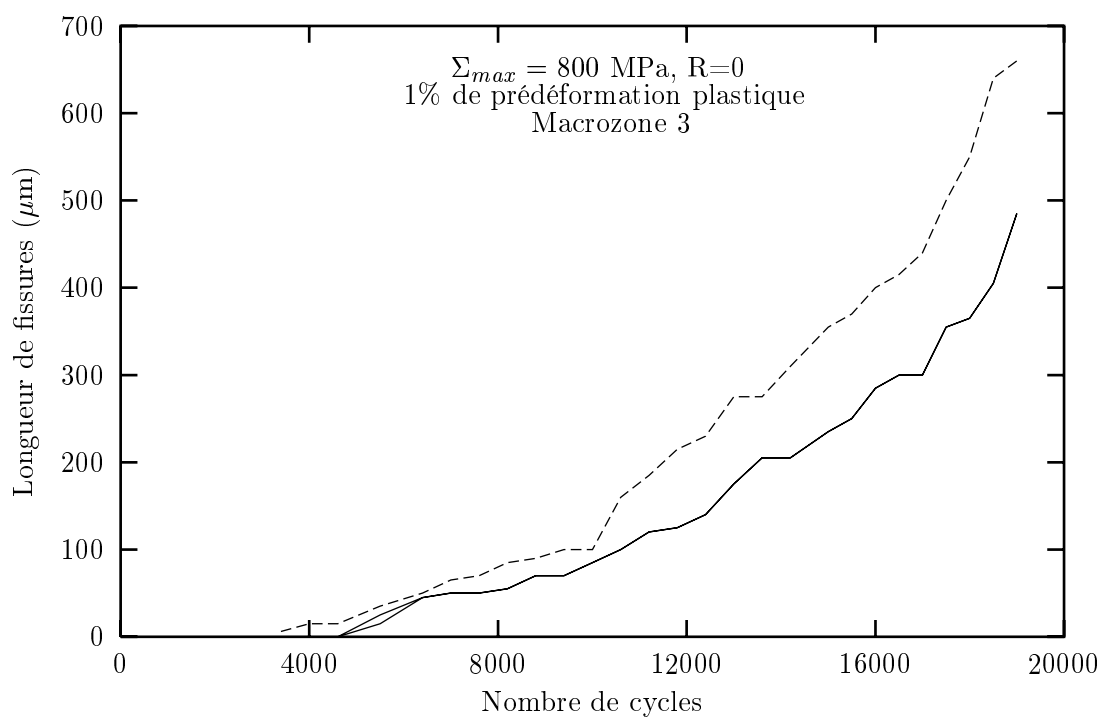


FIG. 9 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

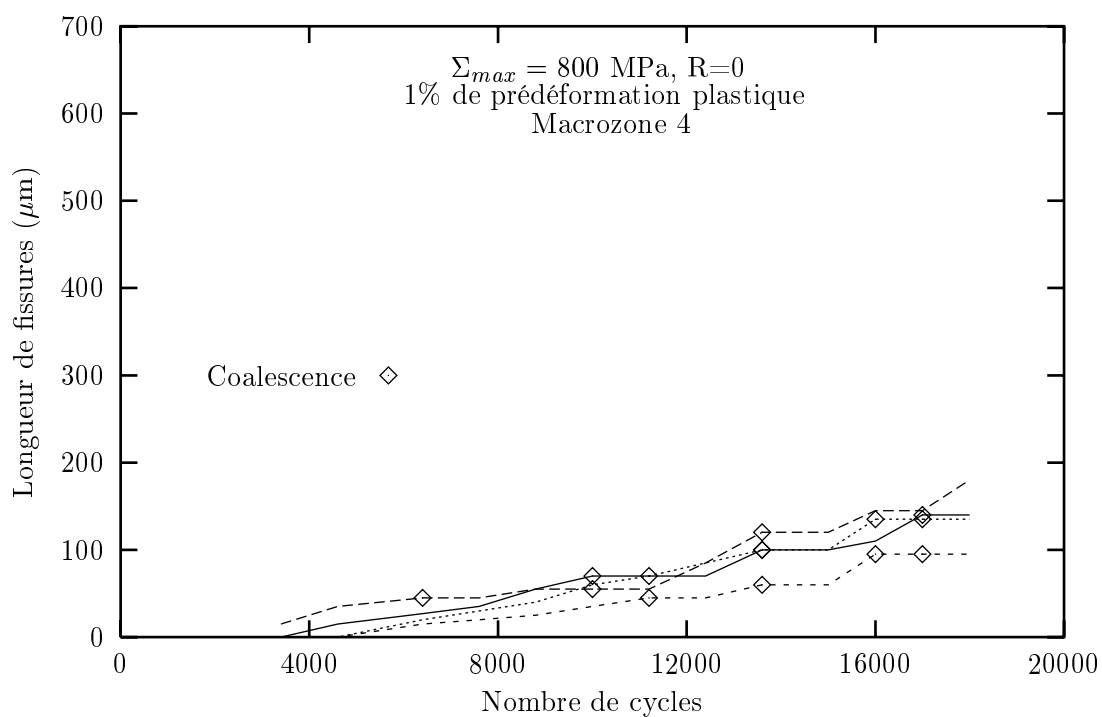
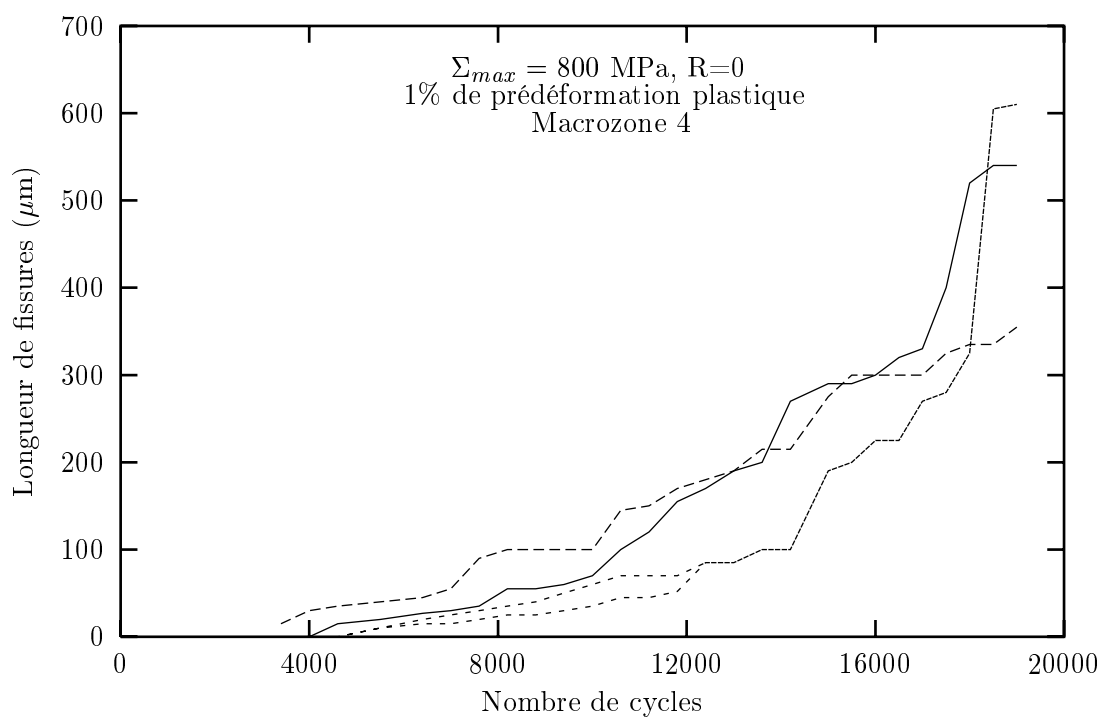


FIG. 10 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

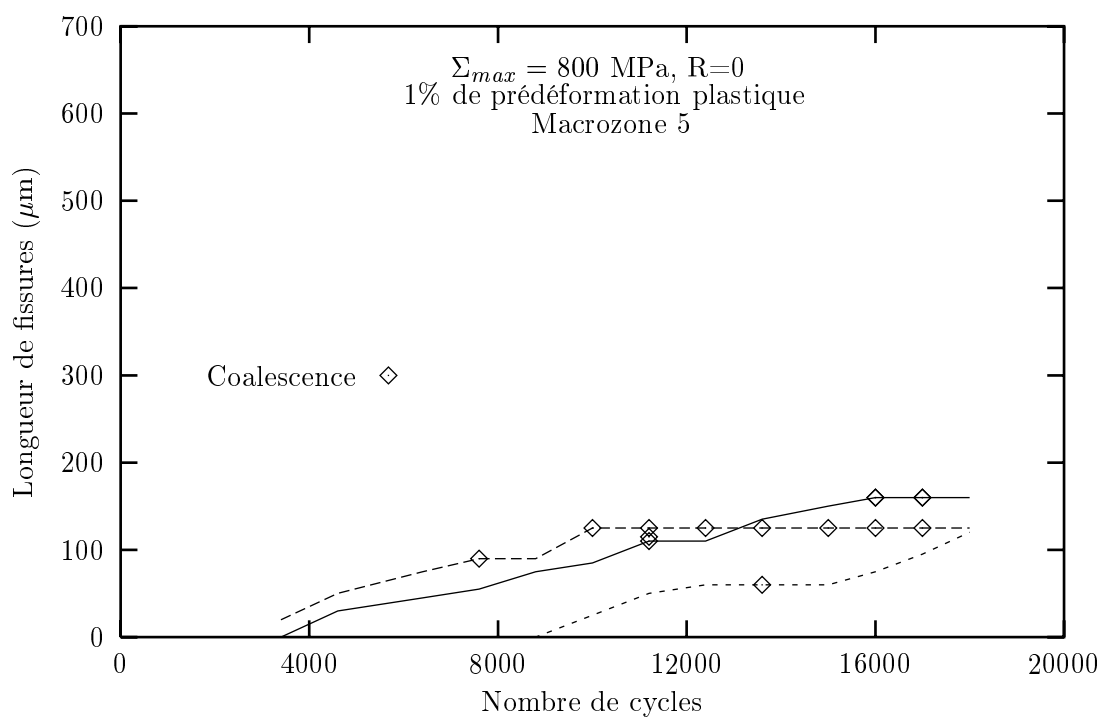
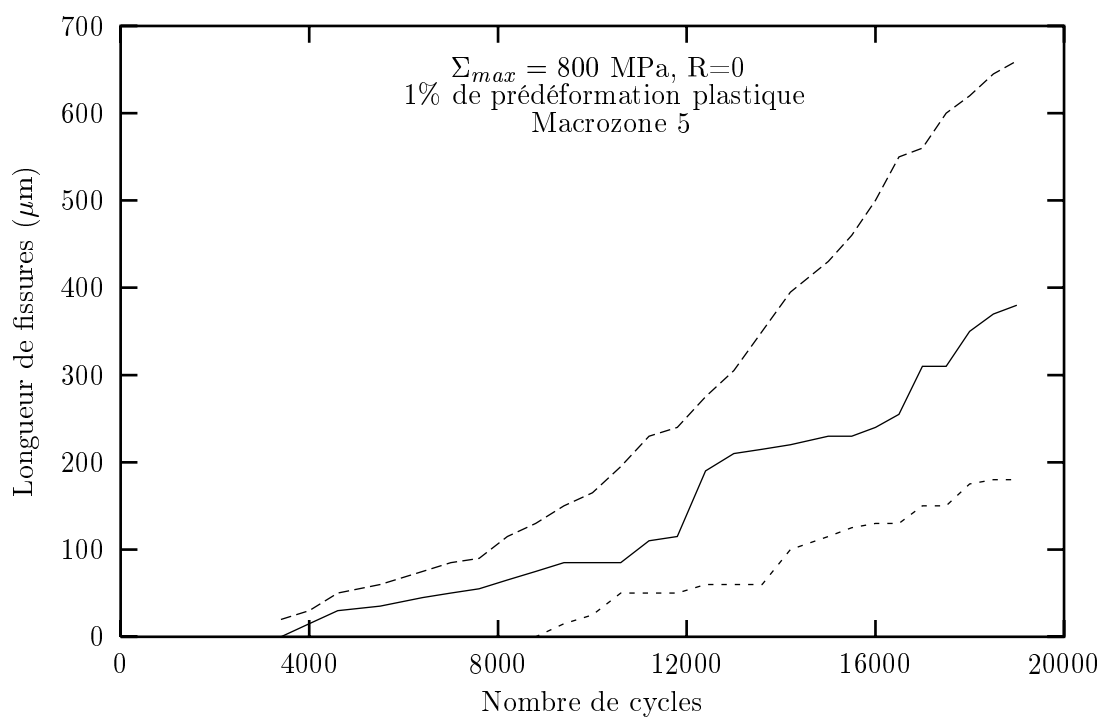


FIG. 11 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

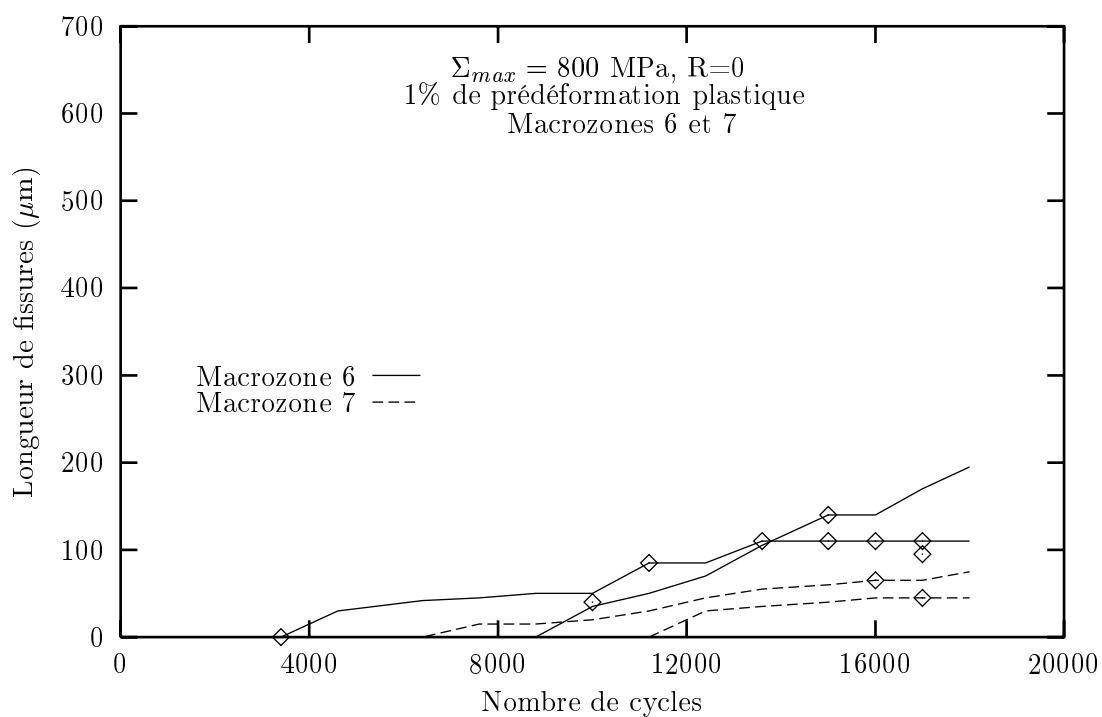
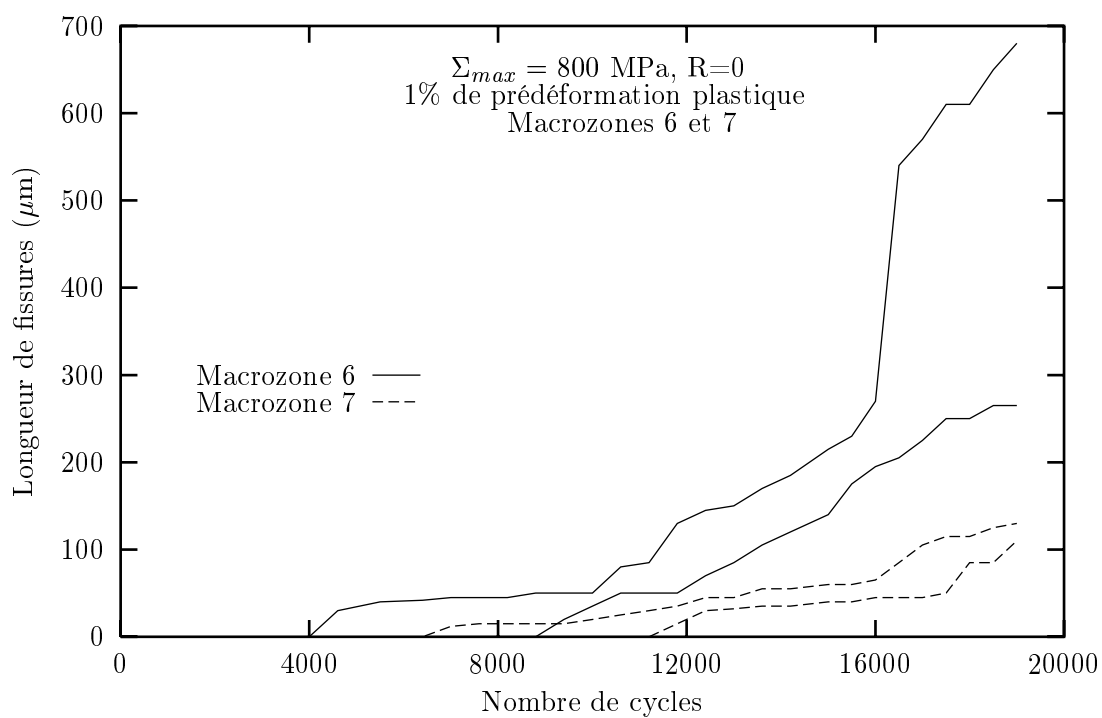


FIG. 12 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

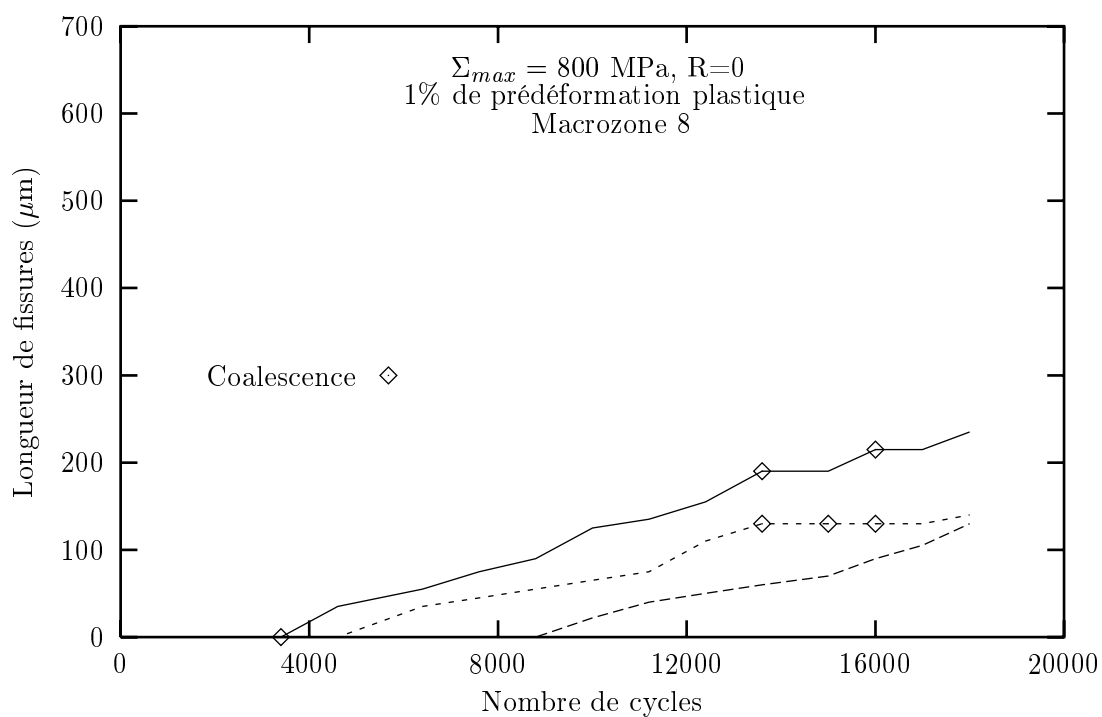
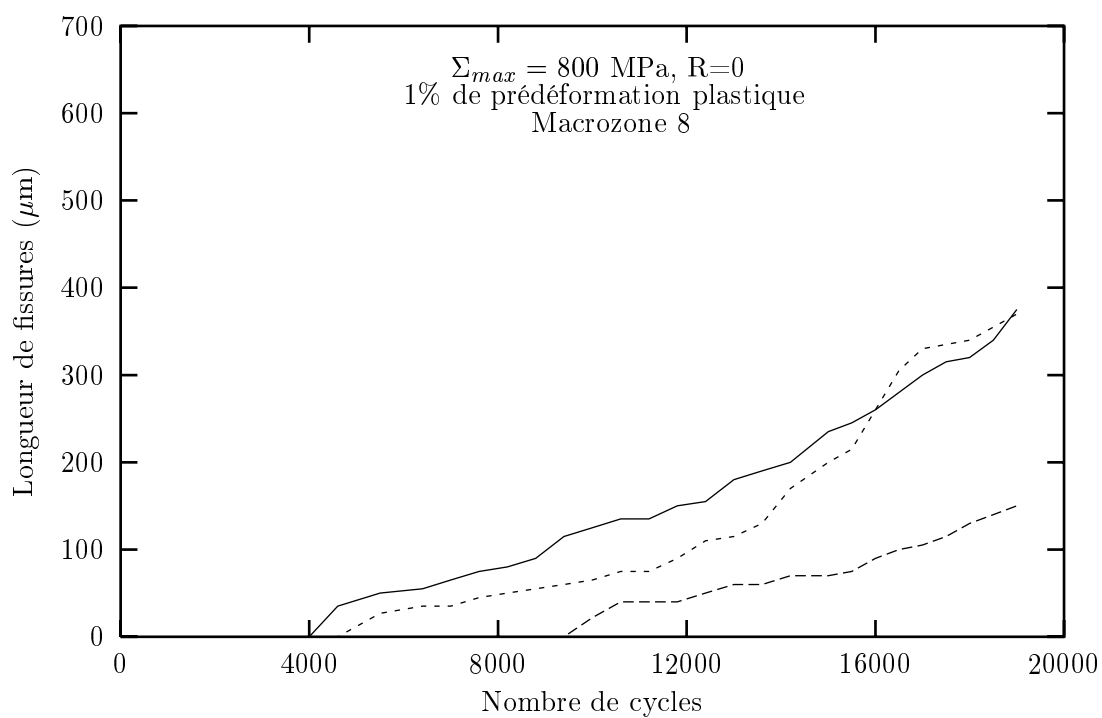


FIG. 13 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 800 \text{ MPa}$, $R=0$, pré-déformation plastique de 1%)

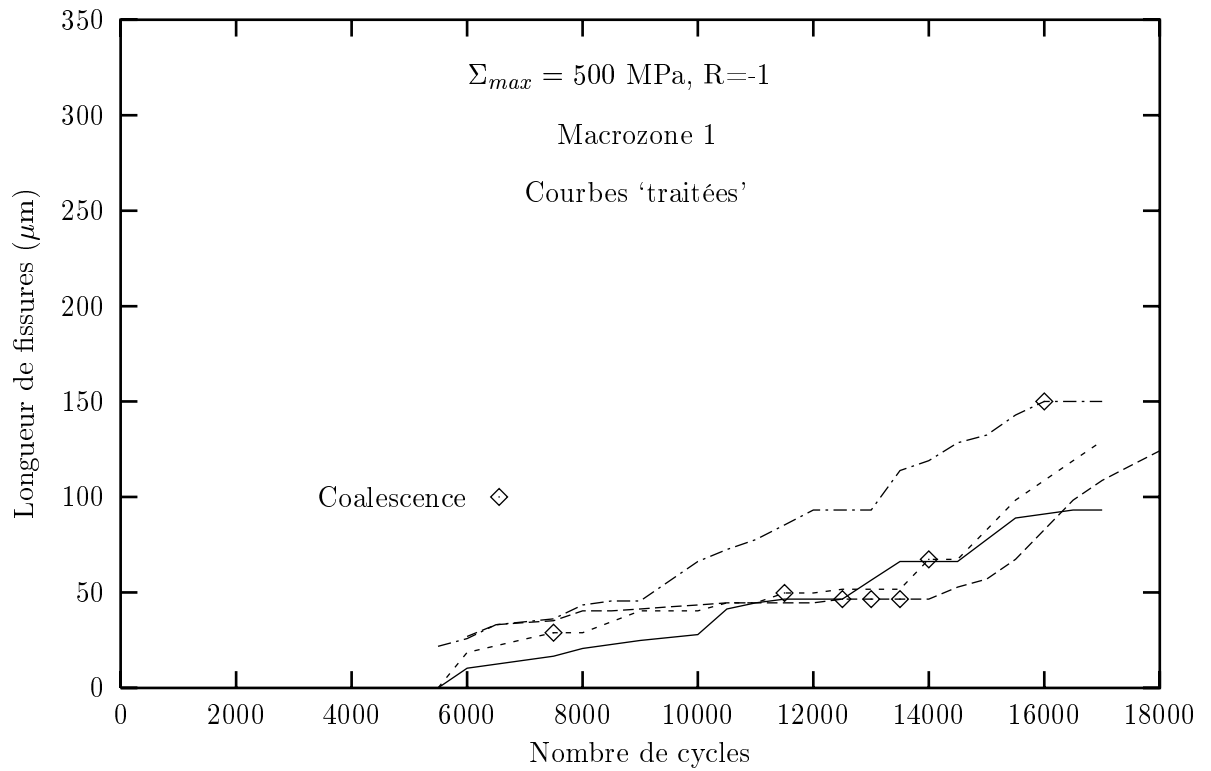
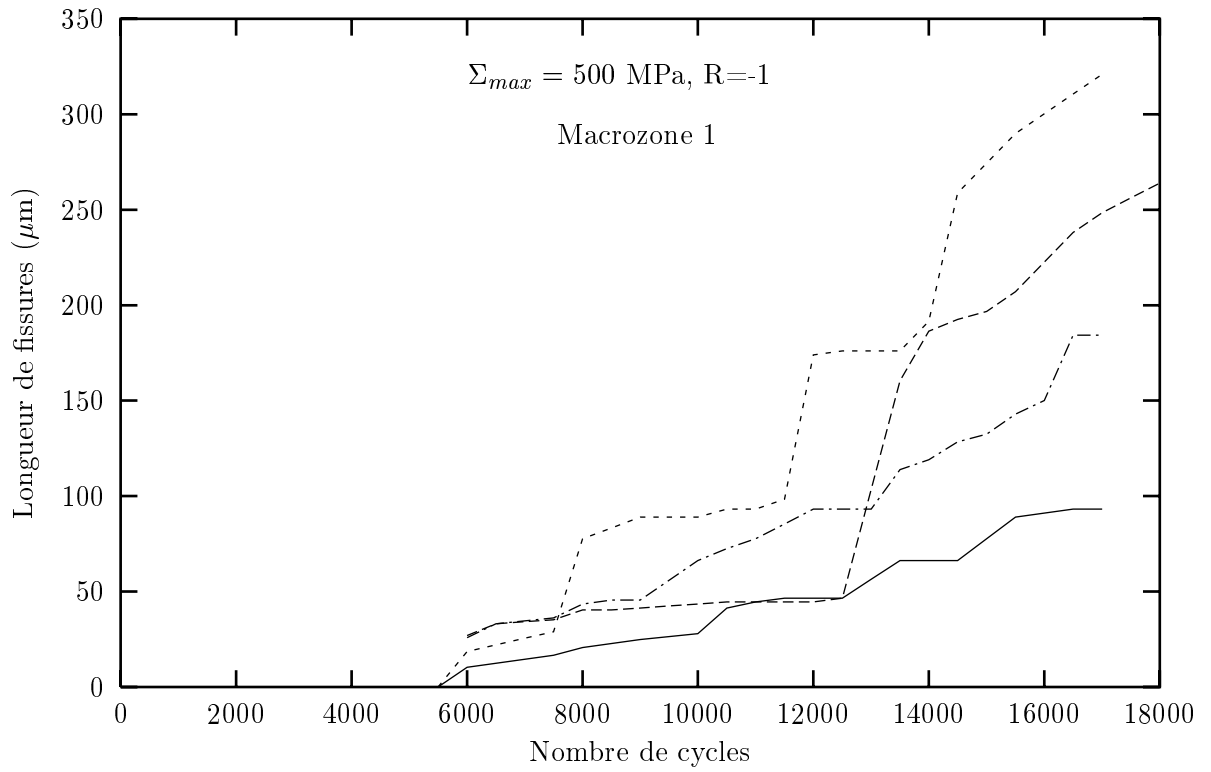


FIG. 14 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 500 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

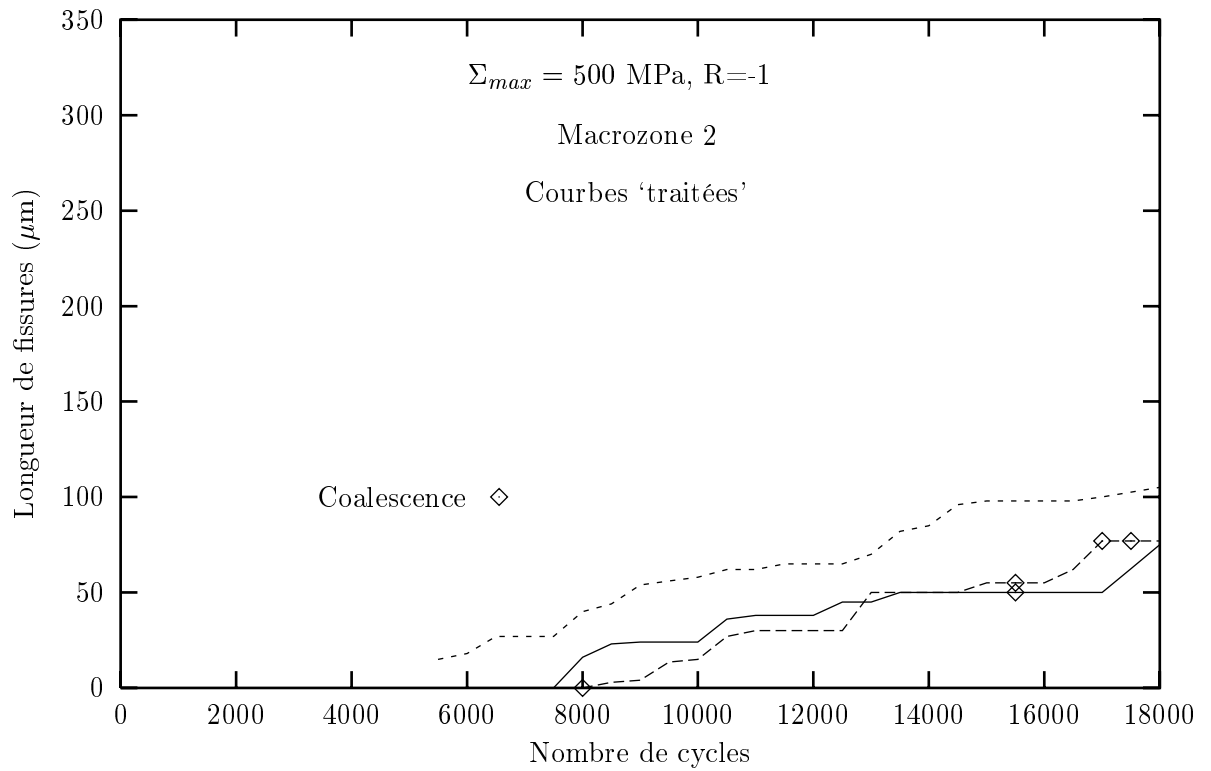
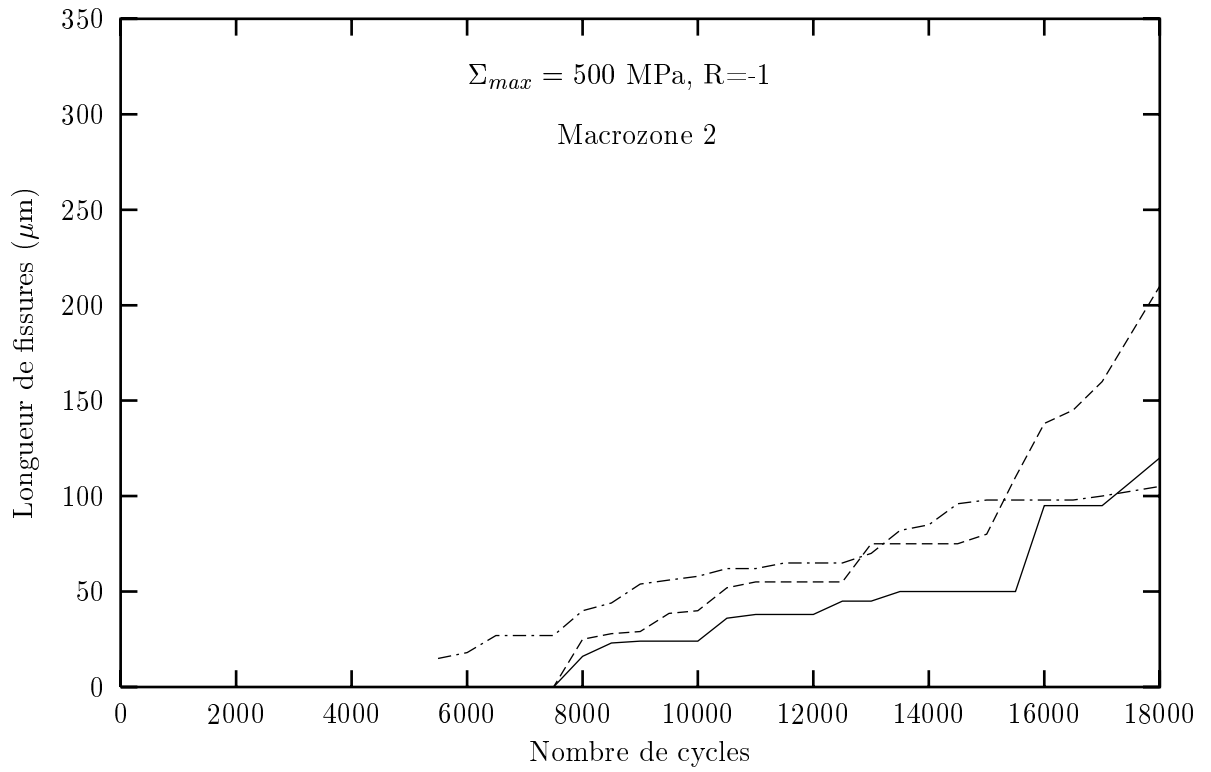


FIG. 15 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 500 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

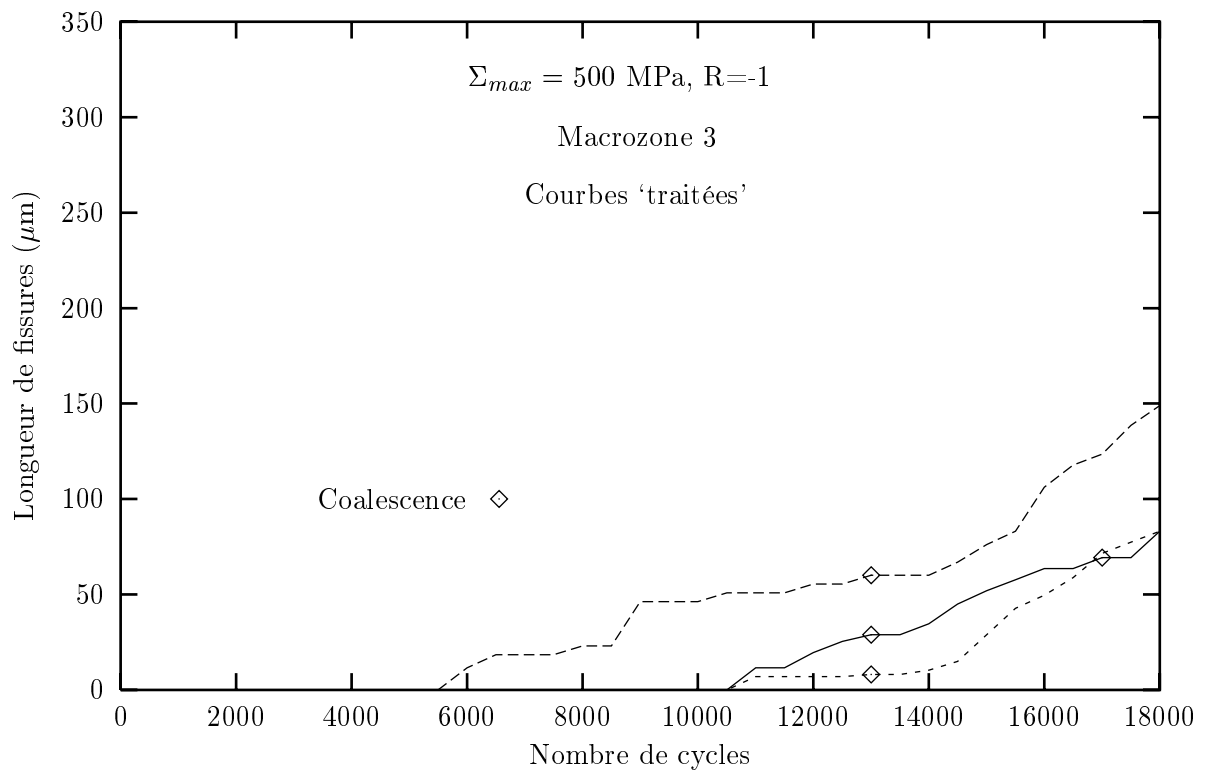
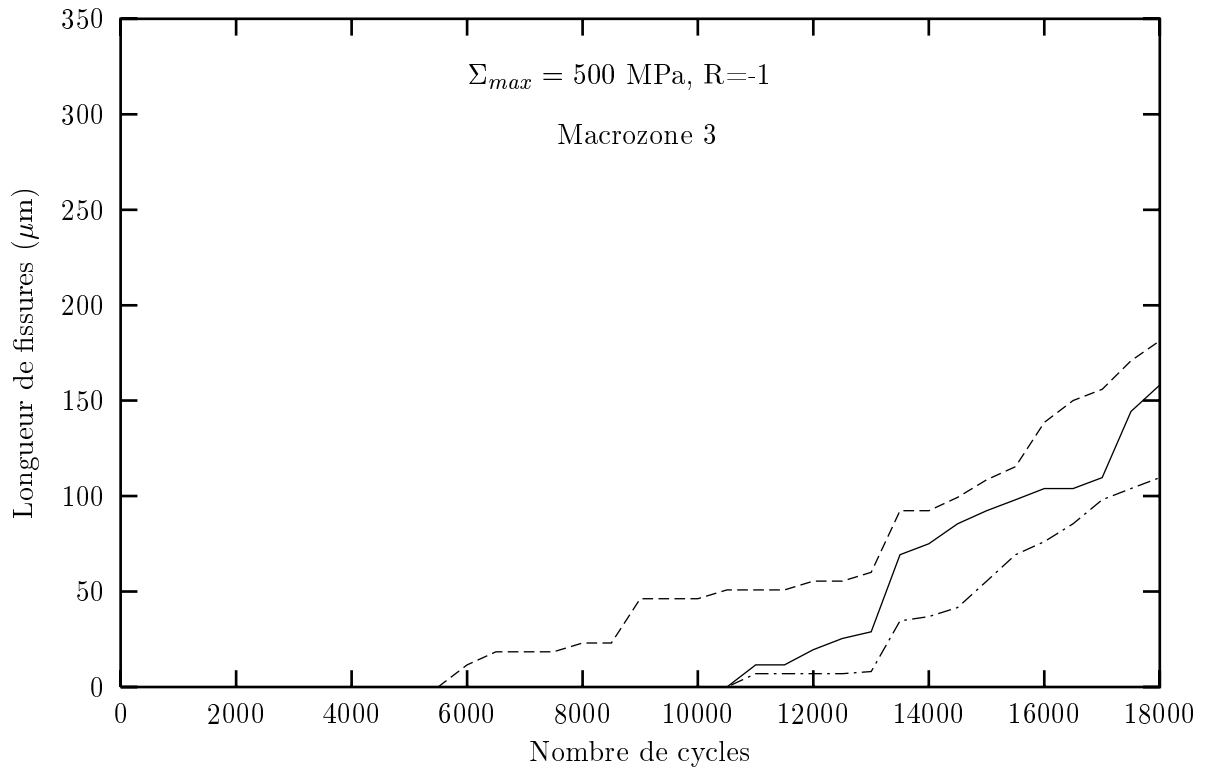


FIG. 16 – Evolution de la longueur des fissures d'une macrozone au cours d'un essai ($\Sigma_{max} = 500 \text{ MPa}$, $R=-1$) - Courbes brutes et courbes 'traitées'

Annexe E

COMPLÉMENTS SUR LA TECHNIQUE DE PHOTOÉLASTICIMÉTRIE

La technique de photoélasticimétrie consiste à utiliser les propriétés photoélastiques de certains matériaux tels que les polyuréthanes ou les araldites. Ces matériaux deviennent biréfringents lorsqu'ils sont soumis à des déformations, les directions principales optiques étant confondues avec les directions principales du tenseur des contraintes.

On peut utiliser la photoélasticimétrie par transmission, ou bien par réflexion, en déposant sur la surface de l'éprouvette une pellicule réfléchissante recouverte d'un film photoélastique.

Lorsqu'une lumière traverse un matériau photoélastique, du fait de sa biréfringence, il apparaît un retard optique et donc un déphasage entre les composantes de la lumière incidente :

$$\phi = 2\Pi \cdot \frac{\delta}{\lambda}$$

ϕ : déphasage

δ : retard optique

λ : longueur d'onde

Dans un matériau photoélastique, le retard optique δ est proportionnel à la différence entre les contraintes principales, $\sigma_I - \sigma_{II}$.¹

Si une lumière monochromatique traverse un premier filtre polarisant (appelé polariseur), un milieu photoélastique, puis un deuxième filtre polarisant (nommé analyseur), l'intensité lumineuse qui subsiste est nulle dans les deux cas suivants :

- Les directions des 2 filtres polarisants sont parallèles aux directions principales des contraintes. Cette propriété est indépendante de la longueur d'onde, de l'épaisseur et de la sensibilité du film. Les lignes d'extinction formées sont appelées *isoclines*.
- Le retard optique est un multiple de la longueur d'onde. Les lignes d'extinction formées sont appelées *isochromes*.

Deux types de franges d'interférence se forment donc :

- les isoclines, qui dépendent des positions angulaires des deux polariseurs,
- les isochromes, qui ne dépendent que de la différence des contraintes principales.

Les isoclines permettent de repérer les directions principales des contraintes, mais leur présence gêne l'observation des autres franges. Un dispositif insérant des lames quart d'onde² après le polariseur et avant l'analyseur, permet de supprimer les isoclines. Il est alors possible de repérer les franges

1. On rappelle qu'en tout point de la surface, deux des contraintes principales, σ_I et σ_{II} , sont dans le plan tangent à la surface ; la troisième contrainte principale, σ_{III} , est nulle.

2. Une lame quart d'onde est un corps biréfringent orienté à 45° par rapport à la direction de polarisation.

correspondant aux isochromes et de connaître $\sigma_I - \sigma_{II}$ en fonction de la longueur d'onde et de l'ordre de grandeur de la frange :

$$\sigma_I - \sigma_{II} = n \cdot \frac{\lambda}{Ce}$$

n est un nombre entier ; c'est l'ordre de la frange.

C est une constante.

e est l'épaisseur du film.

Bibliographie

- AKHTAR, A. 1976. The allotropic transformation bcc \rightarrow hcp in zirconium. *Metallurgical Transactions*, **7A**, 1735–1741.
- ARI-GUR, P., & SEMIATIN, S.L. 1998. Evolution of microstructure, macrotexture and microtexture during hot-rolling of Ti-6Al-4V. *Materials Science and Engineering*, **257**, 118–127.
- BACHE, M.R., EVANS, W.J., RANDLE, V., & WILSON, R.J. 1998. Characterization of mechanical anisotropy in titanium alloys. *Materials Science and Engineering*, **A257**, 139–144.
- BENSON, D.K., GROSSKREUZ, J.C., & SHAW, G.G. 1972. Mechanisms of fatigue in mill-annealed Ti-6Al-V at room temperature and 600°F. *Metallurgical Transactions*, **3**, 1239–2148.
- BLACKBURN, M.J., & WILLIAMS, J.C. 1969. Strength, deformation modes and fracture in titanium-aluminium alloys. *Transactions of the ASTM*, **62**, 398–409.
- BOWEN, A.W. 1978. The influence of crystallographic orientation on the fracture toughness of strongly textured Ti-6Al-4V. *Acta Metallurgica*, **26**, 1423–1433.
- BOYER, R.R., WILLIAMS, J.C., & PATON, N.E. 1999. Evolving Aerospace applications for Ti- alloys. *In: The 9th World Conference on Titanium*.
- BÜRGER, W. G. 1934. *Physica* **1**, 561.
- CASTRO, R., & SERAPHIN, L. 1966. Contribution à l'étude métallographique et structurale de l'alliage de titane TA6V. *Mem.Sci.Rev.Met.*, **12**, 1025–1055.
- CHAN, K.S., WOJCIL, C.C., & KOSS, D.A. 1981. *Metallurgical Transactions A*, **12**.
- CHURCHMAN, A.T. 1954. *Proc. roy. soc.*, **226**, 216.
- COMBRES, Y., & CHAMPIN, B. 1992. Traitements thermiques des alliages de titane. *Techniques de l'ingénieur*.
- COMBRES, Y., & CHAMPIN, B. 1994a. Traitements thermiques des alliages de titane. *Revue française de métallurgie*, **Septembre**, 78–83.
- COMBRES, Y., & CHAMPIN, B. 1994b. Traitements thermiques des alliages de titane. *Revue française de métallurgie*, **Octobre**, 57–59.
- CONRAD, H. 1981. *Prog. Mater. Sci.*, **26**, 123.
- DEMULSANT, X., & MENDEZ, J. 1995. Microstructural effects on small fatigue crack initiation and growth in Ti-6Al-4V alloys. *Fatigue of Engineering Materials and Structures*, **18**, 1483–1497.
- DUMANOWSKI, B. 1997. *Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage de titane TA6V dans le domaine biphasé $\alpha + \beta$* . Ph.D. thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne.
- EVANS, W.J., & BACHE, M.R. 1992. Fatigue under tension/torsion loading in IMI 685. *Pages 1765–1772 of: FROES, F.H., & CAPLAN, I.L. (eds), Proc.7th int.conference on titanium*, vol. 2.
- FEAUGAS, X. 1994. *Microstructure et modélisation du comportement en fatigue uniaxiale et multiaxiale d'un alliage de titane biphasé*. Ph.D. thesis, Université de Technologie de Compiègne.
- FISHER, E.S., & RENKEN, C.J. 1964. Single-crystal moduli and hcp \rightarrow bcc transformation in Ti, Zr and Tl. *Physical Review*, **135**(2A), 482–494.
- FUNKENBUSCH, A.W., & COFFIN, L.F. 1978. Low-cycle fatigue crack nucleation and early growth in Ti-17. *Metallurgical Transactions*, **9A**, 1159–1167.

- GILBERT, J.L., & PIEHLER, H.R. 1989. Grain egression : A new mechanism of fatigue crack initiation in Ti-6Al-4V. *Metallurgical Transactions*, **20A**, 1715–1725.
- GRAYIII, G.T., LÜTJERING, G., & WILLIAMS, J.C. 1990. The influence of oxygen on the structure, fracture and fatigue crack propagation behavior of Ti-8,6 wt pct Al. *Metallurgical Transactions A*, **21A**, 95–10.
- GREGORY, J.K. 1994. *Handbook of fatigue crack propagation in metallic structures*. Vol. 1. Chap. Fatigue crack propagation in titanium alloys, pages 281–322.
- GUEDOU, J.Y., & HONNORAT, Y. 1989. Endommagement en fatigue oligocyclique des disques de turbomachines. *Matériaux et Techniques*, 49–55.
- HASTINGS, P.J., HICKS, M.A., & KING, J.E. 1987. The effect of α -platelet morphology and β -grain size on the initiation and growth of short fatigue cracks in Ti65S. *Fatigue* **87**, 251–259.
- JONES, I.P., & HUTCHINSON, W.B. 1981. Stress-state dependence of slip in Ti-6Al-4V and other hcp metals. *Acta metallurgica*, **29**, 951–968.
- KACHANOV, M. 1993. *Elastic solids with many cracks and related problems*. Vol. 30. J. Hutchinson and T. Wu, Academic Press.
- KITAGAWA, H., & TAKAHASHI, S. 1976. Applicability of fracture mechanics to very small cracks or cracks in the early stages. *Pages 627–631 of: ASM (ed), Proc. Int. Conf. on the Mechanical Behaviour of Materials (ICM2)*.
- LECOMTE, J.S., PHILIPPE, M.J., & KLIMANEK, P. 1999. Mécanismes de déformation et propriétés mécaniques de l'alliage ti-6al-4v dans la gamme de température 25 – 800°. *La revue de Métallurgie-CIT*, **Février**, 201–208.
- LEGRAND, B. 1984. Relations entre la microstructure électronique et la facilité de glissement dans les hexagonaux compacts. *Phil. mag. b*, **49(2)**, 171–184.
- LEMAITRE, J., & CHABOCHE, J.L. 1985. *Mécaniques des matériaux solides*. Editions Dunod.
- LIM, J.Y., MCMAHON, C.J., POPE, D.P., & WILLIAMS, J.C. 1976. The effect of oxygen on the structure and mechanical properties of aged Ti-8 wt pct Al. *Metallurgical Transactions A*, **7A**, 139–144.
- LIU, W., & WELSCH, G. 1988. Communications. Literature survey on diffusivities of oxygen, aluminium and vanadium in α titanium, β titanium and in rutile . *Metallurgical Transactions A*, **19A**, 1121–1125.
- LÜTJERING, G., ALBRECHT, J., & GYSLER, A. 1992. Mechanical properties of titanium alloys. *Pages 1635–1666 of: FROES, F.H., & CAPLAN, I.L. (eds), Proc. 7th int. conference on titanium*.
- MAHAJAN, Y., & MARGOLIN, H. 1982. Low cycle fatigue behavior of Ti-6Al-2Sn-4. *Metallurgical Transactions* , **13A**, 257–268.
- MARGOLIN, H., & COHEN, P. 1980. Kinetics of recrystallization of α in Ti-6Al-4V. *Pages 2991–2997 of: KIMURA, H., & IZUMI, O. (eds), Titanium'80 science and technology*.
- MILLER, K.J., & BROWN. 1973. A theory of failure under multiaxial stress-strain conditions. *Proc. Instn. Mech. Engrs*, **87**, 745–755.
- MINONISHI, Y., MOROZUMI, S., & YOSHINAGA, H. 1982. (11 $\bar{2}$ 2)(11 $\bar{2}$ 3) slip in titanium. *Scripta metallurgica*, **16**, 427–430.
- NAKA, S. 1983. *Etude des mécanismes de déformation plastique à basse température des monocristaux de titane α* . Ph.D. thesis, Université Paris-Sud - Centre d'Orsay.
- NEAL, D.F., & BLENKINSOP, P.A. 1976. Internal fatigue origins in $\alpha - \beta$ titanium alloys. *Acta metallurgica*, **24**, 59–63.
- PETERS, M., GYSLER, A., & LÜTJERING, G. 1980. Influence of microstructure on the fatigue behavior of Ti-6Al-4V. *Pages 1777–1786 of: KIMURA, H., & IZUMI, O. (eds), Titanium'80 science and technology*, vol. III.

- PHILIPPE, M.J., BOUZY, E., & FUNDENBERGER, J.J. 1999. Texture, deformation mechanisms and anisotropic mechanical behaviour of hexagonal alloys. experimental and predicted results. *La revue de Métallurgie-CIT*, **Février**, 191–200.
- POMMIER, S., , SAKAE, C., & MURAKAMI, Y. 1999. An empirical stress intensity factor set of equations for a semi-elliptical crack in a semi-infinite-body subjected to a polynomial stress distribution. *International Journal of Fatigue*, **21**, 243–251.
- POMMIER-RÉMILLEUX, S. 1995. *Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale Paris.
- RÉGNIER, P., & DUPOUY, J.M. 1970. *Phys. Stat. Sol.*, **39**, 79.
- RUPEN, J.A., HOFFMAN, C.L., RADHAKRISH, V.M., & MCEVILY, A.J. 1983. The effect of environment and temperature. *Sagamore Army Material Research Conference "Fatigue, Environment and temperature effects"*, Plenum Press, New York, **27**.
- SCHECHTMAN, & BRANDON. 1973. *J. mater. sci.*, **8**, 1223.
- SIENIAWSKI, J., FILIP, R., & ZIAJA, W. 1995. Microstructure factors in fatigue damage process of two-phase titanium alloys. *Pages 14411–1418 of: Titanium'95: Science and Technology*.
- STROH, A.N. 1957. *Adv. Phys.*, **6**, 418.
- SUHUA, A., ZHONGGUANG, W., & YUEBO, X. 1985. The fatigue deformation and fracture characteristics of coarse grained polycrystalline α -titanium. *Scripta Metallurgica*, **19**, 1089–1093.
- TOME, C., & KOCKS, U.F. 1985. The yield surface of hcp metals. *Acta Metallurgica*, **33**(4), 603–621.
- WANHILL, R.J.H. 1974. Environmental fatigue crack propagation in medium strength titanium sheet alloys. *Engng. Fract. Mech.*, **6**, 681–697.
- WARD-CLOSE, C.M., & BEEVERS, J. 1980. The influence of grain orientation on the mode and rate of fatigue crack growth in α -titanium. *Metallurgical Transaction A*, **11A**, 1007–1017.
- WEISS, I., FROES, F.H., EYLON, D., & WESLCH, G.E. 1986. Modification of α morphology in TA6V by thermomechanical processing. *Metallurgical Transactions A*, **17A**, 1935–1947.
- WELLS, C.H., & SULLIVAN, C.P. 1969. *ASM Transactions A*. Vol. 62.
- WELSCH, G., LÜTJERING, G., GAZIOGLU, K., & BUNK, W. 1977. Deformation characteristics of age hardened Ti-6Al-4V. *Metallurgical Transactions A*, **8A**, 169–177.
- WILLIAMS, J.C., SOMMER, A.W., & P.P.TUNG. 1972. The influence of oxygen concentration on the internal stress and dislocations arrangements in α -Ti. *Metallurgical Transactions*, **3**, 2979–2984.
- WOJCIK, C.C., CHAN, K.S., & KOSS, A. 1988. Stage I fatigue crack propagation in a titanium alloy. *Acta Metallurgica*, **5**, 1261–1270.
- WOODFIELD, A.P., GORMAN, M.D., CORDERMAN, R.R., SUTLIFF, J.A., & YAMRON, B. 1996. *In: Proc. int.conference on titanium*.
- YOO, M.H. 1968. c+a dislocations reactions in hcp metals. *Scripta Met.*, **2**, 537–540.
- YOO, M.H., & WEI, C.T. 1967. *J. of Appl. Phys.*, **38**, 4317.
- YUEN, A., HOPKINS, S.W., LEVARANT, G.R., & RAU, C. 1974. Correlations between fracture surface appearance and fracture mechanics parameters for stage II fatigue crack propagation in Ti-6Al-4V. *Metallurgical Transactions*, **5**, 1833–1842.
- ZHU, Z.S., GU, J.L., & CHEN, N.P. 1996. Variant selection in $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ phase transformation of cold rolled titanium sheet. *Scripta Materiala*, **34**(8), 1281–1286.

RESUME

Fatigue crack initiation has been studied in a bimodal Ti-6Al-4V alloy. This material is found to exhibit a ghost structure inherited from the forging process, which scale is roughly 100 times the apparent grain size. These millimetric grains, which we have called 'macrozones' appear to have a strong influence on the local mechanical response of the material as well as on the fatigue crack mechanisms.

X-ray measurements showed that, in a first approach, macrozones consist in regions of similarly orientated α -grains. A complementary Electron Back Scattered Diffraction analysis also pointed out the existence of secondary orientations, that are in Bürgers relationship with the major crystallographic orientation. On the other hand, no Bürgers relationship was found between neighbouring macrozones. These observations led us to consider that macrozones could correspond to the prior β -grains.

In order to characterise the fatigue crack initiation and growth, pure bending tests have been conducted. Crack nucleation appears to be strongly inhomogeneous from one macrozone to another. Furthermore, within each macrozone, cracks are located either on basal or prismatic plane, depending on the maximum value of the resolved shear stress on these two slip systems. The orientation of the slip direction relative to the normal with the surface is also a key parameter that controls the fatigue crack intensity. Finally a crack density evolution law has been proposed taking into account the amplitude of cycling, the crystallographic orientation of the macrozone relative to the loading and the surface.

Crack growth appears to result from the contribution of two mechanisms, namely crack coalescence and pure crack growth. Crack coalescence is found to be controlled by crack nucleation density, which is closely linked to the crystallographic orientation of the α -phase within the macrozone. On the contrary, the orientation of the macrozones appears to have nearly no influence on pure crack growth. Furthermore, pure crack growth can be considered to follow a short crack behaviour as the interface between neighbouring macrozones represents the dominant microstructural barrier. On the other hand, experimental observations showed that above 500 μm , a crack located near a notch follows a Paris regime. From all these observations a crack growth model has been build taking into account the stress field near a notch.

Finally, a fatigue life predictive model is proposed, based on a Ti- α single crystal approximation and on resolved shear stress calculations. This model allows a quite good prediction of the minimum S-N curves of smooth specimens. It also offers a good understanding of fatigue life scattering for notched samples, taking into account the crystallographic orientation of the macrozone where crack initiated.

RÉSUMÉ

Ce travail a porté sur l'étude des mécanismes d'amorçage de fissures de fatigue dans l'alliage Ti-6Al-4V. Il a permis de mettre en évidence l'existence d'une structure fantôme, associée à l'hérédité structurale des alliages de titane, et composée de grains dont les dimensions sont près de 100 fois supérieures à la taille microstructurale. Nos travaux ont montré que ces grains millimétriques, que nous avons nommés 'macrozones', peuvent avoir une influence marquée sur la réponse mécanique locale du matériau, ainsi que sur les mécanismes de fissuration.

Des mesures en rayons X ont montré qu'en première approximation, les macrozones constituent des plages au sein desquelles la phase α possède une orientation cristallographique majoritaire. Une analyse complémentaire en EBSD a en outre révélé l'existence d'orientations secondaires qui correspondent à des variants de Burgers de l'orientation principale. D'autre part, les orientations cristallographiques des macrozones voisines ne respectent pas la relation de Burgers ; nous pensons donc que les macrozones correspondent aux ex-grains β .

Afin de caractériser les premiers stades de fissuration en fatigue, des essais de flexion pure ont été réalisés. La fissuration est apparue très hétérogène à l'échelle des macrozones. Dans chaque macrozone, les fissures formées sont situées soit dans le plan de base, soit dans l'un des plans prismatiques, suivant le système de glissement ayant la cission résolue maximale. Outre l'orientation cristallographique de la macrozone, la densité de fissuration dépend également de l'orientation de la direction de glissement par rapport à la surface. Finalement, nous avons pu établir une loi d'évolution de la densité de fissuration en fonction de l'amplitude de cisaillement et de l'orientation cristallographique de la macrozone vis-à-vis de la sollicitation et de la surface.

Notre étude a également montré que deux mécanismes distincts interviennent lors de la propagation des fissures : la coalescence de fissures entre elles et la propagation pure. L'importance de la coalescence croît avec la densité d'amorçage de la macrozone et est donc liée à son orientation cristallographique. Au contraire, la propagation pure ne dépend que très peu de l'orientation cristallographique des macrozones. De plus, lorsque la taille de la fissure est inférieure à celle de la macrozone, la propagation pure s'apparente à un régime de fissure courte dont la principale barrière microstructurale est l'interface entre macrozones. D'autre part, des observations expérimentales ont montré qu'au-delà de $500 \mu\text{m}$, la propagation d'une fissure en fond d'entaille suit une loi de Paris. L'ensemble de ces résultats nous a permis de proposer un modèle de propagation de fissure en fond d'entaille.

Enfin, un modèle prédictif de durée de vie a été construit, fondé sur des calculs de facteurs de Schmid dans des macrozones assimilées à des monocristaux de titane- α . Ce modèle permet une bonne approximation des durées de vie minimales d'éprouvettes lisses. Il fournit en outre une bonne compréhension des fortes variations de durées de vie d'éprouvettes entaillées, en considérant l'orientation cristallographique de la macrozone située dans la zone d'amorçage.