



HAL
open science

Effets dissipatifs en fatigue à grand et très grand nombre de cycles

Antoine Blanche

► **To cite this version:**

Antoine Blanche. Effets dissipatifs en fatigue à grand et très grand nombre de cycles. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2012. Français. NNT: . tel-00784772

HAL Id: tel-00784772

<https://theses.hal.science/tel-00784772v1>

Submitted on 4 Feb 2013

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

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

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
— SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC —

Thèse
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : MÉCANIQUE ET GÉNIE CIVIL
École Doctorale : INFORMATION, STRUCTURES ET SYSTÈMES

Effets dissipatifs en fatigue à grand et très
grand nombre de cycles

par

ANTOINE BLANCHE

Soutenue publiquement le 6 décembre 2012 devant le jury composé de :

Brigitte BACROIX	Directeur de recherche	LSPM	Présidente
Sylvain CALLOCH	Professeur des Universités	LBMS	Examinateur
Éric CHARKALUK	Chargé de recherche	LML	Rapporteur
André CHRYSOCHOOS	Professeur des Universités	LMGC	Directeur de thèse
André GALTIER	Docteur Ingénieur	Ascometal	Examinateur
Nicolas RANC	Maître de conférences	PIMM	Encadrant
Patrick VILLECHAISE	Directeur de recherche	Institut P'	Rapporteur

Remerciements

Mes tous premiers remerciements s'adressent à André Chrysochoos, Nicolas Ranc et Véronique Favier, c'est grâce à eux que cette aventure a commencé. Je les remercie de m'avoir fait confiance pour participer, via cette thèse, au projet ANR DISFAT. Ce sont des personnes formidables et leurs soutiens m'ont été d'une grande aide tout au long de ce travail. J'ai beaucoup appris à leurs contacts et j'ai acquis un nouveau regard sur les sciences.

Je tiens à remercier Brigitte Bacroix pour avoir présidé le jury de cette thèse, Éric Charkaluk et Patrick Villechaise pour avoir accepté de rapporter sur ce travail ainsi qu'à Sylvain Calloch et André Galtier pour avoir bien voulu être examinateurs.

Je remercie le LMGC et notamment l'équipe THM2 pour leur soutien tout au long de cette thèse. Je pense notamment à Bertrand Wattrisse sans qui le déroulement de cette thèse n'aurait pas été le même. Sans aucun doute, le temps qu'il m'a consacré et ses conseils m'ont permis de beaucoup progresser. Je témoigne ma gratitude à Chantal Romano, Hervé Louche, Laurent Waltz et Vincent Huon. J'adresse ma reconnaissance à Jean-Michel Muracciole et Bruno Koobus pour toutes ces discussions intéressantes et surtout pour m'avoir guidé lors de mes premiers pas dans l'enseignement à Polytechnique Montpellier. Je tiens également à remercier Gille Camp, Alain Clary, Katya et Robert Lopez, Laurent Sabatier, Gilles Fras, Thierry Vigo et Yves El Kaïm pour leurs sympathies et leurs disponibilités. Un grand merci à Bruno Berthel qui m'a beaucoup aidé au début de la thèse notamment en me formant à l'utilisation de la machine de fatigue.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre de l'ANR DISFAT qui a permis la collaboration de plusieurs laboratoires. Je tiens tout d'abord à remercier les personnes que j'ai rencontrées lors de campagnes d'essais au PIMM et au LEME où j'ai toujours été très bien accueilli. Je pense notamment à Claude Bathias et Danièle Wagner avec qui j'ai apprécié travailler au LEME. Je remercie également les personnes qui n'ont pas hésité à me faire part de leurs questions et commentaires notamment lors des réunions DISFAT. Je pense particulièrement à Isabelle Ranc pour ses questions pertinentes et Haël Mughrabi de l'Université d'Erlangen-Nuremberg pour ses précieuses remarques mais aussi à Fabienne Grégori du LSPM et Guillaume Thoquenne du CETIM. Je souhaite de plus une bonne continuation à Ngoc-Lam Phung, Chong Wang et Nicolas Marti dans la poursuite de leurs travaux de thèse, je garderai de beaux souvenirs de nos discussions et des différentes campagnes d'essais sur Paris.

Je tiens également à remercier Peggy Laloue de Peugeot pour toutes ces discussions très intéressantes que nous avons eues dans le cadre de notre collaboration. Mes remerciements à Olivier Maisonneuve et Christian LExcellent qui m'ont encouragé tout au long de cette thèse. Je remercie également l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu discuter ou qui ont présenté leurs travaux lors des réunions du GDR2519, ça a été pour moi une occasion très agréable pour me familiariser avec le domaine des

mesures de champs.

Un grand merci aux personnes avec qui j'ai co-organisé les Doctiss. Je pense notamment à Marc Herzlich, directeur de l'école doctorale I2S mais aussi à Julien Colmars et Myriam Portier pour leurs aides très précieuses. Je remercie également Paul Byande, Matthieu Jung, Nicolas Mariotti, Domoina Ratovoson et Bastien Marchina pour leur enthousiasme tout au long de ce projet. Mes remerciements également à Yoann Chélin et Rafik Affes avec qui j'ai apprécié participer au conseil du laboratoire.

Je tiens à remercier les personnes avec qui j'ai partagé mon bureau pour tous ces bons moments passés ensemble et pour la bonne ambiance Rodica Caborgan, Shuang Wen et Li Li. Je remercie également tous les thésards et les membres du LMGC pour toutes les discussions intéressantes que l'on a pu partager Karen Costy, Cédric Montero, Shanshan Chang, Arthur Gronvold, Mohamed El Mouridi, Peyvand Darabi, Delphine Jullien-Pierre, Bruno Clair, Olivier Arnould, Tancrede Almeras, Joseph Gril, Adil Benaarbia, Guilherme Machado, Tarik Madani, Nawfal Blal, Adrien Baldi, Franck Jourdan, Alejandra Ramirez Martinez, Azdine Nait-Ali, Sofiane Hendili, Loïc Daridon, Stéphane Pagano, Silvère Vigneron . . . et j'en oublie plus d'un.

Enfin j'adresse ces dernières lignes à ma famille et à mes amis pour leurs soutiens et leurs encouragements.

Sommaire

Remerciements	i
Principales notations	v
Introduction générale	ix
1 Généralités sur la fatigue des matériaux	1
2 Cadre thermodynamique	29
3 Cadre expérimental	39
4 Traitement des données	59
5 Résultats expérimentaux	81
Conclusion & Perspectives	121
Bibliographie	122

Principales notations

Laboratoires

ANR	Agence Nationale de la Recherche
CETIM	Centre technique des industries mécaniques
ENSAM	École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers
LAMEFIP	Laboratoire Matériaux Endommagement Fiabilité et Ingénierie des Procédés
LEME	Laboratoire Énergétique Mécanique Electromagnétisme
LMGC	Laboratoire de Mécanique et Génie Civil
LSPM	Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux
PIMM	laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

Sigles

LCF	petit nombre de cycles (<i>Low Cycle Fatigue</i>)
HCF	grand nombre de cycles (<i>High Cycle Fatigue</i>)
VHCF	très grand nombre de cycles (<i>Very High Cycle Fatigue</i>)
BGP	Bandes de glissement persistantes
CIN	corrélation d'images numériques
IR	infrarouge
SN	<i>Stress vs Number of cycles</i>
THM2	Thermomécanique des matériaux

Opérateurs

$\tilde{\cdot}$	moyenne par cycle
$\bar{\cdot}$	moyenne dans l'épaisseur
$\overline{\cdot}$	moyenne dans la section droite

Notations génériques

\boldsymbol{x}	tenseur
\vec{x}	vecteur
x	scalaire

Paramètres expérimentaux

σ	contrainte	MPa
$\Delta\sigma$	étendue de contrainte	MPa
σ_m	contrainte moyenne	MPa
σ_{min}	contrainte minimum	MPa
σ_{max}	contrainte maximum	MPa
R_σ	rapport de charge	-
ε	déformation	-
f_s	fréquence de sollicitation	Hz
f_a	fréquence d'acquisition	Hz
N	nombre de cycles	cycles
N_f	nombre de cycles à rupture	cycles
F	force	N
u	déplacement	m
T	température	°C
θ	variation de température	°C

Énergie

W_{def}	énergie de déformation	J
W_{an}	énergie anélastique	J
W_e	énergie élastique	J
W_s	énergie stockée	J
W_d	énergie dissipée	J
A_h	aire de la boucle d'hystérésis des courbes (F, u)	J
F_w	fraction d'énergie stockée	-

Énergie volumique

w_{def}	énergie volumique de déformation	J.m ⁻³
w_{an}	énergie volumique anélastique	J.m ⁻³
w_e	énergie volumique élastique	J.m ⁻³
w_s	énergie volumique stockée	J.m ⁻³
w_d	énergie volumique dissipée	J.m ⁻³

Puissance

W'_{def}	puissance de déformation	W
W'_{an}	puissance anélastique	W
W'_e	puissance élastique	W
W'_s	puissance stockée	W
β	fraction de puissance dissipée	-

Puissance volumique

w'_{def}	puissance volumique de déformation	$W.m^{-3}$
w'_{an}	puissance volumique anélastique	$W.m^{-3}$
w'_e	puissance volumique élastique	$W.m^{-3}$
w'_s	puissance volumique stockée	$W.m^{-3}$
w'_d, d_1	dissipation intrinsèque	$W.m^{-3}$
$w'_{ch, s}$	source de chaleur	$W.m^{-3}$
d_2	dissipation thermique	$W.m^{-3}$
$w'_{the, s_{the}}$	source thermoélastique	$W.m^{-3}$

Caractéristiques géométriques et matériaux

S	section de l'échantillon	m^2
e	épaisseur de l'échantillon	m
l	largeur de l'échantillon	m
L	longueur de l'échantillon	m
E	module de Young	MPa
E_d	module de Young dynamique	MPa
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
k	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
C	capacité thermique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
h	coefficient d'échange thermique par convection	$W.m^2.K^{-1}$
α_d	coefficient de dilatation	K^{-1}
ρ_d	densité de dislocations	m^{-2}

Éléments chimiques

Al	aluminium
C	carbone
Cr	chrome
Cu	cuivre
Ni	nickel
Mn	manganèse
Mo	molybdène
P	phosphore
S	soufre
Si	silicium
Sn	étain

Introduction générale

Ce mémoire est une contribution à l'analyse expérimentale de la fatigue des matériaux métalliques lors d'essais à grand et très grand nombre de cycles. Ces deux «types de fatigue» seront respectivement désignés et distingués par la suite, par les sigles anglais HCF (*High Cycle Fatigue*) et VHCF (*Very High Cycle Fatigue*). La distinction entre ces fatigues mégacyclique (10^6 cycles) et gigacyclique (10^9 cycles) n'est pas ici uniquement liée aux nombres de cycles réalisés. Si les essais HCF sont réalisés généralement en quasi-statiques, pour des raisons évidentes de durée d'essai, les tests VHCF sont couramment réalisés en dynamique à des fréquences importantes (*e.g.* 20 kHz dans ce mémoire) en jouant sur la résonance de la structure-éprouvette.

C'est bien là le point délicat des essais VHCF. Réalisés à des fréquences de sollicitations conventionnelles, ils impliqueraient des campagnes bien trop longues : il faut par exemple plus de trois ans pour atteindre 10^9 cycles à une fréquence de 10 Hz ! Pour pallier à ce problème, une alternative s'appuie sur l'utilisation de systèmes piézoélectriques pouvant engendrer des sollicitations à des fréquences de plusieurs kHz [Bathias et Paris, 2004]. Pour 20 kHz, les 10^9 cycles sont atteints au bout de 14 heures. L'utilisation de ce système pose évidemment la question de l'effet de fréquence aussi bien sur la microstructure que sur le comportement énergétique du matériau. Il faut également rappeler que la fréquence peut jouer un rôle dans l'augmentation de température de l'éprouvette, hausse de température qui peut également avoir une incidence sur les évolutions microstructurales et donc sur le comportement mécanique et énergétique du matériau.

Cette thèse a été financée par l'ANR dans le cadre du projet DISFAT qui s'est fixé pour objectif de comprendre les mécanismes de fatigue qui interviennent en VHCF. D'une durée supérieure à celle de la présente thèse, il implique, actuellement encore, les laboratoires PIMM (ENSAM Paris), LEME (Paris X), LMGC (Montpellier 2), LSPM (Villetaneuse), le CETIM (Senlis) et l'Université d'Erlangen-Nuremberg *via* la participation active du Professeur Haël Mughrabi.

Le travail présenté dans ce mémoire a donc été réalisé avec la collaboration forte de différents partenaires et plus particulièrement du PIMM et du LEME. Leur présence a été primordiale dans le développement et la réalisation des essais VHCF qu'ils ont accompagné d'observations microstructurales. Notre travail, mené en partie au LMGC, s'inscrit aussi pleinement dans les axes des recherches de l'équipe THM2 où ont été développées ou adaptées les techniques d'imageries infrarouges (IR) et de corrélation d'images numériques visibles (CIN). Il se situe, d'une certaine façon, dans la continuité des thèses de [Boulangier, 2004] et [Berthel, 2007].

La participation du CETIM dans ce groupe traduit l'intérêt industriel de ce type de recherche traitant de la compréhension des mécanismes de fatigue. Ces derniers sont omniprésents dans les domaines de l'industrie aéronautique, ferroviaire ou auto-

mobile, pour ne citer que quelques exemples. Il nous semble important de rappeler que le dimensionnement en fatigue se contente encore parfois de la connaissance du comportement en fatigue du matériau jusqu'à 10^7 cycles alors que les pièces fabriquées peuvent subir un nombre de cycles bien supérieur ($> 10^9$ cycles). On se retrouve alors dans des situations où la rupture intervient pour des sollicitations inférieures à la limite de fatigue conventionnelle. Il existe donc un besoin grandissant d'outils d'aide à la conception de systèmes à longue durée de vie et il est donc pertinent d'observer les mécanismes de fatigue qui interviennent en VHCF aussi bien d'un point de vue microstructural et mécanique qu'énergétique. Pour en terminer avec les partenaires industriels de cette étude, il convient de mentionner que certains essais ont été réalisés en coopération avec Peugeot (Poissy) par l'intermédiaire de Peggy Laloue pour l'étude de l'acier XC70. Les enjeux de ce type d'études sont importants, notamment en terme de coût et de temps pour les milieux industriels.

La figure 1 représente les contours du projet DISFAT (rectangle bleu) et ceux de la thèse (rectangle rouge). La contribution de cette thèse au projet Disfat est le rectangle violet.

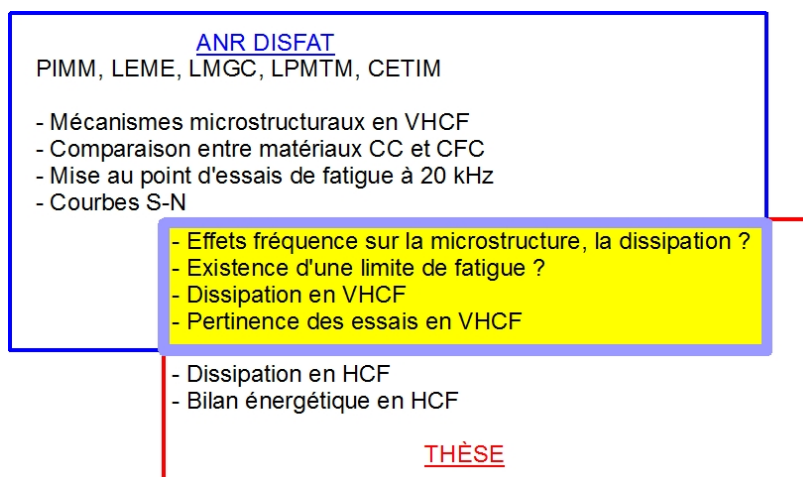


FIGURE 1 – Projet ANR Disfat

Un premier aspect de ce travail a été de développer une technique permettant d'estimer des profils de sources de chaleur mises en jeu lors d'essais VHCF. Une fois la technique au point, elle a été utilisée au PIMM et au LEME, le premier partenaire devant travailler sur les premiers signes de microplasticité en VHCF dans les cuivres et laitons alors que le LEME s'est focalisé sur l'amorçage des fissures dans le fer Armco. Des essais ont été réalisés en collaboration avec les doctorants des différents laboratoires : Ngoc-Lam Phung (PIMM), Chong Wang (LEME) et Nicolas Marti (PIMM et LAMEFIP). Leur contribution au projet DISFAT, complémentaire à la nôtre, s'est focalisée sur l'amélioration des dispositifs ultrasoniques, l'observation des mécanismes microstructuraux en VHCF, prenant en compte les éventuels effets de température et de fréquence. La collaboration avec ces doctorants a abouti à l'étude de plusieurs matériaux en VHCF (Cuivre, Laiton, Fer Armco (Fer α)), un de leur objectif étant de distinguer le rôle de la structure cristallographique sur les mécanismes de fatigue (cubique centré, cubique face centré), le notre étant plus particulièrement de corrélérer l'intensité et la distribution mésoscopique des effets dissipatifs et ces mécanismes microstructuraux.

Un second aspect de l'étude décrite dans ce mémoire a eu pour but d'estimer le rôle des effets dynamiques et de fréquence. Des essais de fatigue conventionnelle à grand nombre de cycles (HCF) ont également été réalisés, l'idée principale étant de comparer les réponses dissipatives HCF avec celles obtenues en VHCF. La confrontation des résultats obtenus en HCF et VHCF a été utile pour jauger, sur un plan énergétique, la pertinence des concepts de limite de fatigue et d'état cyclique stabilisé.

Les essais réalisés au LMGC ont eu aussi pour but de construire et comparer des bilans d'énergies en traction monotone à ceux en HCF à partir de techniques de corrélation d'images numériques (CIN) et d'imagerie IR. L'étude s'est en particulier focalisée sur l'évolution des énergies stockées avec le niveau de contrainte en traction monotone et HCF puis sur l'analyse de l'évolution des réponses dissipatives en HCF avec l'idée de proposer une définition de «cinétique de fatigue» à partir de l'évolution des énergies dissipée et stockée.

Ce mémoire s'organise en 5 chapitres.

Généralités sur la fatigue des matériaux : De nombreux travaux sur le comportement des matériaux en fatigue ont été réalisés. Après un bref historique, on présente les outils traditionnels de la fatigue dont la courbe SN (*Stress vs Number of cycles*) et on rappelle les principaux mécanismes microstructuraux observés en fatigue. Ensuite les influences de l'environnement extérieur (la corrosion par exemple) et de la température sur la fatigue des matériaux sont évoquées car leurs actions jouent un rôle dans la détermination des effets du temps ou de fréquence. La suite de ce chapitre présente enfin les réponses thermiques des matériaux en fatigue puis les différentes modélisations présentes dans la littérature. On s'intéresse particulièrement aux sources de chaleur puis aux bilans d'énergie.

Cadre thermodynamique : Ce chapitre permet de donner les définitions des différentes énergies observées dans le cadre de notre étude puis d'introduire l'équation de la chaleur.

Cadre expérimental : Les caméras IR et CCD utilisées dans le cadre des essais expérimentaux sont présentées. Pour comprendre le fonctionnement de la caméra IR qui permet de mesurer des champs de température, un rappel sur les rayonnements IR est d'abord proposé. Les différents réglages et la méthode d'étalonnage de cette caméra sont ensuite détaillés. Concernant les mesures cinématiques on présente rapidement le matériel utilisé ainsi que la technique de corrélation d'images numériques (CIN). Ce chapitre se consacre enfin aux dispositifs expérimentaux mis en place pour chaque type d'essais (traction monotone, HCF, VHCF).

Traitement des données : Le quatrième chapitre se consacre aux traitements des données expérimentales. Tout d'abord le traitement des champs de déplacement obtenus par la CIN est présenté, suivi de celui concernant les champs de température. Les modèles de diffusion de la chaleur utilisés pour déterminer les sources de chaleur en jeu lors de nos essais sont ensuite donnés. L'ensemble de ces traitements donne alors accès aux énergies mécaniques et calorifiques d'un essai, le protocole de construction du bilan d'énergie est alors présenté.

Résultats expérimentaux : La fin de ce mémoire se consacre, dans un premier temps, à une description métallurgique et thermophysique des matériaux étu-

diés et des paramètres propres à chaque essai (fréquence de sollicitation, géométrie des échantillons, polissage, traitements thermiques , *etc.*). Les résultats expérimentaux sont ensuite systématiquement décrits et interprétés dans l'ordre suivant :

- analyse énergétique des concepts de limite de fatigue, de stabilité cyclique et de cinétique de fatigue
- examens des hétérogénéités des champs de dissipation
 - analyses méso-macroscopiques
 - analyses micro-mésoscopiques
- quelques propriétés des bilans d'énergie
 - effet de fréquence
 - effet du gradient de contrainte
 - évolution de l'énergie stockée

Le mémoire se termine classiquement par une synthèse des résultats obtenus puis propose plusieurs perspectives à ce travail.

Généralités sur la fatigue des matériaux

La maîtrise de la fatigue des matériaux est un problème industriel ancien, les premiers travaux scientifiques sur ce thème ayant été réalisés il y a près de deux siècles. Ce processus caractérise la dégradation progressive des propriétés des matériaux causées par la répétition d'une sollicitation. Cette répétition peut conduire à la rupture brutale de systèmes mécaniques [Bathias et Bailon, 1997, Bathias et Pineau, 2008], d'où la préoccupation industrielle prémentionnée. Après un bref historique, ce chapitre introduit les principaux outils de caractérisation de la fatigue cyclique et propose une brève synthèse bibliographique des observations mécaniques, microstructurales, thermiques et énergétiques qui seront reprises et analysées dans la suite de ce mémoire.

1.1 Historique

À partir du début de la première révolution industrielle (fin XVIII^e - début XIX^e), la fatigue des matériaux devient une problématique majeure [Schütz, 1996, Schijve, 2003]. On remarque à cette époque que la répétition d'un chargement sur une pièce engendre sa rupture alors que ce chargement appliqué une seule fois n'implique aucun endommagement visible.

Les premiers travaux sur la fatigue remonte à 1837 où Albert publie des résultats d'essais de fatigue menés sur des chaînes de convoyeur utilisées dans les mines. Par la suite, Rankine en 1842 travaille sur la fatigue des essieux utilisés dans le milieu ferroviaire et remarque l'influence des concentrations de contraintes. La même année, un accident ferroviaire à Versailles causé par la fatigue d'un essieu de locomotive coûte la vie à 60 passagers. En 1853, Morin propose le remplacement systématique des essieux de carrosse, c'est l'introduction d'une notion de durée de vie associée à une pièce. Avec le développement industriel et l'essor de technologies comme les pompes, moteurs, locomotives, les cas de rupture de pièce par fatigue sont de mieux en mieux connus et c'est en 1839 que Poncelet mentionne pour la première fois le mot fatigue lors d'une conférence pour décrire ce phénomène. Le mot fatigue est par la suite utilisé explicitement par Braithwaite en 1854 dans *The Mechanics' Magazine*.

À partir de 1858, August Wöhler met en place des essais de fatigue sur des essieux de locomotives. Il remarque alors que la rupture du matériau peut être induite par la répétition d'un chargement. Il introduit alors la notion de coefficient de sécurité, de dispersion et la notion de durée de vie en fatigue. Ces premiers résultats permettent alors de relier la charge appliquée à un essieu au nombre de cycles nécessaire pour

atteindre la rupture. Le diagramme présentant ces données est appelé par certains courbe SN (Stress - Number of cycles) et par d'autres courbe de Wöhler.

En 1903, les premières observations métallurgiques menées par Ewing et Humfrey mettent en évidence les bandes de glissement. Ce sont les premières descriptions des mécanismes microstructuraux de la fatigue des matériaux.

Dans les années 1920, les travaux de Haigh et de McAdam sur la corrosion en fatigue sont publiés. À la même époque, Gough s'intéresse aux effets de l'état de surface sur la limite de fatigue.

La mise au point des jauges de déformations en 1939 est un fait majeur car il marque le début du développement des essais de fatigue à amplitude variable. De nombreux essais, notamment dans le domaine aéronautique pendant la Seconde Guerre mondiale, sont menés pour connaître l'histoire du chargement subi par les différentes pièces mécaniques.

Après la Seconde Guerre mondiale, la fatigue est toujours un phénomène important dans le milieu industriel et particulièrement dans le domaine aéronautique. En 1954, deux avions «De Havilland Comet» s'écrasent. Ces accidents conduisent à la mise au point d'essais de fatigue à échelle réelle reproduisant les conditions de pressions que subit le fuselage. En 1958, deux avions de l'United States Air Force s'écrasent à cause de rupture par fatigue des ailes.

Dans les années soixante, le développement des machines hydrauliques est l'occasion d'étudier la fatigue de manière plus élaborée, comme par exemple d'appliquer des histoires de chargement complexes, de s'intéresser à l'effet de la fréquence de sollicitation ou la propagation de fissures. On peut citer par exemple les premiers travaux de Paris en 1962 sur ce dernier point.

Depuis cette période, de nombreux travaux scientifiques ont été développés pour améliorer la compréhension de la fatigue des matériaux. On peut par exemple mentionner l'usage de nouvelles techniques telles que la microtomographie aux rayons X ou des systèmes piézoélectriques. Ces systèmes piézoélectriques permettent de solliciter des échantillons à des fréquences ultrasoniques. Ils donnent alors facilement accès à des domaines de sollicitation à des nombres de cycles très grands. D'autres techniques telles que la thermographie infrarouge (IR) et la corrélation d'image numérique (CIN) sont également apparues. La technique de thermographie infrarouge donne accès à des champs de température, en général considérés comme un indicateur de l'état d'avancement de la fatigue. Enfin la technique de corrélation d'images permet d'accéder à des champs cinématiques. Ce sont des techniques qui se révèlent pertinentes pour améliorer la connaissance du comportement des matériaux et des structures.

L'étude de la fatigue des matériaux a démarré avec la première révolution industrielle, de nombreux travaux ont été réalisés dans ce domaine. Malgré cela, il reste toujours des zones d'ombre dans la compréhension des mécanismes de fatigue comme par exemple l'existence d'une limite de fatigue et de l'effet de fréquence de sollicitation.

1.2 Caractéristiques des chargements cycliques

La fatigue des matériaux est un domaine très large qui comprend, entre autre, la fatigue à amplitude constante/variable, la fatigue thermique, la fatigue vibratoire. Nos travaux se concentrent sur la fatigue dans le cas de chargement uniaxial à amplitude

constante. Il est par conséquent nécessaire de définir ces principaux paramètres pour décrire ce type de chargement.

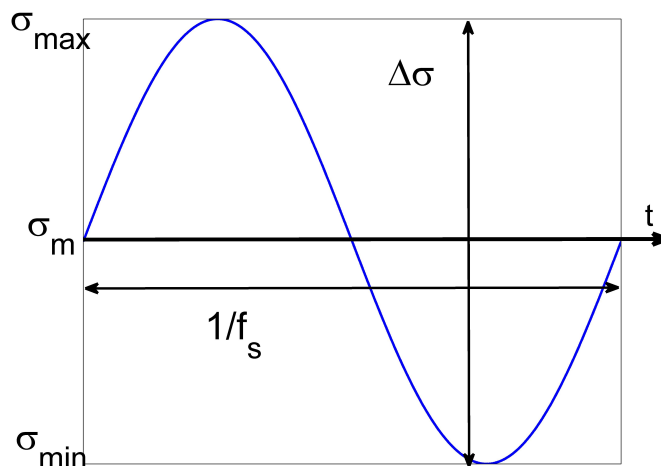


FIGURE 1.1 – Chargement cyclique en contrainte

La contrainte σ développée par la pièce peut s'exprimer en fonction de la contrainte maximale σ_{max} et de la contrainte minimale σ_{min} ainsi que de la fréquence de sollicitation f_s subie par la pièce (voir figure 1.1). On définit l'amplitude de contrainte $\Delta\sigma/2$ ou l'étendue de contrainte $\Delta\sigma$ et la contrainte moyenne σ_m par

$$\frac{\Delta\sigma}{2} = \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{2} \quad \text{et} \quad \sigma_m = \frac{\sigma_{max} + \sigma_{min}}{2} \quad (1.1)$$

ainsi le chargement est décrit par

$$\sigma = \sigma_m + \frac{\Delta\sigma}{2} \sin(2\pi f_s t) \quad (1.2)$$

On définit également le rapport de charge R_σ par

$$R_\sigma = \frac{\sigma_{min}}{\sigma_{max}} \quad (1.3)$$

La durée de vie de la pièce est alors déterminée par le nombre de cycles à rupture N_f . Ce nombre de cycles à rupture est influencé par de nombreux paramètres comme par exemple le type de chargement (par exemple $\Delta\sigma$ et R_σ , l'état de surface de l'échantillon et les conditions d'essais (corrosion, température, *etc.*). L'observation de cette durée de vie et de l'influence des différents paramètres se fait couramment à l'aide de la courbe SN (Stress-Number of cycles).

1.3 Courbe SN

Cette courbe caractérise généralement le nombre de cycles à rupture N_f atteint par une pièce pour un chargement donné (voir figure 1.2).

Il est intéressant de remarquer que la construction d'une telle courbe demande des campagnes d'essais longues, d'une part pour être en mesure de balayer toutes les

contraintes, d'autre part pour connaître la dispersion propre à chaque matériau. On note également que l'étude de l'influence d'un quelconque paramètre (le rapport de charge R_σ ou la rugosité de surface par exemple) multiplie les essais nécessaires.

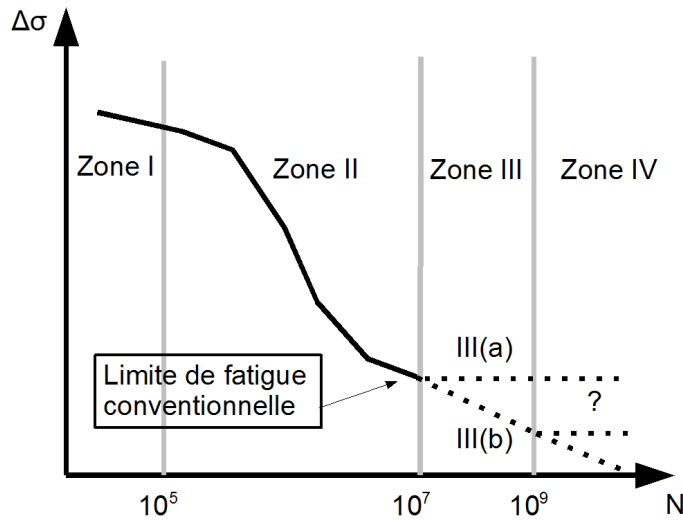


FIGURE 1.2 – Courbe SN

Cette courbe SN est couramment divisée en 3 parties dans la littérature, cependant des travaux récents concernant la fatigue à grand et très grand nombre de cycles indiqueraient une décomposition en 4 parties [Bathias et Pineau, 2008].

- la zone I qui correspond à la fatigue oligocyclique, c'est-à-dire à petit nombre de cycles (environ 10^5 cycles, LCF *Low Cycle Fatigue*). Elle se caractérise par des essais à fortes amplitudes de contraintes, généralement supérieures à la limite élastique du matériau. Les déformations plastiques sont généralement visibles et la rupture intervient à la surface de l'échantillon.
- la zone II ou zone d'endurance limitée est généralement comprise entre 10^5 et 10^7 - 10^8 cycles. C'est la zone de fatigue à grand nombre de cycles (HCF). On remarque dans cette zone qu'un chargement plus faible implique un nombre de cycles à rupture N_f plus grand. On dit classiquement que les déformations plastiques à l'échelle macroscopique sont ici non mesurables. Cependant il sera possible dans le cadre de nos essais de mesurer ces déformations et de déterminer l'énergie de déformation associée à chaque cycle mécanique du matériau. À l'échelle de la microstructure, les bandes de glissement se multiplient pendant le chargement et des bandes de glissement persistantes apparaissent.
- la zone III de la fatigue à très grand nombre de cycles (VHCF) pour des nombres de cycles supérieurs à 10^8 cycles. Ce domaine concerne généralement les essais réalisés à partir des machines piézoélectriques qui sollicitent les échantillons à plusieurs kHz.

Dans ce domaine de sollicitation, la contrainte imposée est très faible par rapport à la limite élastique macroscopique. Deux types de comportement peuvent être admis

- le cas III(a) où la courbe tend vers une asymptote horizontale. Dans ce cas la contrainte correspondant à l'asymptote est définie comme la *limite de fatigue conventionnelle*. Dans un contexte industriel, on fera l'hypothèse que le nombre de cycles nécessaire à la rupture d'une pièce sur sa durée d'utilisation

ne sera pas atteint en dessous de cette contrainte [Rabbe *et al.*, 2000].

Dans ce cas, on a la courbe SN qui est décomposée en 3 parties avec une asymptote dans la troisième zone qui tend vers l'infini.

- le cas III(b) où l'on continue d'observer des ruptures du matériau. On remarque alors que, selon le type de matériau, les ruptures sont causées par des mécanismes d'initiation en surface d'échantillon ou au niveau d'une inclusion.
- la zone IV succède à la zone III, elle correspond au domaine VHCF. Trois types de comportement sont envisagés. Le premier est simplement le prolongement de III(a) dans le domaine VHCF. Les deux autres correspondent à la suite de III(b). Un cas correspond à un matériau qui continue de s'endommager même à plus faible contrainte. L'autre cas indique que le matériau a atteint une contrainte en dessous de laquelle les mécanismes microstructuraux seraient parfaitement réversibles ou bien dont l'irréversibilité seraient négligeables [Mughrabi, 2009]. Le matériau aurait donc une durée de vie infinie dans ces amplitudes de chargement. La limite de fatigue serait dans ce cas définie comme un *seuil d'irréversibilités* [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007].

Il est important de noter ici que l'existence d'un tel domaine fait toujours l'objet de débats dans la communauté scientifique [Bathias, 1999, Pyttel *et al.*, 2011].

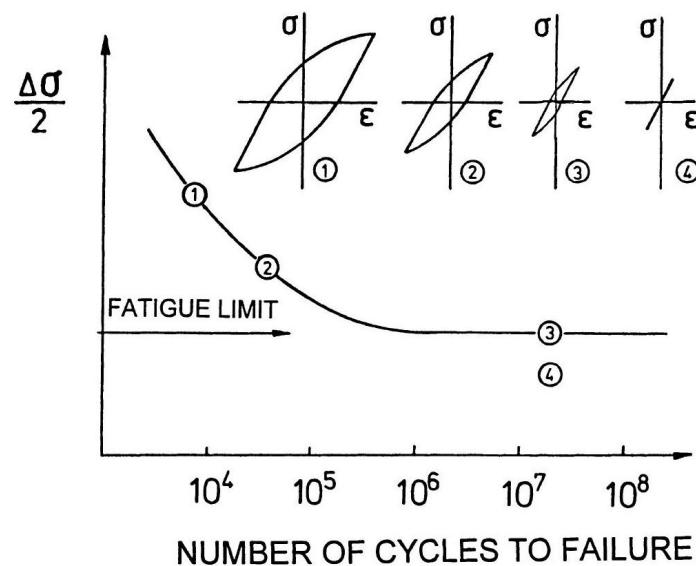


FIGURE 1.3 – Courbe de Wöhler - Boucle d'hystérésis observé sur le plan mécanique [Mughrabi, 1999]

La figure 1.3 présente la boucle d'hystérésis observée en différents points de la courbe de Wöhler [Mughrabi, 1999]. On observe qu'une diminution du niveau de contrainte entraîne une augmentation de la durée de vie et une diminution de l'aire de la boucle d'hystérésis qui se traduit par une diminution de l'amplitude de la déformation plastique $\frac{\Delta \epsilon_{pl}}{2}$ et de l'énergie de déformation par cycle non restituée mécaniquement par le matériau.

Le cas ③ qui correspond à une sollicitation égale à la limite de fatigue indique qu'une amplitude de déformation plastique est bien présente et typiquement de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5}$ [Mughrabi, 1999]. La limite de fatigue peut alors s'interpréter par le fait que bien qu'un nombre de cycles important ait été atteint, la déformation plastique qui en résulte reste très faible.

Il nous semble important de dire que cette observation se limite à examiner un phénomène irréversible d'un point de vue purement mécanique et non d'un point de vue thermodynamique. On peut se demander pourquoi la taille de la boucle d'hystérésis s'expliquerait uniquement par une variation de la déformation plastique. En effet, l'aire de cette boucle d'hystérésis dépend entre autre de la dissipation, des variations d'énergies internes et des couplages thermomécaniques.

Le point ④ correspond au comportement en dessous de la limite de fatigue, on s'attend ici à un comportement purement réversible mécaniquement. Le matériau repasse périodiquement par un même état mécanique. Nous sommes ici dans une situation d'état cyclique stabilisé. Le nombre de cycle n'influence pas l'état mécanique du matériau.

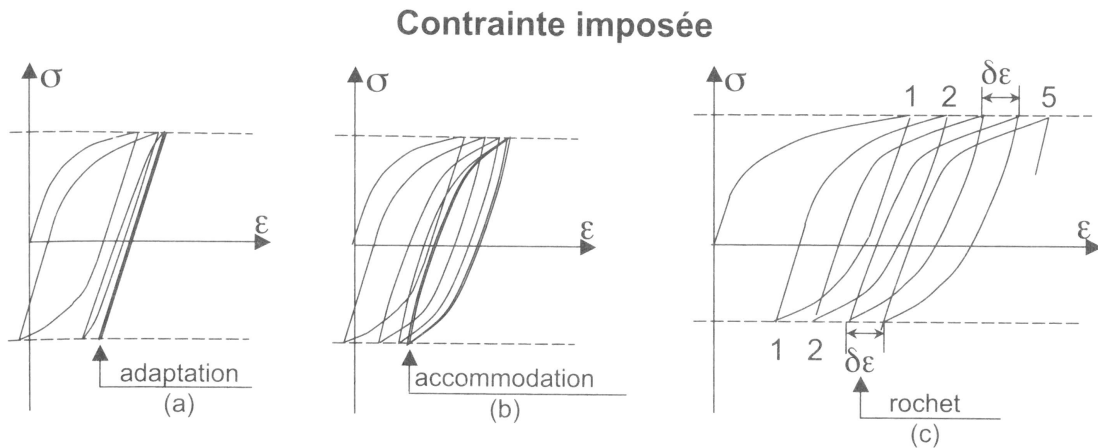


FIGURE 1.4 – Phénomène d'adaptation, d'accommodation et de rochet [Lemaître et Chaboche, 2004]

Plusieurs évolutions de ces boucles d'hystérésis avec le nombre de cycles ont été observées (voir figure 1.4) :

- le comportement élastique où la boucle d'hystérésis est identique d'un cycle à l'autre et son aire est nulle.
- l'adaptation élastique (*elastic shakedown*) correspond à un matériau qui va tendre vers un comportement élastique après plusieurs cycles. L'amplitude de déformation $\frac{\Delta\varepsilon_{pl}}{2}$ est alors nulle (voir figure 1.4(a)).
- l'accommodation plastique (*plastic shakedown*) correspond à une boucle d'hystérésis qui tend à se stabiliser après plusieurs cycles. Il n'y a alors plus d'accroissement de la déformation moyenne sur un cycle et l'amplitude de déformation $\frac{\Delta\varepsilon_{pl}}{2}$ est constante (voir figure 1.4(b)).

Il nous semble important de dire que ce comportement mécaniquement stable ne l'est pas forcément d'un point de vue thermodynamique. En effet, la stabilité de la boucle d'hystérésis se traduit par une énergie de déformation par cycle constante, ce qui ne veut pas dire que les énergies dissipées et stockées à chaque cycle par le matériau le soient également.

- le rochet où l'on observe une augmentation de la déformation plastique moyenne jusqu'à la rupture de l'échantillon (voir figure 1.4(c)).

La courbe SN permet de connaître le nombre de cycle à rupture d'un matériau pour un chargement donné. Cependant il est pertinent de s'intéresser à ce qui se passe à l'échelle de la microstructure du matériau avant cette rupture. La section suivante

présente les principaux mécanismes microstructuraux en fatigue.

1.4 Mécanismes microstructuraux en fatigue

Le phénomène de rupture en fatigue se décompose en plusieurs étapes [Bathias et Baïlon, 1997] : la phase d'initiation de la fissure suivie par une propagation progressive des fissures à chaque cycle et enfin une propagation en un cycle qui entraîne la rupture de la pièce.

Il est généralement constaté que la phase d'initiation est plus courte que la phase de propagation en HCF contrairement à ce qui est observé en VHCF.

1.4.1 Initiation de la fissure

Les initiations de fissures sont liées aux matériaux que [Mughrabi, 2006] propose de décomposer en deux catégories dans le cas de la VHCF :

- les matériaux de type I où l'on observe généralement une initiation de fissure qui intervient en surface d'échantillon. Ce sont par exemple des matériaux monophasés sans inclusion comme le cuivre, le nickel et l'aluminium.
- les matériaux de type II où la fissure apparaît au niveau d'une inclusion. C'est le cas par exemple des aciers à hautes résistances mécaniques contenant des inclusions non métalliques.

Concernant le HCF, ces deux mécanismes sont également constatés. L'initiation en surface est la plus courante (même dans les matériaux ayant des inclusions).

La déformation cyclique en fatigue provoque l'apparition de lignes de glissement dans le matériau cristallin. Ces lignes de glissement sont causées par la présence et le mouvement de dislocations (défaut du réseau cristallographique) dans le matériau. Avec le nombre de cycles, ces lignes de glissement se multiplient et s'organisent en structures d'échelles pour former des bandes de glissement (*slip band*) et deviennent visibles à la surface de l'échantillon (voir la figure 1.5).

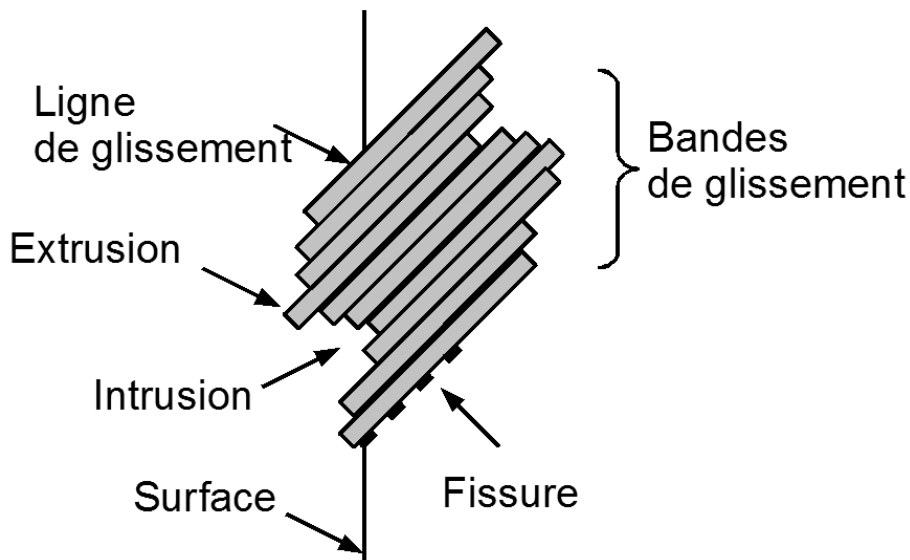


FIGURE 1.5 – Mécanismes d'intrusion extrusion à la surface de l'échantillon

Ces bandes de glissement sont parfois des bandes de glissement persistantes (BGP ou PSB *persistent slip band*). Elles sont définies par leur capacité à réapparaître à la surface de l'échantillon après un polissage suivi d'une nouvelle sollicitation de l'échantillon. C'est ici la manifestation d'un caractère irréversible du comportement du matériau.

Avec le nombre de cycles, la taille et le nombre des bandes de glissement persistantes s'accroissent. On voit alors à la surface de l'échantillon un phénomène d'intrusion-extrusion qui se met en place. Ce phénomène provoque alors des concentrations de contraintes qui entraînent la création d'une microfissure à l'origine de la rupture.

Selon des études en VHCF [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007, Stanzl-Tschegg et Schönbauer, 2010], la durée de vie du matériau est donc liée à l'apparition de ces bandes de glissement persistantes. Des travaux se sont d'ailleurs concentrés sur cette aspect. L'idée est de rechercher un *seuil* en dessous duquel aucune bande de glissement persistante n'est observée. En dessous de ce *seuil de bandes de glissement persistantes* (PSB *threshold*), aucune BGP ne pourrait apparaître et par conséquent il n'y aurait pas de possibilité d'amorçage pour le matériau en surface. La durée de vie du matériau est illimitée et ce seuil de bandes de glissement est égale à la limite de fatigue.

On peut par exemple citer [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007] qui constate que le seuil d'apparition de BGP pour le cuivre pur en VHCF est égale à $\frac{\Delta\sigma}{2} = 62.6$ MPa pour un nombre de cycles supérieur à 2.10^6 cycles. Cependant, il semble que le nombre de cycles a un rôle important dans l'apparition de ces bandes. En effet, [Stanzl-Tschegg et Schönbauer, 2010] montrent d'ailleurs par la suite que ce seuil est égale à $\frac{\Delta\sigma}{2} = 45$ MPa pour le même matériau en fatigue VHCF à $2, 7.10^8$ cycles. Il est ici intéressant de savoir si un seuil en dessous duquel il n'y a aucune apparition de bandes de glissement quel que soit le nombre de cycles atteint existe. Pour le déterminer il est nécessaire de réaliser des essais à des nombres de cycles très grands et difficilement réalisables avec des systèmes expérimentaux classiques. Une autre technique expérimentale est par conséquent nécessaire pour déterminer si un tel seuil existe.

Enfin, il ne faut pas oublier que les inclusions jouent également un rôle dans l'amorçage de la fissure du fait de la concentration de contrainte qu'elles engendrent localement.

Selon la littérature [Sakai *et al.*, 2001, Sohar *et al.*, 2008], les mécanismes d'initiation de type surfacique (phénomène d'intrusion-extrusion, inclusion à proximité de la surface) seraient prépondérants en fatigue LCF et HCF alors qu'en fatigue VHCF, l'initiation est plutôt d'origine interne (inclusions par exemple). Par exemple, on peut voir sur la figure 1.6 que les mécanismes d'initiation en fatigue sont plutôt de type surfacique dans le domaine LCF et HCF alors que dans le cas de la VHCF, les mécanismes d'initiation sont majoritairement internes.

1.4.2 Propagation des fissures

Une fois la fissure initiée, elle va se propager dans le volume et à la surface du matériau. Cette propagation de fissure se décompose en deux stades [Bathias et Bailon, 1997] (voir figure 1.7) :

- le stade I : les microfissures se propagent en suivant le plan de la bande de glissement dans lequel elles sont nées. Ce développement se réalise uniquement à l'intérieur du grain. Les fissures sont alors arrêtées par des barrières microstructurales comme par exemple les joints de grain. La taille de ces fissures est par

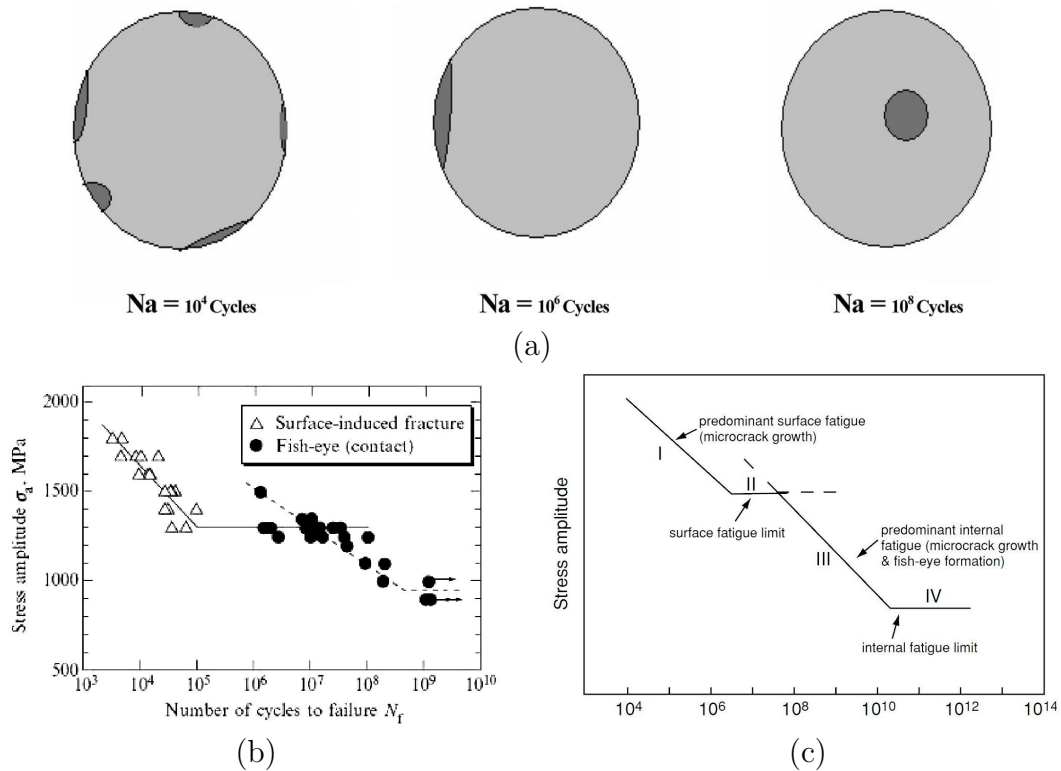


FIGURE 1.6 – (a) Illustrations des mécanismes d’initiation pour des matériaux avec inclusions [Bathias et Paris, 2004], (b) Courbe SN de l’acier JIS :SUJ2 et mécanismes d’initiation [Sakai *et al.*, 2001], (c) Mécanismes d’initiation [Mughrabi, 2002]

conséquent proche de la taille du grain et une partie d’entre elles atteint ensuite le stade II. On peut noter que dans le cas des matériaux de type II, il n’y a pas de stade I. La fissure se développe directement selon le stade II.

- le stade II est l’étape pendant laquelle la fissure se propage en traversant les grains en suivant une trajectoire perpendiculaire à celle de la plus grande contrainte principale.

1.4.3 Rupture

Au fur et à mesure de la propagation de cette fissure, la section résiduelle de l’échantillon diminue et devient trop faible pour supporter la charge, c’est la rupture de l’échantillon. En observant le faciès de rupture, on peut alors remarquer la présence de stries perpendiculaires à la direction de propagation et que la section qui a cédé sous contrainte est rugueuse. On peut par exemple voir sur la figure 1.8(b) le faciès d’un échantillon sollicité lors de nos essais expérimentaux. On reconnaît le stade I et II de la propagation de fissure. Le stade final correspond à celui de la rupture, la surface est plus rugueuse.

Dans le cas des matériaux de type II, l’inclusion à l’origine de l’initiation de la fissure peut être facilement reconnaissable par la présence d’un « œil de Poisson » sur le faciès de rupture (voir figure 1.8(a)).

La courbe SN présentée au début de cette étude bibliographique permet de connaître le nombre de cycles à rupture d’un matériau pour un chargement donné. Les mécanismes microstructuraux qui interviennent avant cette rupture ont ensuite été décrits.

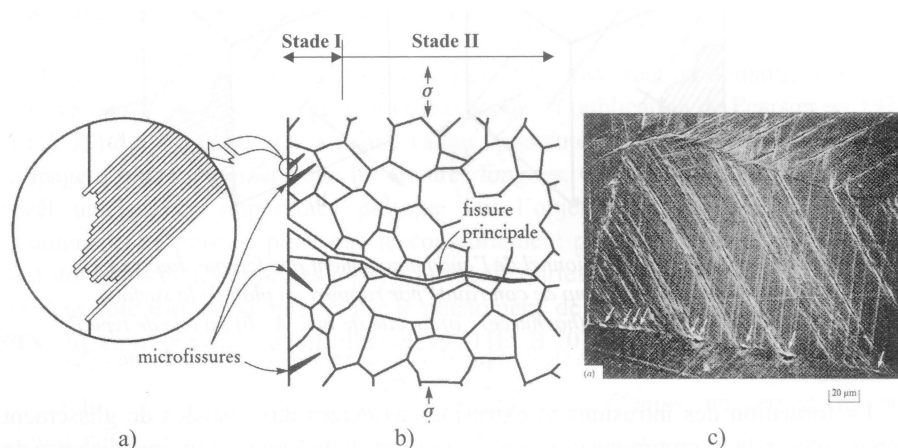


FIGURE 1.7 – (a) Amorçage par formation d'intrusion-extrusion (b) Apparition de microfissure et développement d'une fissure principale (c) Aspect des fissures de stade I à la surface d'une éprouvette en Cuivre sollicitée en fatigue [Bathias et Bailon, 1997]

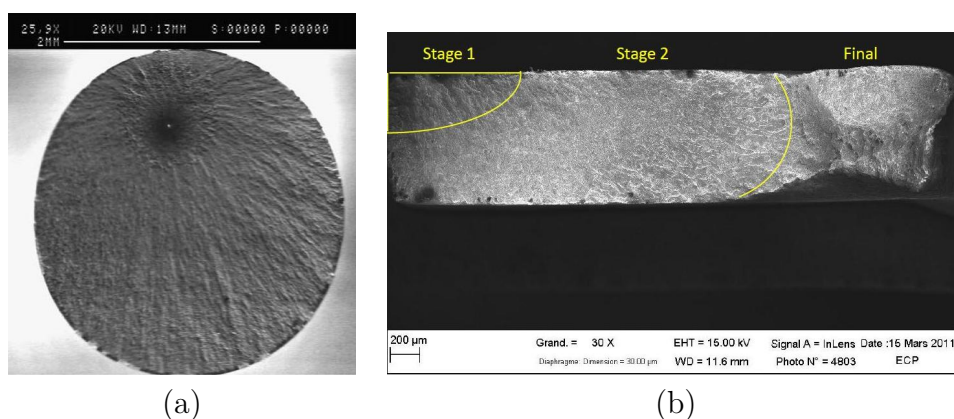


FIGURE 1.8 – (a) Faciès de rupture d'un acier [Marines *et al.*, 2003] Œil de poisson avec en son centre une inclusion, (b) Faciès de rupture d'un fer Armco sollicité à 20 kHz à $R_\sigma = -1$. Image fournie par Chong Wang

La fatigue des matériaux peut être influencée par des facteurs extérieurs tels que la température et la corrosion ou des paramètres d'essai comme la fréquence. L'influence de ces facteurs est l'objet de la suite de cette étude.

1.5 Effet du temps et de l'environnement

Au début du 20^e siècle, Hopkinson développe le premier système de sollicitation en fatigue utilisant le principe de résonance électromagnétique. La fréquence de sollicitation atteinte est alors de 116 Hz [Bathias et Paris, 2004, Kazymyrovych, 2009]. À l'époque, les systèmes de sollicitation mécanique ne dépassent pas les 33 Hz. En 1929, Jenkin et Lehmann [Jenkin et Lehmann, 1929] mettent au point une machine fonctionnant également sur un principe de résonance et atteignent une fréquence de 10kHz.

La mise au point de la première machine piézoélectrique par Mason en 1950 [Mason, 1950] est à l'origine des machines ultrasoniques utilisées de nos jours. La fréquence

de sollicitation de 20 kHz ouvre de nouveaux horizons dans le domaine expérimental de la fatigue. En effet des essais de fatigue à grand et très grand nombre de cycles deviennent alors réalisables dans un intervalle de temps raisonnable. Cette machine permet entre autre de réduire les coûts et le temps nécessaire à l'étude du comportement en fatigue d'un matériau.

Bien que l'utilisation d'une telle machine est très intéressante en terme de gain de temps, elle introduit la question de l'effet de la fréquence et de vitesse de déformation. Dans quelle mesure peut-on comparer un essai de fatigue à 20 kHz à des essais de fatigue classique à 10 Hz ou bien avec un cas industriel où la fréquence dépasse rarement la centaine de Hz ?

De nombreux articles s'intéressent à l'effet fréquence en fatigue. On peut remarquer que bien souvent l'étude consiste à comparer le nombre de cycles à rupture pour une même contrainte et la limite de fatigue du matériau.

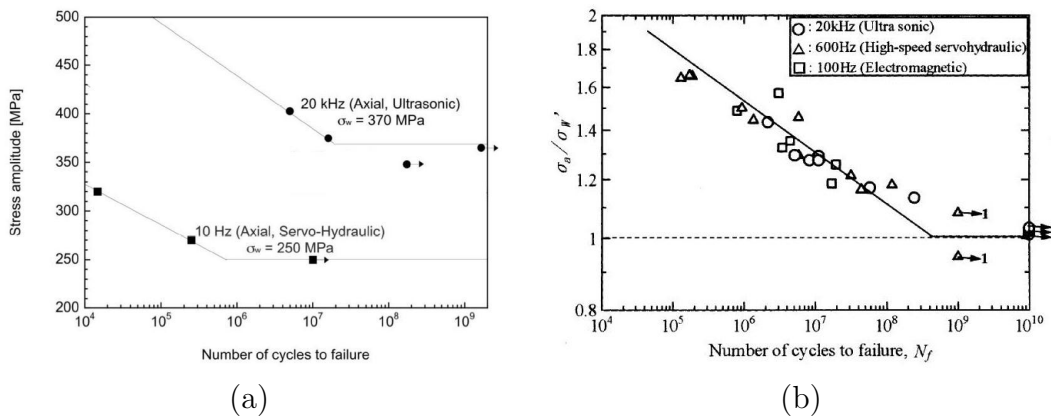


FIGURE 1.9 – (a) Courbe SN de l'acier S38C [Setowaki *et al.*, 2011], σ_w est la limite de fatigue, (b) Courbe SN de l'acier JIS SNCM439 [Furuya *et al.*, 2002]

On peut citer par exemple [Setowaki *et al.*, 2011] qui observe sur un acier un effet de la fréquence sur le nombre de cycle à rupture qui s'expliquerait par une dépendance du comportement du matériau à la vitesse de déformation. Sur la figure 1.9(a), on remarque en effet que la durée de vie du matériau est plus faible à 10 Hz qu'à 20 kHz.

D'autres observent par contre une indépendance de la fréquence sur le nombre de cycle à rupture [Furuya *et al.*, 2002]. On peut par exemple voir sur la figure 1.9(b) une courbe SN d'un acier construite à partir d'essais à 100, 600 et 20000 Hz, la fréquence n'a pas d'influence significative sur le nombre de cycles à rupture du matériau.

Il nous semble important de dire que dans chacune de ces deux dernières études [Furuya *et al.*, 2002, Setowaki *et al.*, 2011], on compare des essais à différentes fréquences réalisés à partir de machines très différentes technologiquement (machine servo-hydraulique, électromagnétique, ultrasonique) les unes des autres. On peut par exemple s'interroger sur la pertinence de comparer des essais d'une machine servo-hydraulique que l'on peut asservir en force ou déplacement avec une machine ultrasonique qui est un système en vibration libre.

L'effet de la fréquence sur la fatigue est encore actuellement l'objet de débats, cependant on oublie bien souvent que cette fréquence provoque un échauffement plus ou moins important dans le matériau (parfois plusieurs centaines de degrés pour les essais ultrasoniques). C'est d'ailleurs ce dont discute Weiss en 1982 [Bathias et Paris, 2004], selon lui l'effet de la fréquence que l'on observe n'est pas directement lié à la

fréquence elle-même mais plutôt à la température, il faudrait donc prendre en compte le fait que le matériau n'est pas sollicité à la même température.

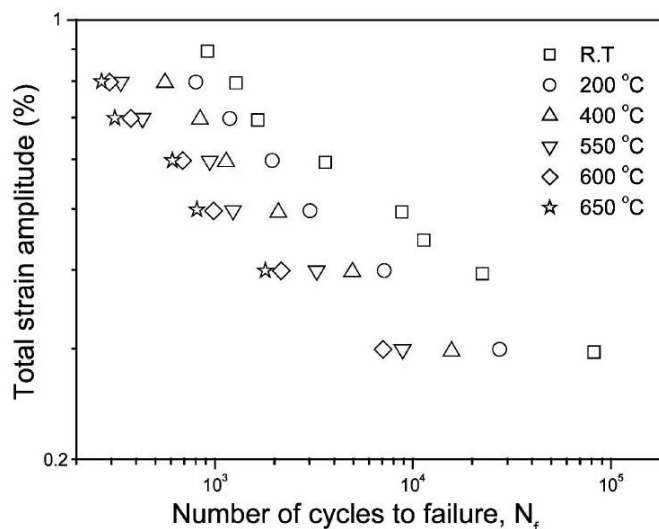


FIGURE 1.10 – Courbe SN et effet de la température sur un acier 316L [Hong *et al.*, 2003]

Une hausse de la température diminue les caractéristiques du matériau [Hong *et al.*, 2003]. On devrait par conséquent observer une résistance à la fatigue du matériau plus faible à haute température. Comme on peut le voir par exemple sur la figure 1.10, la rupture du matériau intervient plus tôt lorsque le matériau fatigue dans un environnement à température élevée.

Cependant, comme le souligne [Morrissey *et al.*, 1999], les échauffements provoqués lors des essais à hautes fréquences devraient par conséquent diminuer la durée de vie du matériau. Ce n'est pas ce qui est constaté expérimentalement (voir la figure 1.9).

Un des effets de l'environnement à prendre en considération est également l'oxydation [Bayraktar *et al.*, 2009, Palin-Luc *et al.*, 2010, Stanzl-Tschegg et Mayer, 2001]. En effet la durée pendant laquelle est exposé l'échantillon est beaucoup plus importante en fatigue conventionnelle qu'en fatigue ultrasonique, la durée des essais est plus courte en fatigue ultrasonique car la fréquence de sollicitation est plus élevée. Par exemple, un échantillon sollicité en fatigue conventionnelle aura de plus fortes probabilités d'avoir une initiation de fissure causée par une piqûre de corrosion. La corrosion diminue la résistance du matériau à la rupture comme on peut le voir sur la figure 1.11.

L'étude bibliographique s'est focalisée pour l'instant sur les aspects mécaniques et matériaux de la fatigue. L'historique de la fatigue puis la courbe SN ont d'abord été présentés. Les mécanismes microstructuraux ayant lieu en fatigue ont ensuite fait l'objet de discussion. Enfin, on a constaté que des débats restaient ouverts notamment sur la question de l'effet de la fréquence de sollicitation. Les aspects calorimétriques sont présentés dans la suite de cette étude bibliographique.

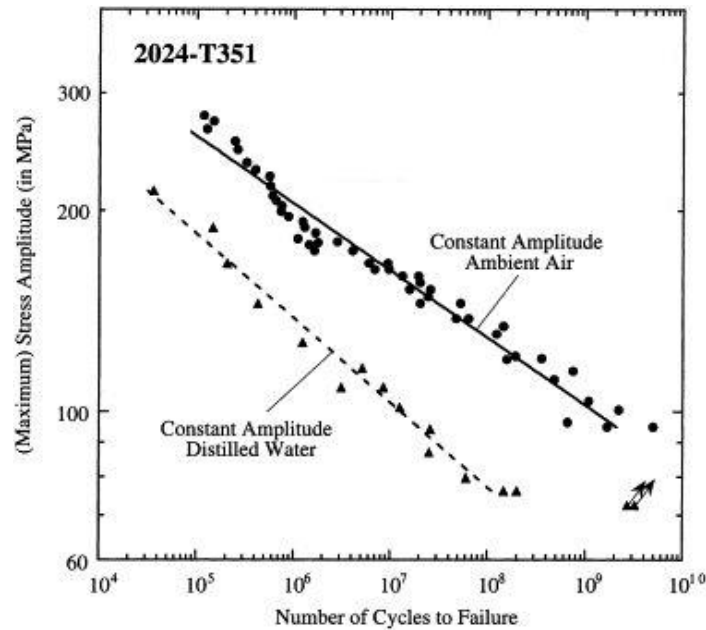


FIGURE 1.11 – Courbe SN et effet de l’oxydation sur un alliage d’aluminium [Stanzl-Tschegg et Mayer, 2001]

1.6 Observation thermique en fatigue

L’évolution globale de la température lors d’un essai de fatigue se décompose généralement en trois parties [La Rosa et Risitano, 2000, Liaw *et al.*, 2000] (voir figure 1.12) :

- une phase d’augmentation de la température (I).
- une phase de stabilisation au dessus de la température ambiante, qui indique une accommodation plastique du matériau (II).
- une augmentation hétérogène et brutale qui annonce la rupture proche de l’échantillon (III).

Cet échauffement global est causé par les mécanismes dissipatifs qui ont lieu pendant le chargement cyclique. Ce sont ces mécanismes dissipatifs qui sont le signe calorimétrique d’irréversibilités dans le matériau. L’augmentation de ces effets dissipatifs est une manifestation des phénomènes qui conduisent peu à peu à la ruine de la structure.

À cet échauffement provoqué par la dissipation intrinsèque s’ajoute une variation de température induite par la thermodilatabilité. Cette variation de température est associée à la source thermoélastique qui caractérise la thermodilatabilité du matériau. Les travaux de [Boulanger *et al.*, 2004] ont d’ailleurs montré que la variation de température thermoélastique pouvait être considérée comme indépendante de la fréquence du chargement à partir d’un certain seuil en fréquence. On peut constater par exemple sur la figure 1.13 que l’amplitude de la variation de température induite par la thermodilatabilité à 1 Hz et 30 Hz sont égales. Ces travaux indiquent également que la source thermoélastique et la variation de température par thermoélasticité varient linéairement avec la contrainte, ce qui est conforme aux prédictions de la thermoélasticité linéaire [Boulanger *et al.*, 2004].

Ce comportement thermique n’a pas toujours été constaté. On peut par exemple citer [Krapez et Pacou, 2002] qui constatent sur un acier 316L une perte de linéarité en

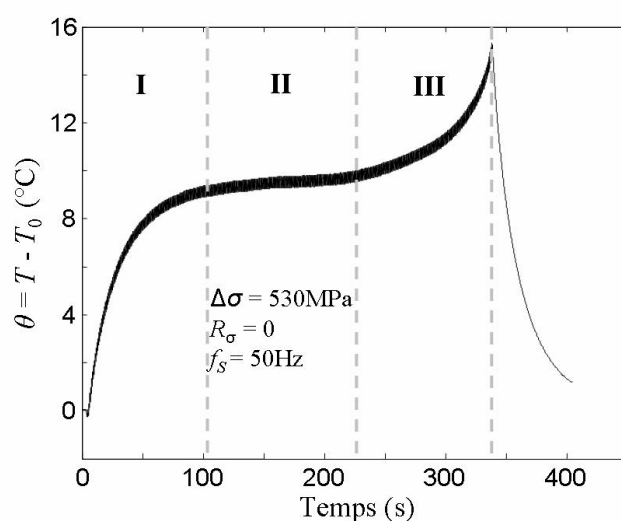


FIGURE 1.12 – Évolution de la variation de température lors d'un essai de fatigue sur l'acier DP600 [Berthel, 2007]

contrainte de la variation de température induite par la thermodilatabilité. L'auteur associe ce phénomène par le passage de la limite élastique macroscopique.

Des effets de l'histoire du chargement sur la température ont été constatés par [Gal tier, 1993, Yang *et al.*, 2001]. Par exemple dans le cas de [Yang *et al.*, 2001], un comportement intéressant a été rapporté (voir figure 1.14(a)). Ils remarquent que pour une éprouvette «vierge», la température moyenne sur un cycle diminue après sa phase d'augmentation puis se stabilise comme pour les essais décrits précédemment. Les essais menés par la suite sur cette même éprouvette donnent une évolution de la température identique à celle décrite en début de section. Ceci se traduit par un phénomène d'adaptation qui tend à diminuer l'énergie dissipée par le matériau. Cependant il nous semble pertinent de dire que la température moyenne sur un cycle reste positive après plusieurs cycles, ce qui indique que le matériau ne tend pas vers un comportement parfaitement élastique, il y a toujours de la dissipation.

L'évolution de la température observée par [Ezanno *et al.*, 2010] est également intéressante, on observe une augmentation de la température qui est suivie d'une diminution sans atteindre de régime stable. Le matériau semble par conséquent s'adapter élastiquement, cependant, une rupture finit bien par apparaître (voir figure 1.14(b)).

Les résultats qui ont été présentés se focalisaient principalement sur l'évolution de la température d'un échantillon. Dans d'autres approches, on utilise la «température stabilisée» qui représente la température moyenne sur un cycle lorsqu'elle atteint un état stable. Lorsque cette température moyenne par cycle est stable, les effets dissipatifs moyens par cycle se stabilisent eux aussi. Cette variation de température stabilisée a attiré l'attention de plusieurs équipes de recherche. Ils ont remarqué que l'on peut déterminer empiriquement certaines caractéristiques du matériau à partir de cette information [Luong, 1998, La Rosa et Risitano, 2000, Fargione *et al.*, 2002].

Les essais consistaient alors à déterminer la variation de température stabilisée pour plusieurs étendues de contraintes pour un rapport de charge constant (voir figure 1.14(c)). D'une part, en traçant la tangente à la courbe à faibles et à fortes contraintes, on constate que l'intersection des deux tangentes permet de déterminer la limite de

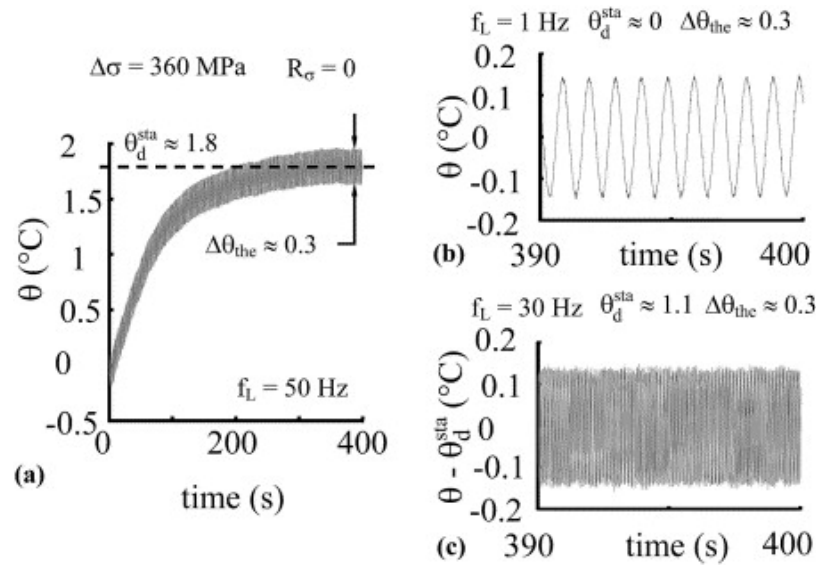


FIGURE 1.13 – (a) Variation de température globale d'un essai à 50 Hz - acier DP60 (b) Variation de température par thermoélasticité à 1 Hz (c) et 30 Hz. [Boulangier *et al.*, 2004]

fatigue conventionnelle [Luong, 1998, Luong, 1995]. D'autre part, la perte de linéarité de la variation de température stabilisée avec la contrainte indique l'apparition de bandes de glissements persistantes selon [Galtier *et al.*, 2002].

Ces méthodes empiriques de détermination de limite de fatigue sont séduisantes même si leurs origines physiques restent incomprises. Elles permettent de déterminer la limite de fatigue avec une unique éprouvette et dans des délais courts par rapport à la construction d'une courbe SN. Cependant ces méthodes montrent leurs limites. En effet, il a été constaté [Mabru et Chrysochoos, 2001] que le changement de régime n'était pas toujours facilement distinguable. De plus, la construction des tangentes est souvent très délicate.

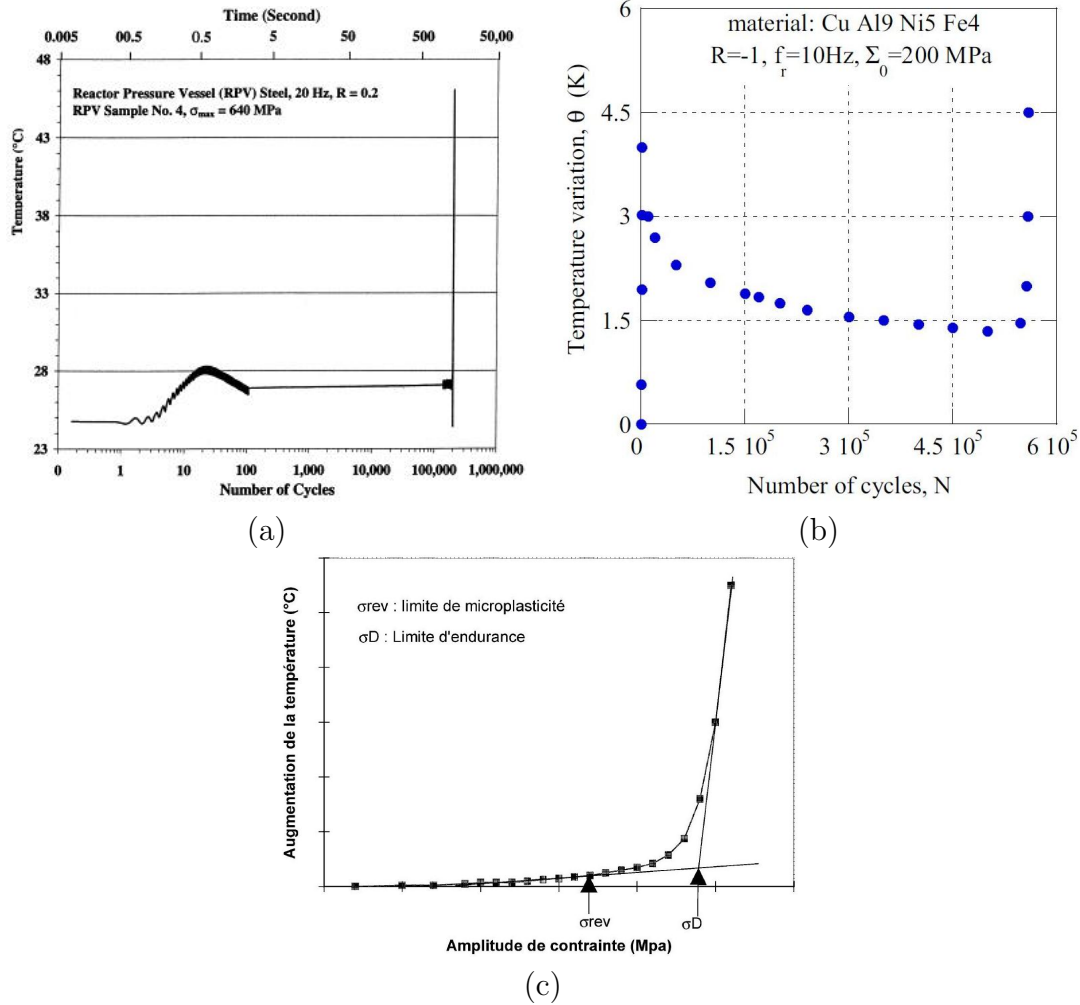


FIGURE 1.14 – (a) Évolution de température lors d'un essai de fatigue sur un acier [Yang *et al.*, 2001], (b) Évolution de température lors d'un essai de fatigue d'un alliage cuivre-aluminium [Ezanno *et al.*, 2010], (c) Détermination empirique de caractéristiques d'un matériau [Galtier *et al.*, 2002]

1.7 Analyse des mesures thermiques

On vient de montrer que des recherches se focalisaient uniquement sur la température stabilisée. Pourtant, il est très important de savoir que la puissance dissipée associée à cette température stabilisée est très faible comparée à la puissance thermoélastique associée à la variation de température liée à la thermodilatabilité. D'ailleurs de multiples travaux ne se sont pas contentés de regarder uniquement la température stabilisée mais également l'effet thermoélastique. La difficulté dans ce type de travaux était de dissocier l'effet thermoélastique de l'effet dissipatif. Différents traitements ont été mis en place pour y arriver. Parmi eux, on peut tout d'abord citer [Krapez et Pacou, 2002] qui approximent la température moyenne sur la zone utile $T(t)$ sous la forme suivante :

$$T(t) = T_0 + D_T f_s t + T_1 \sin(2\pi f_s t + \phi_1) + T_2 \sin(4\pi f_s t + \phi_2). \quad (1.4)$$

Cette forme décompose la température mesurée en une température initiale T_0 , une variation de température linéaire par cycle D_T . Les variables T_1 et T_2 représentent

les amplitudes des variations de températures de fréquence f_s et $2f_s$ et de phase ϕ_1 et ϕ_2 où f_s est la fréquence de sollicitation. La variation T_1 est ici reliée à l'amplitude des effets thermoélastiques. L'auteur montre alors un changement de régime de T_2 avec la contrainte qu'il utilise pour remonter empiriquement à une limite de fatigue.

Il faut reconnaître que les variations de température permettent d'obtenir des informations sur le matériau, cependant elles ne sont pas intrinsèques au comportement du matériau. En effet il faut prendre en compte les conditions aux limites.

C'est à partir de ce fait et de l'apparition de caméras infrarouge permettant d'obtenir des mesures de champ de température que s'est développée une autre approche de l'analyse de la fatigue. Ces analyses reposent sur l'analyse des sources de chaleur dans le matériau, en général la dissipation intrinsèque et la source thermoélastique. L'avantage des sources de chaleur par rapport à la température est qu'elles sont indépendantes des conditions aux limites.

Cette analyse consiste à déterminer les sources de chaleur en jeu en combinant les températures mesurées à des modèles de diffusion de la chaleur simplifiés [Chrysochoos, 1995, Chrysochoos et Louche, 2000, Doudard *et al.*, 2010, Maquin et Perron, 2009, Meneghetti, 2007, Meneghetti et Quaresimin, 2011, Meshaka, 2002, Meshaka *et al.*, 2007]. La difficulté est principalement de traiter numériquement un signal thermique qui est discret et bruité. Différentes techniques de filtrage ont d'ailleurs été mises en place [Doudard *et al.*, 2010, Berthel *et al.*, 2008, Boulanger, 2004, Louche, 1999] pour pallier à ce problème.

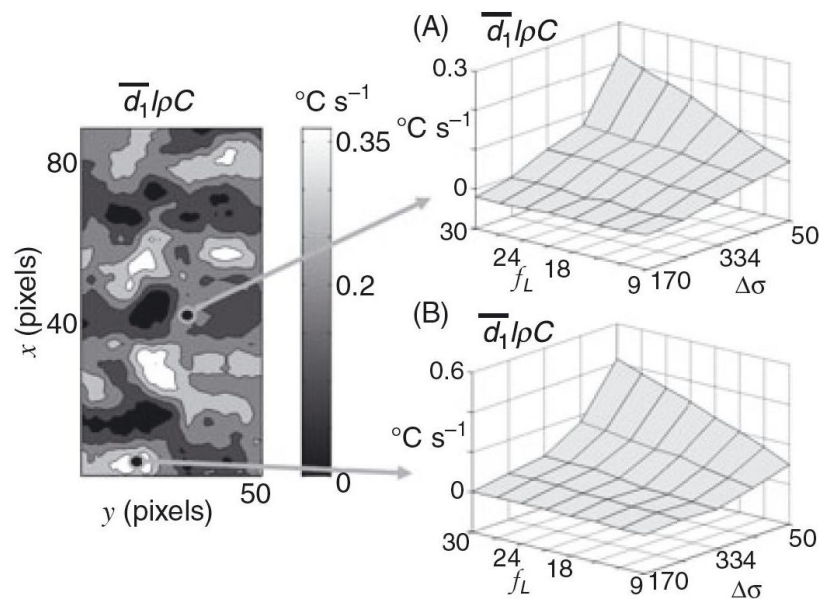


FIGURE 1.15 – Carte de dissipation intrinsèque - influence de la contrainte et de la fréquence [Berthel *et al.*, 2007]

Les résultats permettent alors d'accéder à des champs de dissipation intrinsèque et d'amplitude de sources thermoélastiques. Ces données sont intéressantes car elles permettent d'observer énergétiquement des phénomènes de localisation pendant un essai de fatigue.

Il a d'ailleurs été montré [Berthel *et al.*, 2007] que la dissipation intrinsèque varie linéairement avec la fréquence de sollicitation lors d'essais de fatigue sur l'acier DP600 (voir figure 1.15). Ce résultat indique un comportement dissipatif de type élastoplas-

tique et donc indépendant de la fréquence. Il montre également que l'amplitude des sources thermoélastiques est plus forte à proximité de la fissure (voir figure 1.16(a)).

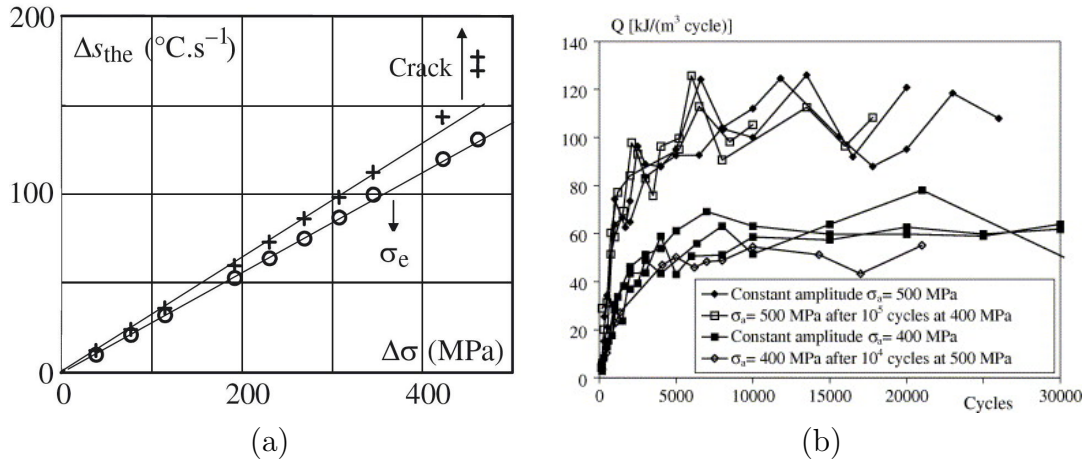


FIGURE 1.16 – (a) Source thermoélastique et apparition de fissure [Berthel *et al.*, 2007], (b) Source de chaleur et histoire de chargement [Meneghetti, 2007]

Les sources de chaleur sont également observées par [Meneghetti, 2007]. Dans cet article, on constate que la source de chaleur est indépendante de l'histoire du chargement et dépend uniquement de la contrainte appliquée sur le matériau de type acier AISI 304 L (voir figure 1.16(b)). Ce type de résultat est compatible avec le concept d'état cyclique stabilisé et d'accommodation plastique.

Des mesures par thermographie infrarouge ont aussi été menées en fatigue ultrasonique [Ranc *et al.*, 2008, Wagner *et al.*, 2010, Xue *et al.*, 2008]. Les résultats de [Xue *et al.*, 2008] montrent que la courbe SN d'une fonte (GS51) n'est pas influencée significativement par la fréquence de sollicitation. Par contre, ils constatent que la température est très dépendante de cette fréquence. Bien que le chargement appliqué sur l'échantillon soit en dessous de la limite élastique macroscopique, la hausse de température est expliquée par des phénomènes de microplasticité. Ils remarquent également que le champ de température peut être corrélé aux chargements. Dans un premier temps, ils remarquent que l'évolution de la température selon la direction de sollicitation concorde avec la distribution de contrainte. La plus haute température est observée là où est la plus forte contrainte (voir figure 1.17(a)). Enfin il montre que la température augmente fortement localement quand la fissure commence à se propager.

On se permet d'ajouter qu'une évolution de température a également été constatée selon la largeur de l'échantillon alors que le chargement ne varie pas dans cette direction. Cette remarque montre l'intérêt de s'intéresser aux sources de chaleur qui sont intrinsèques au comportement du matériau plutôt qu'à la température qui dépend des conditions aux limites.

Les travaux de [Ranc *et al.*, 2008, Wagner *et al.*, 2010] s'intéressent aussi à cette localisation. Dans ces articles, il est également indiqué que la hausse de température est un indicateur de l'initiation de la fissure de fatigue en forme d'« œil de poisson » (voir figure 1.17(b)).

On remarque que la plupart des mesures thermiques réalisées en fatigue ultrasonique se sont principalement intéressées à des métaux à faible diffusivité thermique. Dans ce type de matériau, la hausse de température est fortement corrélée aux sources

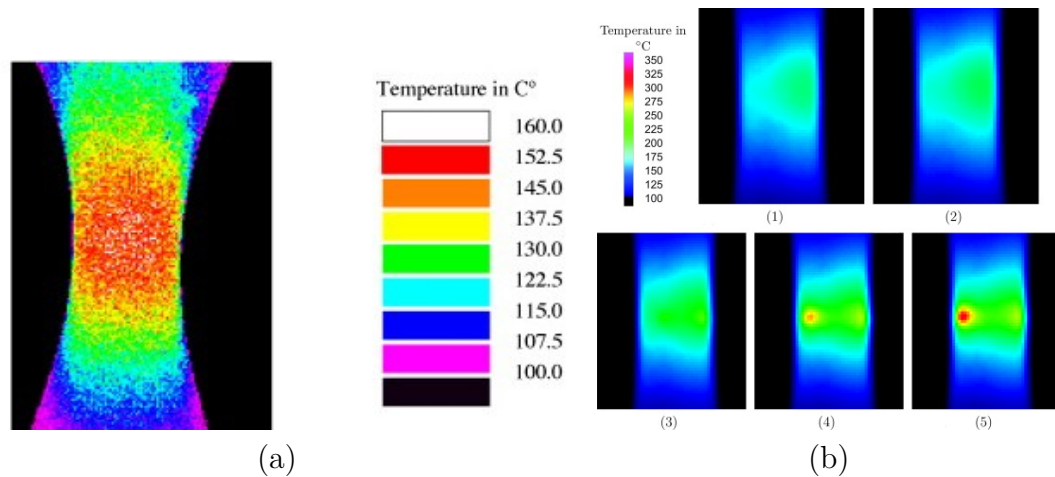


FIGURE 1.17 – (a) Champs de température à la surface de l'échantillon [Xue *et al.*, 2008], (b) Champs de température juste avant la rupture d'un acier haute résistance [Ranc *et al.*, 2008]

de chaleur ce qui est rapidement plus le cas pour les matériaux à diffusivité thermique élevée.

1.8 Modélisations

La littérature offre des informations concernant les températures/champs de température et les sources de chaleur en jeu lors d'essai de fatigue. À partir des mesures, des modélisations du comportement du matériau ont été développées par plusieurs équipes de chercheurs.

On peut par exemple citer les travaux de [Doudard, 2004, Doudard et Calloch, 2009, Doudard *et al.*, 2004, Ezanno *et al.*, 2010, Poncelet, 2007, Poncelet *et al.*, 2007] où une approche probabiliste est mise en place. Ce modèle qui comprend 4 paramètres s'identifie à partir d'une courbe de température stabilisée en fonction de la contrainte et de quelques points de la courbe SN. Le modèle obtenu donne alors accès à la courbe SN du matériau et à sa dispersion.

D'autres études [Fargione *et al.*, 2002, Yang *et al.*, 2005] ont un regard plus énergétique de la fatigue des matériaux. Dans ces travaux une relation empirique relie la température de l'échantillon au nombre de cycles à rupture du matériau. Ainsi l'observation de la température permettrait à la fois de déterminer empiriquement la limite de fatigue et le nombre de cycles à rupture, deux caractéristiques essentielles dans le domaine industriel.

Les travaux de [Charkaluk et Constantinescu, 2009, Charkaluk et Constantinescu, 2006, Charkaluk et Constantinescu, 2004] se concentrent sur les aspects dissipatifs en fatigue. Leur modélisation repose sur l'existence d'une contrainte seuil (voir figure 1.18(a)) en dessous de laquelle le matériau a un comportement élastique ou s'adapte élastiquement. Au dessus de cette contrainte le matériau est dans un régime d'accommodation plastique, la boucle d'hystérésis n'évolue pas et selon eux l'énergie dissipée par cycle reste constante pour un chargement donné. Ces hypothèses couplées à des techniques d'homogénéisation permettent ensuite de remonter à la température du matériau.

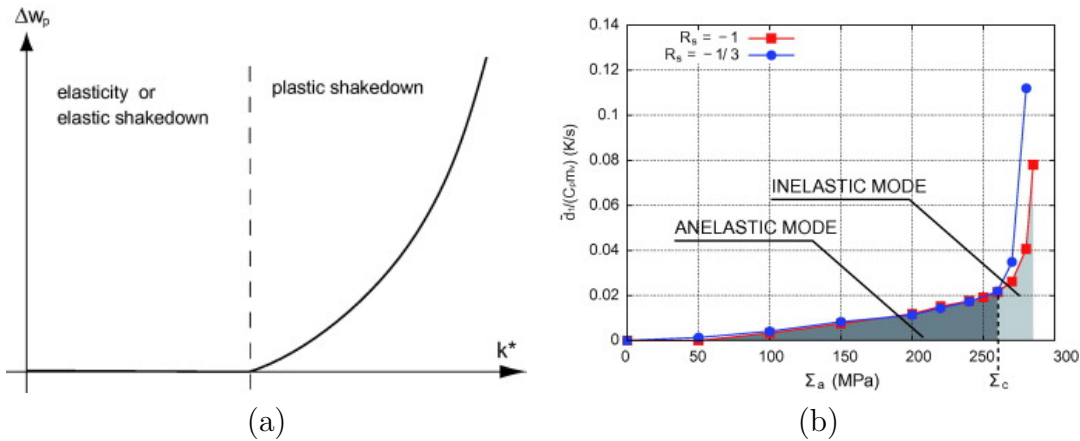


FIGURE 1.18 – (a) Évolution théorique de l'énergie dissipée par cycle à l'échelle mésoscopique en fonction du chargement [Charkaluk et Constantinescu, 2009], (b) Régimes anélastique et inélastique [Mareau *et al.*, 2012]

Une autre approche utilisant une technique d'homogénéisation a été développée également par [Mareau, 2007, Mareau *et al.*, 2009, Mareau *et al.*, 2012]. Leur travaux s'appuient sur l'existence d'un seuil de microplasticité [Galtier *et al.*, 2002]. Comme pour les travaux de [Charkaluk et Constantinescu, 2009], deux comportements sont modélisés en dessous et au dessus de cette contrainte seuil (voir figure 1.18(b)). Le premier régime à faible contrainte dit anélastique est associé au mouvement des lignes de dislocation et présente un caractère visqueux. L'énergie dissipée à chaque cycle par le matériau est donc dépendante de la fréquence de sollicitation. Les processus microstructuraux qui ont lieu dans ce régime sont décrits comme réversibles d'un point de vue mécanique et irréversibles d'un point de vue thermodynamique. Le second régime dit inélastique est associé à l'apparition de bandes de glissements persistantes. L'énergie dissipée est considérée comme étant d'origine plastique. Les bandes de glissements sont la manifestation d'un comportement irréversible d'un point de vue mécanique et thermodynamique. Ces travaux rejoignent ceux de [Meshaka, 2002, Meshaka *et al.*, 2007] qui déterminent un seuil pour lequel les phénomènes plastiques deviennent prépondérants par rapport aux phénomènes visqueux.

Dans le domaine de la fatigue VHCF, on peut citer les travaux de [Ranc *et al.*, 2008] qui modélise une source de chaleur causée par un « œil de poisson ». Cette source de chaleur est ensuite utilisée dans un modèle de diffusion de la chaleur pour déterminer la température dans le volume de l'échantillon. Les résultats numériques donnent une bonne corrélation entre les observations expérimentales et les températures de surface obtenues numériquement. Ils constatent également que la durée de propagation de la fissure est faible comparée à la durée de vie de l'échantillon.

1.9 Bilan énergétique et énergie stockée

Cette étude bibliographique a montré que de nombreux travaux s'intéressaient au comportement du matériau en fatigue d'un point de vue mécanique ou calorimétrique. La suite de cette étude s'intéresse aux travaux de recherche qui combinent ces deux points de vue par l'intermédiaire de bilans énergétiques.

L'étude de la conversion de l'énergie mécanique en énergie stockée W_s par [Tay-

lor et Quinney, 1934, Farren et Taylor, 1925] est un résultat pionnier dans l'analyse calorimétrique du comportement des matériaux. À partir de ces résultats, il a été introduit le paramètre F_w qui caractérise la fraction d'énergie bloquée. On peut également mentionner le facteur β que l'on retrouve régulièrement dans la littérature et qui est le rapport entre la puissance dissipée et la puissance anélastique. À l'époque, les essais étaient menés sur des échantillons en cuivre sollicités en traction et torsion, la température était mesurée soit à l'aide de thermocouple ou de calorimètre. Les résultats obtenus indiquaient une fraction d'énergie bloquée constante et de l'ordre de 10 %. Différents travaux ont par la suite été réalisés et la pertinence de la constance de ce facteur a été remise en question [Bever *et al.*, 1973].

Avec l'apparition de nouvelles techniques de mesure sans contact telles que la thermographie infrarouge et la corrélation d'image, la réalisation de bilan d'énergie pendant un essai mécanique s'est développée.

On peut par exemple citer les travaux de [Chrysochoos *et al.*, 1989, Chrysochoos et Peyroux, 1998, Chrysochoos *et al.*, 2009]. Dans [Chrysochoos *et al.*, 1989] ils réalisent un bilan d'énergie (voir figure 1.19(a)) comprenant entre autres l'énergie stockée W_s , dissipée W_d et anélastique W_{an} en traction monotone du matériau duralumin. Ils constatent que l'énergie stockée évolue linéairement avec la contrainte (voir figure 1.19(c)). Ils remarquent également que la fraction d'énergie stockée n'est pas constante. Sur la figure 1.19(b), cette fraction d'énergie stockée a une valeur initiale de 60 %. Une diminution est observée avec la déformation plastique ε_p . L'évolution de cette fraction est mal connue à faible déformation, les énergies à déterminer sont faibles et l'erreur de mesure est non négligeable, l'erreur sur le calcul de la fraction d'énergie stockée est par conséquent importante.

Ces techniques ont par la suite été étendues afin d'accéder à des distributions 2D de bilans d'énergie en traction [Chrysochoos *et al.*, 2009] et en fatigue [Chrysochoos *et al.*, 2008, Berthel, 2007] (voir figure 1.20). Il est important de mentionner que dans le cas de la fatigue, les énergies mécaniques et calorimétriques étaient déterminées à faible fréquence de sollicitation (inférieure au Hz). On peut également citer [Bodelot, 2008, Bodelot *et al.*, 2011] qui a réalisé une comparaison des distributions 2D du facteur β avec la microstructure à l'échelle du grain.

Des recherches ont été menées pour étudier les paramètres influençant la fraction d'énergie stockée. On peut par exemple citer [Oliferuk *et al.*, 1995] qui étudie l'influence de la taille de grain du matériau ou encore [Oliferuk *et al.*, 2004b] qui s'intéresse à l'effet d'un pré-écrouissage et de laminage [Oliferuk *et al.*, 2004a].

Contrairement à [Chrysochoos *et al.*, 1989] (voir figure 1.19(c)), [Oliferuk *et al.*, 1996] constate que l'énergie stockée est proportionnelle au carré de la contrainte pour un essai de traction monotone sur un acier austénitique (voir figure 1.21).

Ce résultat concorde avec les observations de Hort en 1907 qui montre qu'une relation linéaire existe entre la pente de la courbe contrainte-déformation $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ et l'incrément de la fraction d'énergie bloquée $\frac{\delta W_s}{\delta W_{an}}$ pour une vitesse de déformation « infiniment lente » [Bever *et al.*, 1973]. Il existe alors une relation entre le carré de la contrainte et l'énergie stockée que l'on propose de démontrer de la manière suivante

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = k \frac{dW_s}{dW_{an}} \approx K \frac{dW_s}{\sigma d\varepsilon} \quad (1.5)$$

d'où

$$dW_s = K \sigma d\sigma \quad (1.6)$$

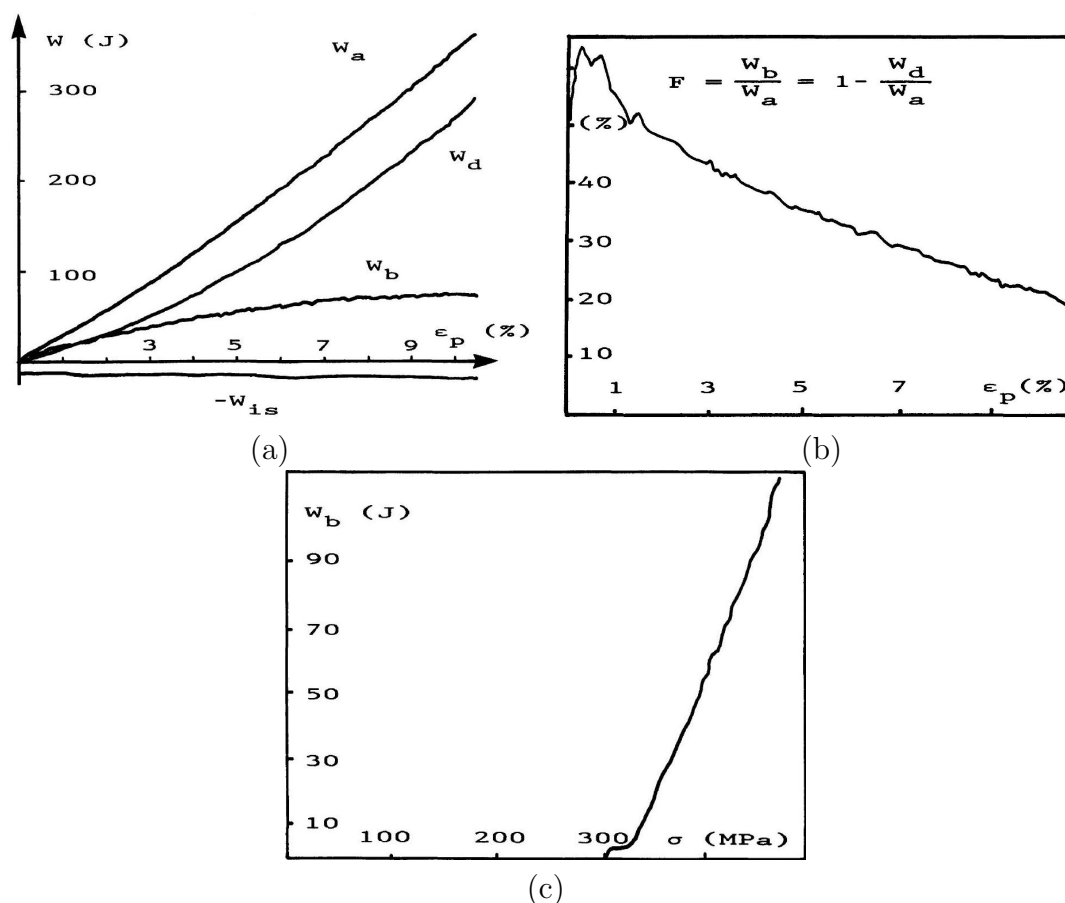


FIGURE 1.19 – (a) Bilan d'énergies, (b) fraction d'énergie stockée et (c) énergie stockée en fonction de la contrainte du duralumin en traction monotone [Chrysochoos *et al.*, 1989]

Cette relation linéaire est alors équivalente à la suivante :

$$W_s = K(\sigma^2 - \sigma_0^2) \quad (1.7)$$

où σ est la contrainte et σ_0 la contrainte pour laquelle l'énergie stockée est nulle et K un paramètre du matériau.

Plus tard, les Fastov en 1955 [Bever *et al.*, 1973] donne un cadre théorique à cette expression et déduit que K dépend du module de Young du matériau E et d'une constante propre au matériau λ . Selon lui, σ_0 dans l'expression précédente est égal à la limite d'élasticité du matériau.

$$K = \frac{\lambda}{2E} \quad (1.8)$$

Si l'équation (1.7) est attrayante pour accéder à l'énergie stockée, elle a tout de même montrée ses limites dans d'autres études [Bever *et al.*, 1973]. Plus récemment on peut citer les travaux de [Szczepliński, 2001] qui propose une forme pour l'énergie stockée qui rappelle la précédente

$$W_s = \frac{\sigma_r^2}{2E} \quad (1.9)$$

où σ_r est la contrainte résiduelle. Cependant cette approche n'a pas toujours été vérifiée, l'énergie stockée calculée est sous-estimée comme le constatent [Oliferuk et Maj, 2009].

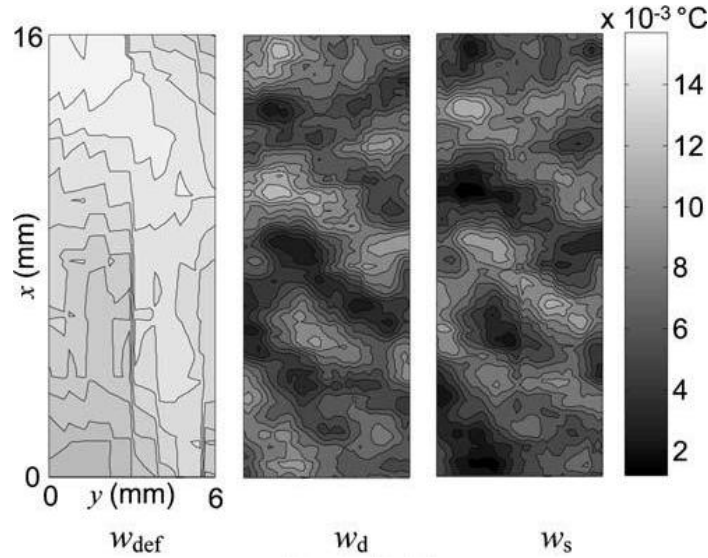


FIGURE 1.20 – Champ d'énergie de déformation W_{def} , dissipée W_d et stockée W_s [Chrysochoos *et al.*, 2008]

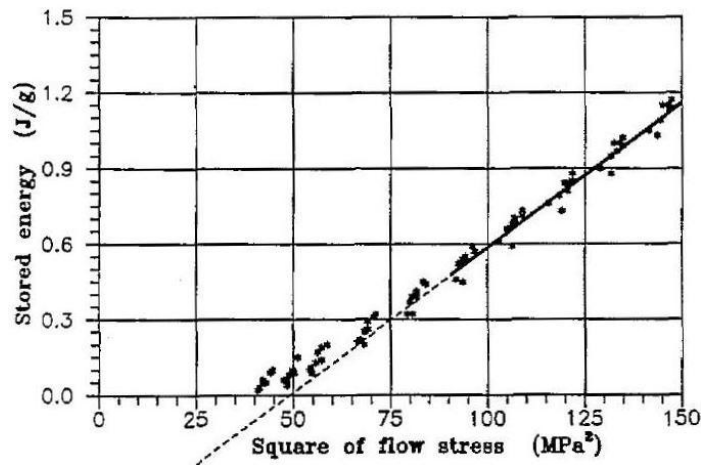


FIGURE 1.21 – Énergie stockée en fonction de la contrainte d'un acier austénitique [Oliferuk *et al.*, 1996]

La proportionnalité entre l'énergie bloquée et une contrainte au carré est à mettre en relation avec les travaux de [Bailey et Hirsch, 1960] qui remarquent que la contrainte σ est proportionnelle à la racine carré de la densité de dislocations ρ_d mesurée à l'aide d'un microscope électronique en transmission

$$\sigma \propto \sqrt{\rho_d} \quad (1.10)$$

il est par conséquent souvent admis que l'énergie stockée est proportionnelle à la densité de dislocations

$$W_s \propto \rho_d \quad (1.11)$$

Récemment [Benzerga *et al.*, 2005] se sont intéressés à cette dernière relation. Ils ont mis au point une prédiction de l'énergie stockée et dissipée à partir d'une modélisation des déformations plastiques qui interviennent avec les dislocations. Les résultats indiquent une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. Les principales conclusions de leur article sont les suivantes :

- la densité de dislocations n'est pas suffisante pour caractériser l'état du matériau, on peut avoir une même densité de dislocations pour des états internes différents
- l'énergie stockée ne dépend pas uniquement de la densité de dislocation, la structure des dislocations est à prendre en compte. En effet, deux dislocations proches modifient localement les champs de contrainte et donc l'énergie de dislocation.
- bien qu'un état de sollicitation peut être macroscopiquement homogène dans le matériau, des écarts significatifs peuvent être constatés entre les observations locale et globale des énergies stockée et dissipée.

Dernièrement des études s'intéressent aux effets de la vitesse de déformation sur le bilan d'énergie du matériau. Par exemple une étude expérimentale portant sur des sollicitations à grandes vitesses de déformation sur un alliage d'aluminium et de titane a été réalisée par [Hodowany *et al.*, 2000] puis modélisée par [Rosakis *et al.*, 2000]. Les résultats indiquent que l'alliage d'aluminium a un comportement mécanique indépendant de la vitesse de déformation, idem pour son facteur β . Par contre le titane indique une sensibilité à la vitesse de déformation et son facteur β est plus grand à grande vitesse de déformation, ce qui indique que le matériau dissipe plus de chaleur. Des résultats similaires sur du tantale et du fer pur ont été également constatés [Rittel *et al.*, 2006, Rittel *et al.*, 2009].

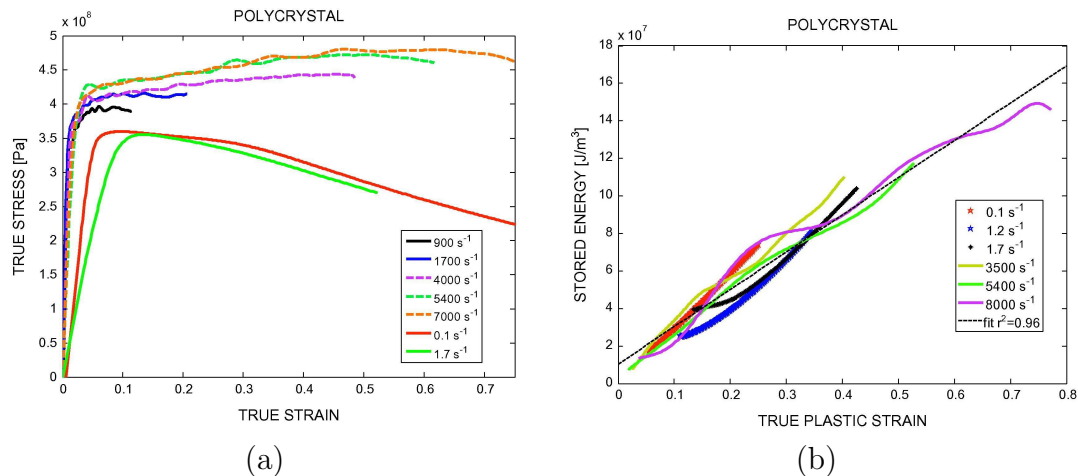


FIGURE 1.22 – (a) Influence de la vitesse de déformation sur le comportement du cuivre et sur l'énergie stockée (b) du cuivre [Rittel *et al.*, 2012]

Enfin une comparaison du comportement du cuivre en quasi-statique et en dynamique est présentée dans [Rittel *et al.*, 2012]. Ils constatent que

- le cuivre a un comportement mécanique sensible à la vitesse de déformation (voir figure 1.22(a))
- le facteur β dépend de la vitesse de déformation, une augmentation linéaire avec la vitesse de déformation est constatée
- si une influence de la vitesse de déformation est constatée pour le comportement mécanique, ce n'est pas le cas de l'énergie stockée qui est indépendante de la vitesse de déformation (voir figure 1.22(b))
- une étude de la microstructure indique également que les mécanismes microstructuraux sont similaires en quasi-statique et en dynamique (voir figure 1.23).

La fatigue des matériaux est un problème industriel ancien et qui reste toujours d'actualité. De nombreux travaux scientifiques ont été réalisés pour mieux comprendre

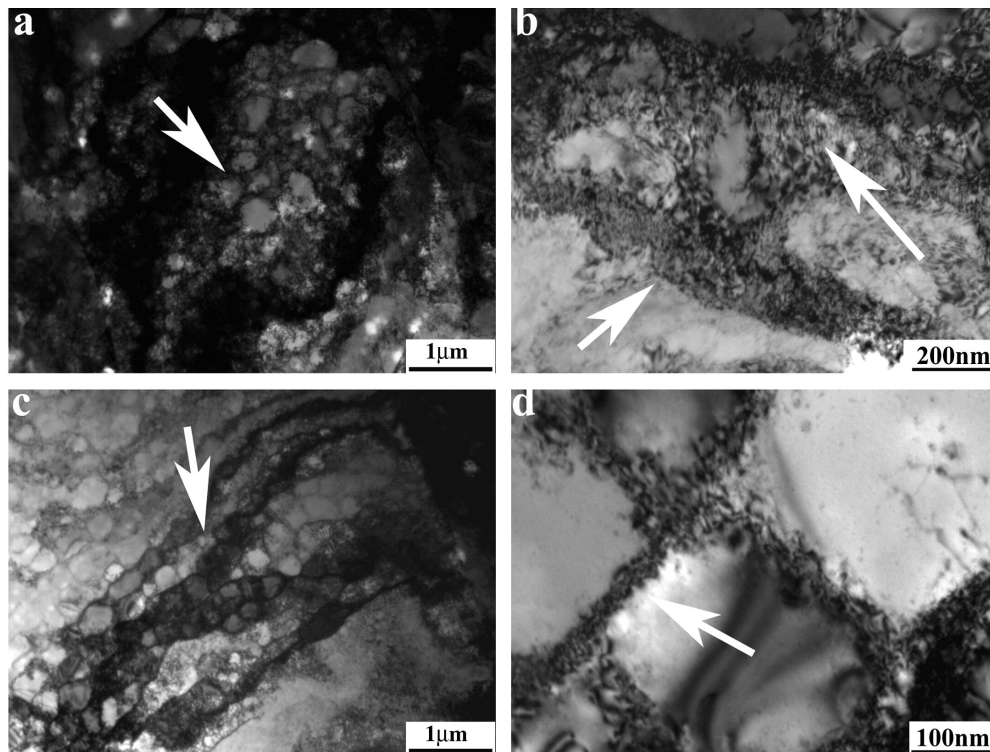


FIGURE 1.23 – Cuivre déformé à 25% - Micrographie en quasi-statique (a)(b) et dynamique (c)(d) [Rittel *et al.*, 2012]

les mécanismes microstructuraux qui conduisent à la rupture du matériau. Cependant des questions restent ouvertes. On peut mentionner notamment les questions de l'effet fréquence ou de l'existence d'une limite de fatigue qui font toujours l'objet de débat. Des éléments de réponse seront apportés dans le cadre de cette thèse.

Les observations de champs de température et les déterminations de sources de chaleur se sont particulièrement développées ces dernières années et sont utilisées pour la mise au point de modélisations. Ces modélisations ont souvent le point commun de postuler l'existence d'un seuil en contrainte ou d'un état cyclique stabilisé. La véracité de ces concepts sera également étudiée dans le cadre de ce mémoire.

Dans le domaine de la VHCF, peu de travaux s'intéressent aux températures. D'ailleurs il n'y a pas d'articles concernant les mesures de sources de chaleur en VHCF à notre connaissance. Notre étude apportera une première contribution dans ce domaine.

*La majorité des bilans énergétiques présents dans la littérature se concentrent sur des essais de traction. Le cas de la fatigue est peu étudié, on peut citer [Chrysochoos *et al.*, 2008] où est réalisé un bilan d'énergie en fatigue à une fréquence de sollicitation inférieure au Hz. Dans le cadre de nos expérimentations, des mesures à des fréquences plus élevées seront mises en place.*

*Enfin, les comparaisons de champs d'énergie à la microstructure ne sont pas courantes dans la littérature, on peut citer [Bodelot, 2008, Bodelot *et al.*, 2011] par exemple dans ce domaine. Dans le cadre de cette étude, les énergies dissipées en VHCF seront comparées à des observations microstructurales à l'échelle mésoscopique.*

1.10 Bilan, Objectifs & Outils

Cette section a pour objectif de dresser un premier bilan de l'étude bibliographique. À partir de ce bilan, les questions que l'on se pose et les outils mis en place pour y répondre sont définis.

1.10.1 Bilan

Dans la littérature, il a été proposé par [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007] de relier la limite de fatigue à un seuil d'apparition de bandes de glissement persistantes. L'idée est qu'il existe une contrainte seuil en dessous de laquelle il n'y a pas d'endommagement ni de rupture du matériau. On devrait alors observer qu'aucun phénomène irréversible n'apparaît au niveau de la microstructure. On s'interroge sur cette définition de la limite de fatigue qui se limite à l'observation d'un phénomène (ir)réversible uniquement d'un point de vue microstructural. En effet, un processus réversible d'un point de vue mécanique ne l'est pas forcément d'un point de vue thermodynamique. De plus, pour savoir si un seuil d'apparition de bandes de glissement persistantes existe à faible contrainte, un grand nombre de cycles est nécessaire, ce type de démarche est coûteux en temps. Il nous semble intéressant de trouver une autre méthode qui permet de s'assurer que le comportement est réversible sans avoir à réaliser de très grands nombres de cycles. Cette démarche nous donnera des éléments de réponse sur l'existence d'une limite de fatigue.

Les essais ultrasoniques permettent de solliciter des échantillons à des fréquences de 20 kHz à de faibles amplitudes de contrainte et d'atteindre rapidement un très grand nombre de cycles. Une influence de la fréquence a été constatée sur la température et sur le nombre de cycles à rupture des éprouvettes dans certains matériaux. Les principales questions que l'on se pose sur ce type d'essai concerne l'effet de la fréquence et de la vitesse de déformation. Les travaux qui tentent de répondre à cette question dans la littérature se limitent bien souvent à comparer les courbes SN d'un matériau à plusieurs fréquences. Il nous semble intéressant d'observer l'effet de la fréquence pendant toute la durée de vie de l'échantillon, par exemple par l'intermédiaire de l'énergie dissipée et non uniquement avec le nombre de cycles à rupture.

L'histoire de chargement (effet du nombre de cycles) a été observée à la fois sur la température et sur les sources de chaleur. Cependant certains cas présentés dans l'étude bibliographique donnent des résultats où le matériau est insensible à son histoire de chargement. Ce type de comportement s'explique par des phénomènes d'adaptation élastique ou d'accommodation plastique. Le matériau semble tendre vers un état cyclique stable. On s'interroge alors sur la raison qui provoque une rupture dans ce type de matériau. En effet, si le matériau était vraiment dans un état (thermodynamique) périodiquement stable, sa limite de fatigue serait infinie.

Les travaux concernant les sources de chaleur mesurées en HCF ont montré que le comportement était indépendant de la fréquence de sollicitation. Un effet de l'histoire du chargement avaient également été constaté. Il nous semble intéressant de savoir si ces résultats peuvent être prolongés au domaine de la fatigue ultrasonique.

Des méthodes empiriques permettent, à partir d'un état thermique stabilisé, de remonter à la fois à la limite de fatigue et à la contrainte à laquelle apparaît de la microplasticité. On s'interroge sur la pertinence des méthodes purement thermiques en fatigue, car «la température stabilisée» dépend d'une part de l'histoire de charge-

ment et d'autre part des conditions aux limites. Par ailleurs, ces méthodes empiriques reposent sur le tracé de tangentes. Cette manœuvre nous semble très délicate notamment si l'on prend en compte l'incertitude propre au système de mesure. De plus, il n'y a pas de liens clairs entre l'intersection de ces courbes et la limite de fatigue.

Il a été constaté en fatigue ultrasonique qu'une forte augmentation de la température intervenait là où la rupture finale de l'échantillon se produisait. L'observation des sources de chaleur est un moyen alternatif ou complémentaire intéressant pour tenter d'observer et de comprendre les phénomènes en jeu.

Les différentes modélisations [Charkaluk et Constantinescu, 2009, Mareau *et al.*, 2012] du comportement du matériau en fatigue proposent en général deux régimes séparés par un seuil. Ces régimes peuvent être une adaptation élastique, une accommodation plastique ou un comportement visqueux. Il nous semble pertinent de vérifier expérimentalement l'existence d'un tel seuil.

Les bilans d'énergie permettent d'avoir une connaissance énergétique du comportement du matériau. Selon la littérature, dans le cas de la traction monotone, l'énergie stockée est proportionnelle à la contrainte ou à la contrainte au carré et à la densité de dislocations. La fraction d'énergie stockée diminue avec la déformation plastique lors des essais de traction. Il nous semble intéressant de savoir si le même type de résultat peut être constaté dans le cadre de nos essais en fatigue pour des sollicitations en contrainte d'intensités inférieures à la limite d'élasticité macroscopique, voire à la limite de fatigue.

1.10.2 Objectifs

Les objectifs de cette étude sont multiples. Il est d'abord nécessaire de déterminer les sources de chaleur dans le cas de la VHCF. Ce type de travail a été réalisé auparavant au LMGC dans le cas de la traction monotone et de la HCF. Dans le cas de la VHCF, les outils permettant le calcul de sources de chaleur seront développés en s'inspirant des méthodes utilisées auparavant.

On pourra alors obtenir la dissipation intrinsèque pour chaque type d'essais. Cette source de chaleur nous sera utile pour juger de l'existence d'une limite de fatigue et de l'effet de la fréquence. Le calcul des sources de chaleur n'est pas simple car il nécessite de déterminer les différents opérateurs aux dérivées partielles de l'équation de la chaleur à partir de mesures de températures discrètes et bruitées.

La dissipation intrinsèque sera confrontée aux modèles thermodynamiques existants (élastique, plastique ou visqueux) utilisés dans la littérature. On pourra par exemple savoir si le matériau a une sensibilité à la fréquence ou si deux régimes dissipatifs distincts existent.

Il semble intéressant de savoir si le matériau atteint un état *mécaniquement* stable en observant le comportement hystérétique du matériau en fatigue. La boucle d'hystérésis sera un indicateur utile pour remonter à l'énergie de déformation et pour réaliser des bilans d'énergie.

On souhaite également observer l'évolution des bilans énergétiques aussi bien en traction monotone qu'en HCF. Dans le cas de la VHCF, la détermination du bilan d'énergie n'est techniquement pas possible. En effet, nos moyens expérimentaux ne sont pas par exemple capables de mesurer l'énergie de déformation en jeu en VHCF. Il nous semble intéressant de savoir si une cinétique de la fatigue et un effet de l'histoire du chargement peuvent être vus à partir de ces énergies.

Selon la littérature, les énergies dissipées et stockées dans le matériau sont réparties de manière hétérogène même dans le cas de chargement homogène. On souhaite savoir si notre dispositif d'imagerie est en mesure d'observer de telles hétérogénéités à une échelle mésoscopique.

Les confrontations entre sources de chaleur et microstructure sont rares dans la littérature. Il nous semble important d'apporter une nouvelle contribution dans ce domaine.

1.10.3 Outils

Les principaux outils théoriques, numériques et expérimentaux mis en œuvre pour atteindre les objectifs sont tout d'abord un cadre thermodynamique qui nous permet de définir la dissipation intrinsèque et l'équation de la chaleur.

Cette équation sera utilisée pour aboutir aux modèles de diffusion de la chaleur qui sont utilisées pour connaître les sources de chaleur à partir des champs de température obtenus par la caméra IR.

La technique de corrélation d'images numériques sera utile pour connaître les différents champs cinématiques à la surface de l'échantillon. Les champs mécaniques et calorimétriques seront ensuite exploités ensemble pour réaliser des bilans énergétiques et constater si des phénomènes hétérogènes sont visibles avec nos moyens de mesure.

Les données expérimentales (thermique, cinématique) sont des données bruitées, des traitements numériques particuliers seront mis en place pour pallier au problème de bruit.

Les essais de traction et HCF se dérouleront sur une machine servo-hydraulique. En VHCF, une machine piézoélectrique sera utilisée. L'étude des fondements et de la calibration de cette dernière machine est fondamental. En effet, il est important de comprendre les principales différences techniques entre ces deux machines si l'on souhaite comparer les résultats qui en sont issus.

La collaboration avec des doctorants travaillant sur les aspects matériaux en VHCF dans le cadre de l'ANR DISFAT sera l'occasion de confronter les sources de chaleur à la microstructure.

Cadre thermodynamique

Ce chapitre présente quelques points essentiels de la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes qui servira de cadre d'interprétation des essais de fatigue réalisés dans ce travail de thèse. Les expressions locales du premier et second principe de la thermodynamique sont d'abord rappelés. Leur combinaison permet d'aboutir à l'Inégalité de Clausius-Duhem, fondamentale pour décrire les inégalités accompagnant le processus de déformation.

Nous utiliserons le cadre particulier des matériaux standard généralisés permettant d'écrire les lois de comportement à partir d'un potentiel thermodynamique et d'un potentiel de dissipation.

Cette partie s'inspire, naturellement, de nombreux ouvrages traitant de la mécanique des milieux continus, de la mécanique des matériaux solides, de la thermodynamique des processus irréversibles et des matériaux standards généralisés [Halphen et Son Nguyen, 1975, Callen, 1960, Coirier et Nadot-Martin, 2007, Lemaître et Chaboche, 2004, Suquet, 2003, Germain, 1986a, Germain, 1986b].

2.1 Premier principe de la thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique traduit la conservation d'énergie d'un système. Nous considérons ici un système de volume Ω et de frontière $\partial\Omega$. Ce principe énonce le fait que la variation de l'énergie totale d'un système \mathbf{E} est égale à la puissance mécanique des efforts extérieurs W'_{ext} augmentée de la puissance calorifique reçue W'_{cal} . La notation « ' » utilisée ici indique que les dérivées dépendent du trajet suivi (*i.e.* l'énergie et la chaleur échangées avec l'extérieur ne sont pas des fonctions d'états).

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} = W'_{ext} + W'_{cal} \quad (2.1)$$

L'énergie totale \mathbf{E} est égale à la somme de l'énergie interne E du matériau et de son énergie cinétique K .

$$\mathbf{E} = E + K \quad (2.2)$$

avec

$$K = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \rho \vec{v} \cdot \vec{v} \, dV \quad (2.3)$$

La puissance calorifique W'_{cal} est classiquement décomposée en deux termes. Un terme désignant la densité de source volumique de chaleur d'origine extérieure r et un

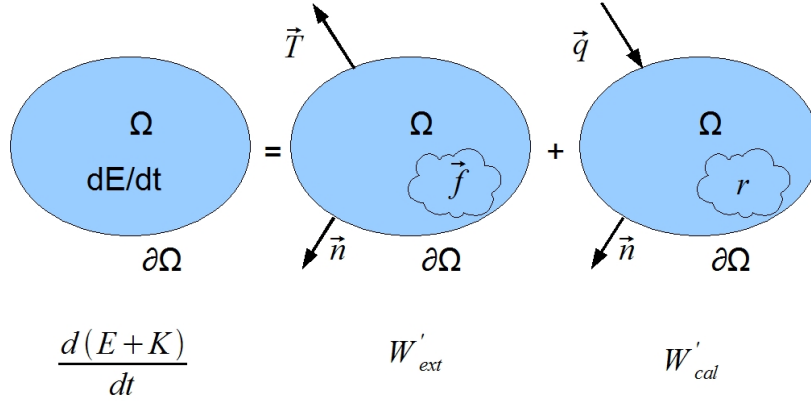


FIGURE 2.1 – Illustration du premier principe de la thermodynamique

second terme représentant le flux surfacique de chaleur reçu de l'extérieur au travers la frontière $\partial\Omega$ de normale \vec{n} .

$$W'_{cal} = \int_{\Omega} r \, dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dS \quad (2.4)$$

La puissance des efforts extérieurs W'_{ext} s'exprime en fonction des efforts extérieurs de nature surfacique $\vec{T} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}$ et volumique \vec{f} .

$$W'_{ext} = \int_{\Omega} \vec{T} \cdot \vec{n} \, dV + \int_{\partial\Omega} \vec{f} \cdot \vec{n} \, dS \quad (2.5)$$

On introduit ensuite l'énergie interne spécifique e qui représente une densité massique d'énergie interne.

$$E = \int_{\Omega} \rho e \, dV \quad (2.6)$$

On utilise par la suite le théorème de l'énergie cinétique qui s'écrit sous la forme

$$\frac{dK}{dt} = W'_{acc} = W'_{ext} + W'_{int} \quad (2.7)$$

où W'_{acc} représente la puissance d'accélération

$$W'_{acc} = \int_{\Omega} \rho \vec{\gamma} \cdot \vec{v} \, dV \quad (2.8)$$

De même, on introduit la puissance des efforts intérieurs W'_{int} qui s'exprime à l'aide du produit doublement contracté du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ et du tenseur des vitesses de déformation que nous noterons $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ dans le cadre des petites perturbations, suffisant ici pour décrire les essais HCF et VHCF :

$$W'_{int} = - \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} \, dV \quad (2.9)$$

En combinant les équations (2.1) et (2.7), on montre que le premier principe peut être réécrit sous une forme indépendante du repère

$$\frac{dE}{dt} = -W'_{int} + W'_{cal} \quad (2.10)$$

soit sous la forme intégrale

$$\frac{d(\int_{\Omega} \rho e \, dV)}{dt} = \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \, dV + \int_{\Omega} r \, dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dS \quad (2.11)$$

En utilisant le théorème de la divergence, l'écriture locale du premier principe de la thermodynamique s'écrit alors

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + r - \operatorname{div} \vec{q} \quad (2.12)$$

2.2 Second principe de la thermodynamique

Le second principe de la thermodynamique utilise la notion d'entropie et permet de décrire le caractère irréversible d'un processus. Il postule l'inégalité suivante qui s'exprime à partir du taux de l'entropie \dot{S} et de la puissance calorifique W'_{cal} et de la température absolue T du système :

$$\dot{S} \geq \int_{\Omega} \frac{r}{T} \, dV - \int_{\partial\Omega} \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{T} \, dS \quad (2.13)$$

On définit alors l'entropie spécifique s telle que

$$S = \int_{\Omega} \rho s \, dV \quad (2.14)$$

pour obtenir, à l'aide du théorème de la divergence, l'écriture locale du second principe de la thermodynamique

$$\rho \dot{s} - \frac{r}{T} + \operatorname{div} \frac{\vec{q}}{T} \geq 0 \quad (2.15)$$

2.3 Inégalité de Clausius-Duhem

En combinant les écritures locales du premier (2.12) et second principe (2.15) et en remarquant que

$$\operatorname{div} \frac{\vec{q}}{T} = \frac{\operatorname{div} \vec{q}}{T} - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T^2} \quad (2.16)$$

on obtient l'*inégalité fondamentale*

$$\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \rho(T\dot{s} - \dot{e}) - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T} \geq 0 \quad (2.17)$$

On définit par la suite l'énergie libre spécifique d'Helmholtz Ψ qui est la transformée de Legendre de l'énergie interne e par rapport au couple (s, T)

$$\Psi = e - Ts \quad (2.18)$$

On a alors en combinant les deux équations précédentes, l'*inégalité de Clausius-Duhem* (ICD)

$$\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho(\dot{\Psi} + s\dot{T}) - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T} \geq 0 \quad (2.19)$$

2.4 Méthode de l'état local

2.4.1 Postulat de l'état local

La méthode de l'état locale postule que l'état thermodynamique d'un milieu matériel, en un point et à un instant donnés, est complètement défini par la connaissance, à cet instant, des valeurs d'un nombre fini de variables d'état. Les dérivées temporelles ou spatiales n'interviennent pas pour définir cet état. Cette méthode décrit des processus quasi-statiques, considérés comme étant constitués d'une suite continue d'états d'équilibre [Germain, 1986a, Germain, 1986b].

Un système globalement hors équilibre pourra alors être considéré comme un ensemble de sous-systèmes thermodynamiques en état d'équilibre. Compte tenu des caractéristiques de nos essais expérimentaux, nous considérons que les processus en jeu sont bien *thermodynamiquement quasi-statiques*.

2.4.2 Variables d'état

Les variables d'état permettent de décrire un sous-système thermodynamique à l'état d'équilibre. Le choix de ces variables d'état est fondamental pour la description des phénomènes que l'on cherche à modéliser. Deux types de variables d'état sont parfois distingués : les variables observables et les variables internes.

2.5 Potentiel thermodynamique

L'énergie interne $e(s, \boldsymbol{\varepsilon}, \alpha_i)$ sera ici considérée comme le potentiel thermodynamique fondamental afin de développer une description énergétique des processus de fatigue. Il convient de noter que l'entropie est parfois prise pour potentiel principal (description entropique [Boccaro, 1968]), l'énergie interne représentant alors la première des variables d'état. Pour des raisons pratiques, nous utiliserons l'énergie libre d'Helmholtz Ψ qui est la transformée de Legendre de l'énergie interne par le couple (s, T) .

$$\Psi = \Psi(T, \boldsymbol{\varepsilon}, \alpha_i) \quad (2.20)$$

de façon à avoir la température comme première variable d'état à la place de l'entropie.

Les lois d'état sont définies à partir des variables d'état. Elles récapitulent les propriétés des états d'équilibre et relient les variables conjuguées aux variables d'état.

$$\begin{cases} s = -\frac{\partial \Psi}{\partial T} \\ \boldsymbol{\sigma}^{rev} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \\ A_i = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \end{cases} \quad (2.21)$$

2.6 Forces et flux thermodynamiques

À partir des lois d'état présentées précédemment et en notant que

$$\dot{\Psi} = \frac{\partial \Psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \quad (2.22)$$

l'ICD peut être simplifiée et prendre la forme suivante

$$\boldsymbol{\sigma}^{irr} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - A_i \dot{\alpha}_i - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}}{T} \geq 0 \quad (2.23)$$

on fait alors apparaitre

- les forces thermodynamiques X_k

$$\left(\begin{array}{c} \boldsymbol{\sigma}^{irr} = \left(\boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \right) \\ -A_i \\ \overrightarrow{\text{grad}T} \\ -\frac{\vec{q}}{T} \end{array} \right) \quad (2.24)$$

- les flux thermodynamiques Y_k

$$\left(\begin{array}{c} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \\ \dot{\alpha}_i \\ \vec{q} \end{array} \right) \quad (2.25)$$

L'ICD s'écrit alors simplement comme la somme des produits forces-flux.

$$\sum_k X_k Y_k \geq 0 \quad (2.26)$$

2.7 Pseudo-potentiel de dissipation

On a vu dans la section 2.5 que l'on pouvait postuler l'existence d'un potentiel thermodynamique qui nous donne une relation entre les variables d'état et leurs variables associées : les lois d'état.

Dans le même esprit, le formalisme des matériaux standard généralisés postule l'existence d'un potentiel de dissipation φ reliant les forces thermodynamiques aux flux des variables d'état. Les relations qui en résultent sont appelées lois complémentaires car en complétant les équations d'état, elles constituent l'ensemble des équations caractérisant le comportement du matériau.

Les lois complémentaires ont la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \boldsymbol{\sigma}^{irr} = \frac{\partial \varphi(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}, \dot{\alpha}_i, \vec{q})}{\partial \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}} \\ -A_i = \frac{\partial \varphi(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}, \dot{\alpha}_i, \vec{q})}{\partial \dot{\alpha}_i} \\ \overrightarrow{\text{grad}T} = \frac{\partial \varphi(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}, \dot{\alpha}_i, \vec{q})}{\partial \vec{q}} \end{array} \right. \quad (2.27)$$

Lois de comportement			
Lois d'état		Lois complémentaires	
Variables d'état	Variables conjuguées	Flux	Forces
T	s	$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$	$\boldsymbol{\sigma}^{irr}$
$\boldsymbol{\varepsilon}$	$\boldsymbol{\sigma}^{rev}$	$\dot{\alpha}_i$	$-A_i$
α_i	A_i	\vec{q}	$-\frac{\text{grad}T}{T}$

TABLEAU 2.1 – Lois de comportement

2.8 Dissipation intrinsèque et thermique

L'ICD s'écrit sous la forme suivante

$$\mathcal{D} = \boldsymbol{\sigma}^{irr} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - A_i \dot{\alpha}_i - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}}{T} \geq 0 \quad (2.28)$$

où \mathcal{D} est la dissipation que l'on décompose en dissipation volumique intrinsèque d_1 et en dissipation volumique thermique d_2 .

$$\mathcal{D} = d_1 + d_2 \geq 0 \quad (2.29)$$

Ces deux dissipations sont généralement considérées séparément positives ou nulles. On a ainsi

$$d_1 = \boldsymbol{\sigma}^{irr} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - A_i \dot{\alpha}_i \geq 0 \quad (2.30)$$

et

$$d_2 = -\frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}}{T} \geq 0 \quad (2.31)$$

L'évolution d'un système est dite réversible si en tout point du système et à tout instant, on a simultanément [Germain, 1986a]

$$d_1 = 0 \quad \text{et} \quad d_2 = 0 \quad (2.32)$$

2.9 Équation de la chaleur

À partir de la définition de l'énergie libre, la dérivée par rapport au temps de l'énergie interne s'écrit

$$\dot{e} = \dot{\Psi} + T\dot{s} + \dot{T}s \quad (2.33)$$

avec

$$\dot{\Psi} = \frac{\partial \Psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \quad (2.34)$$

et

$$\dot{s} = \frac{d(-\frac{\partial \Psi}{\partial T})}{dt} = -\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \dot{T} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \right) \quad (2.35)$$

On obtient alors \dot{e} que l'on introduit dans l'écriture locale du premier principe (2.12). On a alors l'égalité suivante

$$\rho \dot{e} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \dot{T} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \quad (2.36)$$

$$= \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + r - \text{div} \vec{q} \quad (2.37)$$

que l'on réécrit sous la forme suivante pour obtenir *l'équation de la chaleur*

$$\rho C \dot{T} + \operatorname{div} \vec{q} = d_1 + s_{cpl} + r \quad (2.38)$$

où apparaissent les termes

- un terme qui correspond à l'inertie thermique $\rho C \dot{T} = w'_{cal} + s$ où la variable $C = -T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ représente la chaleur spécifique du matériau à ε et α_i constants.
- le terme $\operatorname{div} \vec{q}$ qui représente les fuites thermiques par conduction.
- la dissipation intrinsèque $d_1 = (\boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i$ qui représente la partie des efforts intérieurs qui se transforme de manière irréversible sous forme de chaleur.
- les sources de couplages thermomécaniques $s_{cpl} = s_{the} + s_{ic} = \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i$ qui comprend la source de couplage thermoélastique s_{the} qui rend compte de la thermodilatabilité du matériau ainsi que les autres sources de couplages interne s_{ic}
- la densité de source volumique d'origine extérieure r que l'on peut par exemple associer à un apport de chaleur par rayonnement.

2.9.1 Une première simplification de l'équation de la chaleur

Dans le cadre de nos essais HCF et VHCF, des hypothèses supplémentaires ont été faites afin de simplifier l'écriture de l'équation de la chaleur (2.38).

- on suppose que la masse volumique ρ et que la chaleur spécifique C sont constantes durant nos essais.
- le terme de fuite thermique $\operatorname{div} \vec{q}$ est déterminé en faisant l'hypothèse d'un transfert thermique de type loi de Fourier $\vec{q} = -k \overrightarrow{\operatorname{grad}} T$ avec k un coefficient de conduction supposé isotrope. On a alors $\operatorname{div} \vec{q} = -k \Delta T$.
- le terme convectif $\vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} T$ de la dérivée particulaire de T est négligé [Berthel, 2007].
- le terme r est indépendant du temps. On peut remarquer que dans le cas d'un système en équilibre thermique il est égal à $r = -k \Delta T_0$ avec T_0 la température d'équilibre.

L'équation de la chaleur devient alors

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - k \Delta T = d_1 + s_{cpl} - k \Delta T_0 \quad (2.39)$$

En posant $\theta = T - T_0$ la variation de température, on obtient alors une première forme simplifiée de l'équation de la chaleur avec s un terme qui représente l'ensemble des termes de source de chaleur.

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = d_1 + s_{cpl} = s \quad (2.40)$$

2.10 Bilan d'énergie

Ce paragraphe a pour objectif de faire un bilan de toutes les énergies en jeu lors d'un processus thermomécanique. Afin de clarifier les entités présentées, on définit la notation utilisée pour les énergies et puissances. Ainsi on notera de façon générique :

- w' les puissances volumiques

	Puissance volumique (HPP)	Énergie
fournie	$w'_{def} = -w'_{int} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$	$W_{def} = \int_0^t \int_{\Omega} w'_{def} dV dt$
élastique	w'_e	$W_e = \int_0^t \int_{\Omega} w'_e dV dt$
anélastique	w'_{an}	$W_{an} = \int_0^t \int_{\Omega} w'_{an} dV dt$
dissipée	$w'_d = d_1$	$W_d = \int_0^t \int_{\Omega} w'_d dV dt$
stockée	w'_s	$W_s = \int_0^t \int_{\Omega} w'_s dV dt$
couplage	$w'_{cpl} = s_{cpl}$	$W_{cpl} = \int_0^t \int_{\Omega} w'_{cpl} dV dt$
chaleur	$w'_{ch} = w'_d + w'_{cpl} = s$	$W_{ch} = \int_0^t \int_{\Omega} w'_{ch} dV dt$
calorifique	$w'_{cal} = r - \text{div} \vec{q} = \rho C T - s$	$W_{cal} = \int_0^t \int_{\Omega} w'_{cal} dV dt$

TABLEAU 2.2 – Puissances et énergies d'un bilan d'énergie

- $W' = \int_{\Omega} w' dV$ les puissances
- $w = \int_0^t w' dt$ les énergies volumiques
- $W = \int_{\Omega} w dV = \int_0^t W' dt$ les énergies

Les sources de chaleur présentées dans la section 2.9 concernant l'équation de diffusion de la chaleur sont des puissances volumiques. Si l'on est cohérent avec la notation que l'on vient de présenter, ces sources de chaleur s'écrivent

- $w'_{ch} = s$ pour la source de chaleur
- $w'_d = d_1$ pour la dissipation intrinsèque ou puissance dissipée volumique
- $w'_{cpl} = s_{cpl}$ pour les sources de couplages

L'énergie de déformation w_{def} est celle fournie au matériau de volume Ω et peut être scindée en deux parties. Une partie élastique W_e au sens de récupérable lors de la décharge des efforts et une partie anélastique c'est-à-dire non récupérable à la décharge des efforts. Cette énergie de déformation est définie comme étant égale à l'opposée de l'énergie des efforts intérieurs.

$$w_{def} = -w_{int} = w_e + w_{an} \quad (2.41)$$

L'énergie anélastique est quant à elle absorbée par le matériau. Une partie w_d est dissipée (transformée irréversiblement sous forme de chaleur) et éventuellement restituée au milieu extérieur, l'autre partie w_s étant consommée par le matériau pour modifier sa microstructure [Chrysochoos *et al.*, 1989].

$$w_{an} = w_d + w_s \quad (2.42)$$

En ré-exploitant l'équation de la chaleur (2.40), on écrit que

$$w_{ch} = w_d + w_{cpl} \quad (2.43)$$

où w_{ch} , w_d , w_{cpl} sont les énergies associées aux sources de chaleur volumiques s , d_1 , s_{cpl}

Une fois que ces différentes énergies sont mesurées, nous sommes en mesure de définir [Chrysochoos *et al.*, 2009]

- la fraction d'énergie bloquée F_w

$$F_w = \frac{w_s}{w_{an}} = 1 - \frac{w_d}{w_{an}} \quad (2.44)$$

- le taux d'énergie bloquée \dot{F}_w

$$\dot{F}_w = \frac{dF_w}{dt} = \frac{d\left(\frac{w_s}{w_{an}}\right)}{dt} = \frac{w_{an} w'_s - w_s w'_{an}}{w_{an}^2} \quad (2.45)$$

– à ne pas confondre avec la fraction de puissance bloquée $F_{w'}$

$$F_{w'} = \frac{w'_s}{w'_{an}} = 1 - \frac{w'_d}{w'_{an}} = 1 - \beta \quad (2.46)$$

On peut remarquer que dans le cas où le taux d'énergie bloquée est nul, on a une égalité entre fraction d'énergie bloquée et fraction de puissance bloquée

$$\dot{F}_w = 0 \Rightarrow F_w = F_{w'} \quad (2.47)$$

Dans le contexte de nos essais expérimentaux, les bilans d'énergie que nous effectuerons (en HCF et traction monotone) se feront sur des processus mécaniquement quasi-statiques (l'accélération $\gamma \approx 0 \text{ m.s}^{-2}$), la puissance des quantités d'accélération sera par conséquent négligée, le théorème de l'énergie cinétique (2.7) se réécrit

$$\frac{dK}{dt} = W'_{acc} = W'_{ext} + W'_{int} \approx 0 \quad (2.48)$$

On en déduit alors que l'énergie des efforts extérieurs est égale au signe près à l'énergie des efforts intérieurs $w_{ext} \approx -w_{int}$.

2.10.1 Trajet thermomécanique

Les essais de fatigue se composent d'une succession de cycle de charge-décharge. On propose ici d'étudier l'évolution thermomécanique d'un cycle de chargement. L'état du matériau varie alors d'un état initial $\mathcal{A} = (T_{\mathcal{A}}, \varepsilon_{\mathcal{A}}, \alpha_{\mathcal{A}})$ à un état final $\mathcal{B} = (T_{\mathcal{B}}, \varepsilon_{\mathcal{B}}, \alpha_{\mathcal{B}})$.

Le bilan d'énergie sur ce trajet thermomécanique s'écrit alors

$$w_{def} = \int_{t_{\mathcal{A}}}^{t_{\mathcal{B}}} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dt = \int_{t_{\mathcal{A}}}^{t_{\mathcal{B}}} d_1 dt + \int_{t_{\mathcal{A}}}^{t_{\mathcal{B}}} w'_e + w'_s dt \quad (2.49)$$

En reprenant l'équation (2.37) définissant la variation de l'énergie interne et en mettant en évidence les différentes énergies en jeu

$$\rho \dot{e} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \dot{T} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \quad (2.50)$$

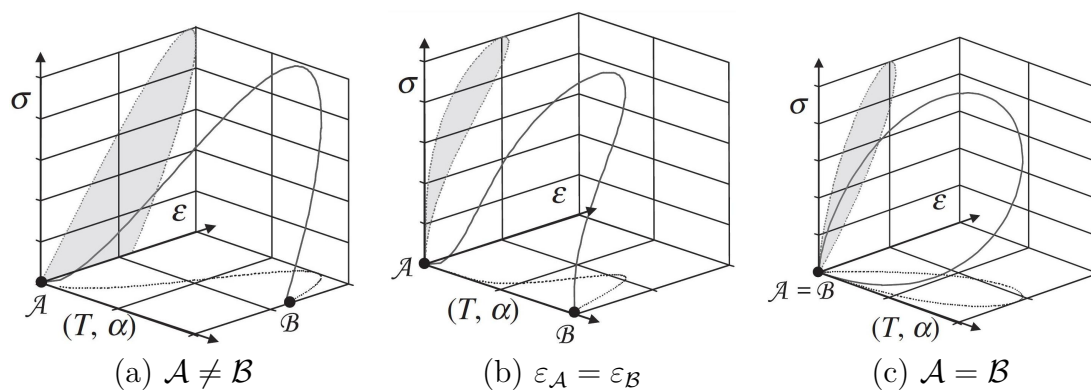
$$= w'_e + w'_s + \rho C \dot{T} - w'_{cpl} \quad (2.51)$$

on obtient alors

$$w_{def} = \int_{t_{\mathcal{A}}}^{t_{\mathcal{B}}} d_1 dt + \int_{t_{\mathcal{A}}}^{t_{\mathcal{B}}} \rho \dot{e} - \rho C \dot{T} + w'_{cpl} dt \quad (2.52)$$

Différentes situations peuvent alors être mises en évidence [Chrysochoos *et al.*, 2010]

- $\mathcal{A} \neq \mathcal{B}$ est le cas le plus général, on remarque que l'énergie de déformation s'écrit en fonction de l'énergie dissipée, de la variation d'énergie interne et de la chaleur absorbée pendant l'essai ainsi que par la chaleur provenant des couplages thermomécaniques.
- $\mathcal{A} \neq \mathcal{B}$ avec $\varepsilon_{\mathcal{A}} = \varepsilon_{\mathcal{B}}$ correspond à un cycle mécanique. On remarque alors que, dans le cas d'un chargement uniaxial, l'énergie de déformation est égale à l'aire de la boucle d'hystérésis $w_{def} = A_h$. Bien que le processus est *réversible du point de vue mécanique*, il ne l'est pas d'un point de vue thermomécanique ; si les états initial et final sont les mêmes en terme de déformation, ce n'est pas forcément le cas pour la température ou les autres variables internes. Contrairement à ce que l'on peut parfois rencontrer dans la littérature, il est important de noter qu'en réalité l'aire de la boucle ne représente pas uniquement la dissipation d_1 .


 FIGURE 2.2 – Trajets thermomécaniques [Chrysochoos *et al.*, 2010]

- $\mathcal{A} = \mathcal{B}$ représente un cycle thermodynamique, l'état du matériau en début et fin d'essai sont identiques. En faisant l'hypothèse que le terme ρC est constant pendant la charge-décharge, on remarque que la boucle d'hystérésis est due à des sources de chaleur liées à la dissipation et aux couplages thermomécaniques.

Par conséquent, une détermination de la dissipation d_1 à partir de la boucle d'hystérésis n'est pas satisfaisante, il est nécessaire de connaître les autres énergies mises en jeu pendant le chargement.

Cadre expérimental

La suite de cette étude aborde les aspects expérimentaux propres à cette thèse. Un bref rappel sur le rayonnement IR est d'abord introduit pour mettre en place les notions nécessaires à la description du dispositif IR. Ce dispositif et sa procédure d'étalonnage pixel à pixel sont ensuite présentés. Les caractéristiques de la caméra visible et la technique de corrélation d'images numériques sont ensuite détaillées. La fin de ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux utilisés en traction monotone, HCF et VHCF.

3.1 Rappel sur le rayonnement infrarouge

3.1.1 Rayonnement thermique

Ce paragraphe rappelle les principales notions rattachées aux techniques infrarouges. Il introduit les définitions et le vocabulaire nécessaires à la compréhension du fonctionnement des moyens expérimentaux utilisés. Le lecteur intéressé pourra trouver plus de détails sur ces différents aspects dans les ouvrages [Modest, 2003, Pajani, 1989, Papini et Gallet, 1994, Pajani, 2001] dont la suite de ce chapitre s'inspire.

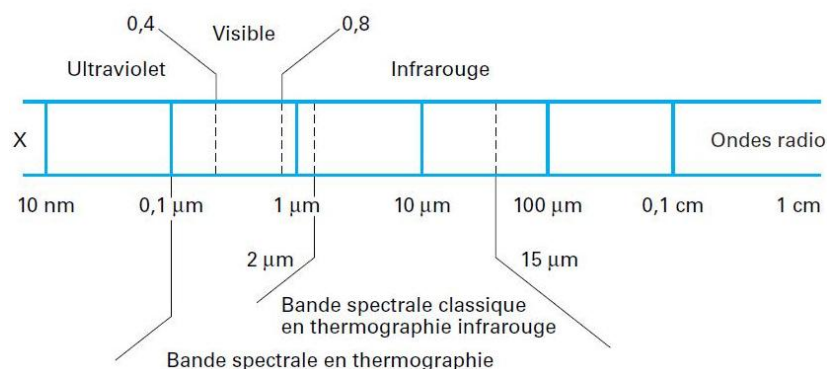


FIGURE 3.1 – Spectre électromagnétique [Pajani, 2001]

Tout corps à une température supérieure à 0 K émet un rayonnement électromagnétique. Une caractéristique de ce rayonnement est sa longueur d'onde λ . Le rayonnement d'une source thermique usuelle couvre approximativement les longueurs

d'ondes allant de 0,1 à 1 000 μm . Les techniques de thermographie infrarouge classique utilisent plus particulièrement les longueurs d'ondes allant de 2 à 14 μm [Pajani, 2001] (voir figure 3.1).

3.1.2 Puissance rayonnée par une surface

On définit la luminance notée L comme la puissance rayonnée par une surface unitaire suivant une direction donnée dans un angle solide de 1 stéradian. La puissance rayonnée notée dP pour une surface élémentaire dS de normale \vec{n} dans un angle solide $d\Omega$ de direction $\vec{\delta}$ peut alors s'exprimer

$$dP = L(\vec{\delta}) \vec{\delta} \cdot \vec{n} d\Omega dS \quad (3.1)$$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, cette puissance dépend de la longueur d'onde considérée. Il est donc intéressant de définir une luminance monochromatique L_λ par la relation

$$L_\lambda = \frac{\partial L}{\partial \lambda} \quad (3.2)$$

Il est également très courant de définir l'émittance M comme la puissance rayonnée dans un demi espace par une surface unitaire. On a alors

$$M = \int_{\text{demi-espace}} L(\vec{\delta}) \vec{\delta} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (3.3)$$

On peut de manière analogue définir l'émittance monochromatique M_λ par la relation

$$M_\lambda = \int_{\text{demi-espace}} L_\lambda(\vec{\delta}) \vec{\delta} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (3.4)$$

3.1.3 Corps noir

Un corps noir est défini comme un corps idéal capable d'absorber la totalité du rayonnement incident : c'est un absorbeur parfait. Un corps noir (CN) se caractérise par sa capacité à ne pas transmettre ni réfléchir le rayonnement qu'il reçoit. Il absorbe donc tous les rayonnements incidents.

Il est possible de déterminer la luminance monochromatique du corps noir à l'aide de la loi de Planck définie sous la forme

$$L_\lambda^0 = \frac{2hc_0^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc_0}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (3.5)$$

où

- h est la constante de Planck ($6.62 \cdot 10^{-34}$ J.s),
- k la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23}$ J.K $^{-1}$),
- c_0 la vitesse de la lumière dans le vide ($3 \cdot 10^8$ m.s $^{-1}$) et
- L_λ^0 la luminance monochromatique du corps noir (W.m $^{-2}$.sr $^{-1}$.m).

On dit que le corps noir fait partie des corps lambertiens. La luminance monochromatique qu'il émet est indépendante de la direction d'émission. Dans ce cas, la détermination du lien entre la luminance monochromatique et l'émittance monochromatique du corps noir est simple

$$M_\lambda^0 = \pi L_\lambda^0 \quad (3.6)$$

En intégrant la loi de Planck sur le spectre, on obtient alors la loi de Stefan-Boltzmann qui s'écrit

$$M^0 = \sigma T^4 \quad (3.7)$$

avec M^0 l'émittance du corps noir et σ la constante de Stefan ($5.67 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^4$).

Cette dernière relation permet alors de déterminer la température d'un corps noir à partir du flux rayonné mesuré par exemple par un pixel de la caméra IR.

3.1.4 Facteur d'émission

Les corps réels ont des propriétés radiatives différentes du corps noir. Ces propriétés sont en général données par rapport à celles du corps noir. En effet le corps noir est utilisé comme corps de référence. On définit ainsi le facteur d'émission ε_λ comme le rapport entre la luminance d'un corps réel (CR) et celle du corps noir.

$$\varepsilon_{\lambda,T,\delta}(\lambda) = \frac{L_\lambda^{CR}}{L_\lambda^{CN}} \quad (3.8)$$

Par définition, le facteur d'émission du corps noir est égal à 1. À titre indicatif, des facteurs d'émission de différents matériaux sont présentés dans le tableau 3.1.

Matériau	Facteur d'émission
Or poli	0.02
Acier poli	0.07
Nickel oxydé	0.37
Cuivre oxydé	0.78
Bois	0.9
Glace	0.98
Neige	0.99

TABLEAU 3.1 – Facteur d'émission de quelques matériaux

3.2 Dispositif IR

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, le rayonnement émis par une surface dépend directement de sa température *via* la loi de Planck et le facteur d'émission de cette surface. Le principe de la thermographie est de déterminer la température de la surface à partir de la mesure de la puissance qu'elle rayonne.

Dans cette section, nous allons présenter notre dispositif thermographie composé d'une caméra IR et de son système optique. Nous exposerons les différents paramètres de réglages. Quelques hypothèses sont données concernant le rayonnement réellement mesuré. Ces hypothèses sont utiles dans la suite de l'étude afin de passer d'une mesure de rayonnement IR à une température. Le dispositif d'étalonnage sera alors détaillé. Cette section se terminera par la présentation des mesures expérimentales du facteur d'émission réalisées sur nos revêtements.

3.2.1 La caméra IR

La caméra utilisée pendant les essais est une caméra Titanium construite par Cedip (devenu Flir). Elle est équipée d'un objectif de 50 mm et d'un capteur CCD infrarouge qui permet l'acquisition d'images d'une résolution maximale de 512 x 640 pixels. Le capteur fait partie de la catégorie des capteurs InSb fonctionnant en «*middle wave*» c'est à dire sur l'intervalle de longueur d'onde compris entre 3 et 5 μm . La précision en température de ce capteur est selon le constructeur de 20 mK pour un temps d'intégration de 1500 μs et une température de 25°C. Une résolution spatiale inférieure à 0.1 mm/pixel a été atteinte lors des essais expérimentaux.

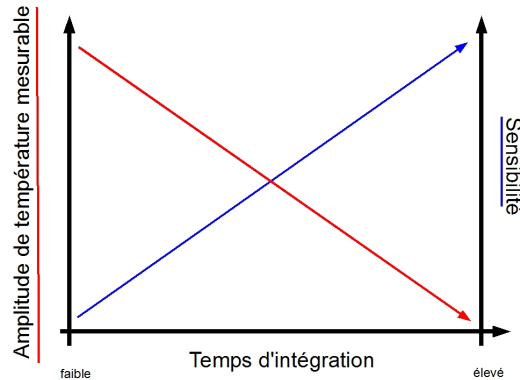


FIGURE 3.2 – Illustration grossière du choix du temps d'intégration « idéal »

Un temps d'intégration a été défini lors de l'acquisition d'image IR. Ce temps d'intégration correspond au temps d'exposition du capteur aux rayonnements IR. Plus le capteur est exposé au rayonnement et plus la précision sur la température est meilleure. Cependant si le capteur est exposé trop longtemps, il sature et l'information sur la température est perdue. Un temps d'intégration faible est utilisé pour mesurer de hautes températures avec en contrepartie une faible sensibilité. Un temps d'intégration élevé permet une meilleure précision pour des niveaux de température plus faibles avec un risque de saturation du capteur (voir figure 3.2). Il était par conséquent nécessaire d'anticiper la variation de température durant l'essai puis de choisir un bon compromis entre ces deux aspects.

3.2.2 Rayonnement réellement mesuré

Avant d'expliquer comment la température est déterminée à partir du rayonnement IR, il est nécessaire de définir quel est le rayonnement réellement mesuré. En effet dans les conditions expérimentales le rayonnement émis par l'échantillon est perturbé par l'environnement avant d'être reçu par le capteur IR. Compte tenu de nos conditions d'essais et de la faible distance entre la caméra et l'échantillon, le facteur de transmission de l'atmosphère est considéré égal à 1 [Pajani, 2001]. En supposant que la luminance mesurée par le capteur IR est linéairement proportionnelle aux niveaux informatiques NI_{cam} fournis par la caméra, on peut écrire que le rayonnement reçu par la caméra est égal à la somme du rayonnement émis et réfléchi par l'échantillon

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep}NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep})NI(T_{env}) \quad (3.9)$$

où ε_{ep} représente l'émissivité de la surface de l'échantillon. Le rayonnement émis par l'éprouvette à la température T_{ep} est représenté par $\varepsilon_{ep}NI(T_{ep})$ et les rayonnements

issus de l'environnement à la température T_{env} réfléchi par l'échantillon par $(1 - \varepsilon_{ep})NI(T_{env})$.

L'émissivité est proche de 1. En effet un revêtement de peinture noire est appliqué sur les échantillons pour que leurs émissivités soient la plus proche possible de celle d'un corps noir. Des mesures expérimentales d'émissivité sont indiquées à la section suivante.

Par conséquent l'équation précédente se simplifie pour finalement obtenir

$$NI_{cam} = NI(T_{ep}) \quad (3.10)$$

Ainsi, pour l'ensemble des essais expérimentaux les niveaux informatiques NI mesurés par la caméra seront directement utilisés pour calculer la température à la surface de l'échantillon.

3.2.3 Estimation de l'émissivité

Cette section décrit une technique de mesure d'émissivité qui s'inspire de celle utilisée auparavant par [Berthel, 2007, Poncelet, 2007]. Ce banc de mesure est constitué de trois parties (voir figure 3.3)

- une éprouvette plate et à température ambiante dont on souhaite déterminer l'émissivité de sa surface
- un corps noir qui émet un rayonnement IR
- la caméra IR qui mesure le rayonnement du corps noir réfléchi et émis par la surface de l'échantillon

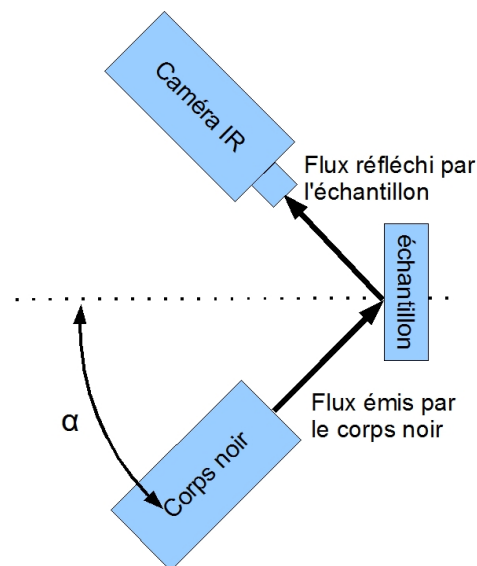


FIGURE 3.3 – Dispositif de mesure d'émissivité

L'angle α caractérise l'angle d'observation et doit être inférieur à 45° pour s'assurer que l'émissivité varie peu.

La détermination de l'émissivité se base ensuite sur l'équation (3.9). En effet si l'on décompose le rayonnement réfléchi par l'éprouvette $(1 - \varepsilon_{ep})(NI(T_{CN}) + NI(T_{\overline{CN}}))$ en une contribution issue du corps noir CN et une partie provenant du reste de l'environnement \overline{CN} , on peut écrire que

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep}NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep})(NI(T_{CN}) + NI(T_{\overline{CN}})) \quad (3.11)$$

En supposant par la suite que la température de l'éprouvette et de l'environnement sont des constantes $NI(T_{CN}) = NI(T_{\overline{CN}}) = cst$, il est possible de déterminer l'émissivité en réalisant des mesures IR pour plusieurs températures du corps noir (par exemple T_1 et T_2).

$$\begin{cases} NI_{cam}^{T_1} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep})(NI(T_1) + NI(T_{\overline{CN}})) \\ NI_{cam}^{T_2} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep})(NI(T_2) + NI(T_{\overline{CN}})) \end{cases} \quad (3.12)$$

Ce système d'équation permet alors d'écrire que

$$\varepsilon_{ep} = 1 - \frac{NI_{cam}^{T_1} - NI_{cam}^{T_2}}{NI(T_1) - NI(T_2)} \quad (3.13)$$

Émissivité expérimentale

Des mesures expérimentales ont été réalisées afin de contrôler l'émissivité du revêtement appliqué sur les échantillons. Expérimentalement, il a été choisi un angle $\alpha = 30^\circ$ et les températures de corps noir de 20 à 35 °C par pas de 5 °C. On fait l'hypothèse que les corps sur lesquels sont mesurés les facteurs d'émissivité sont des corps Lambertien. Cela signifie que la luminance qu'il émet est indépendante de la direction d'émission.

Les éprouvettes étaient en DP600 polie (grain 1200), l'émissivité avec la peinture noire, blanche et sans peinture ont été estimées (voir tableau 3.2).

Revêtement	ε_{ep}	Écart type
Polie sans peinture	0.12	1.10^{-4}
Peinture noire	0.95	3.10^{-4}
Peinture blanche	0.94	5.10^{-4}

TABLEAU 3.2 – Émissivité - exemple pour $T_1 = 20$ °C et $T_2 = 35$ °C

On constate alors que l'émissivité du revêtement (la peinture) est proche de 1. L'échantillon sera donc considéré comme un corps noir lors de nos essais expérimentaux. On a une valeur de l'ordre de 0.95, ce qui est cohérent avec les résultats de [Berthel, 2007]. Le point important est l'écart type qui est très faible (voir tableau 3.2). Ceci indique que l'émissivité est homogène sur la surface de l'échantillon.

3.2.4 Étalonnage pixel à pixel

Le capteur IR permet de mesurer le champ IR qui est fourni au système d'acquisition sous forme numérique. Le signal numérique obtenu est codé sur 14 bits (DL : *Digital Level* ou NI : Niveau Informatique). Cependant ce signal ne permet pas de remonter directement à la température. Une procédure d'étalonnage pixel à pixel a ainsi été mise en place, elle s'inspire des travaux de [Honorat *et al.*, 2005].

La procédure d'étalonnage consiste principalement en trois étapes. La première étape expérimentale consiste à réaliser plusieurs mesures de températures à l'aide d'un outil étalon : le corps noir. À partir de ces mesures il est possible d'observer une variation du NI correspondant à une variation de température du corps noir.

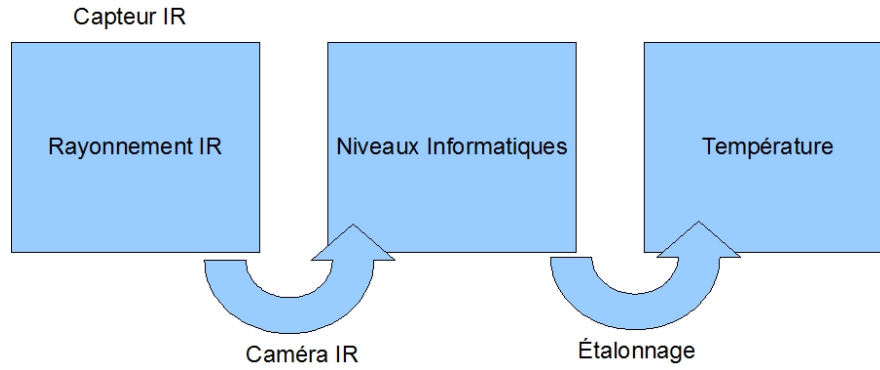


FIGURE 3.4 – Du rayonnement IR à la température

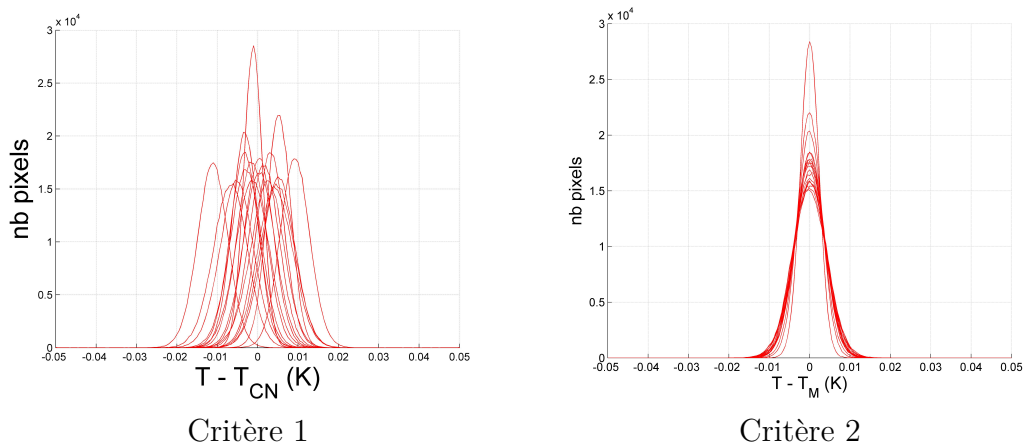


FIGURE 3.5 – Illustration des critères de qualité lors de la procédure d'étalonnage

La deuxième étape numérique a pour objectif de déterminer une relation entre les NI et la température. Cette relation pourrait par exemple être la loi de Planck comme le fait par exemple [Ranc, 2004]. Dans notre étude, il a été choisi de caractériser cette relation pour chaque pixel (réponse différente pour chaque pixel, voir figure 3.6(b)) sous la forme d'une loi polynomiale de degré n (en général $n=3$ à 5).

$$T(i, j) = \sum_{k=0}^{k=n} a_k(i, j) NI^k(i, j) \quad (3.14)$$

où T est la température et (i, j) la position du pixel dans la matrice du capteur. Les coefficients a_k sont déterminés au sens des moindres carrés à partir de la température T_{CN} mesurée sur le corps noir et du NI correspondant enregistré.

La troisième étape permet d'écarter les pixels défectueux ou ayant une réponse insatisfaisante (voir figure 3.6(a)). Deux critères de qualité ont été mis en place (voir figure 3.5).

- le premier critère consiste à comparer la température du corps noir $T_{CN}(i, j)$ à celle calculée par le polynôme déterminé auparavant $T(i, j)$. Si l'écart entre ces deux températures est important le pixel est considéré comme défectueux. Ce critère peut s'écrire sous cette forme :

$$|T(i, j) - T_{CN}| \geq \delta T_1 \quad (3.15)$$

avec δT_1 la valeur seuil du premier critère (en général égal à 0.1 °C). Sur la figure 3.5, on peut voir la distribution du critère 1 des pixels non défectueux pour chaque image et chaque température utilisées lors de l'étalonnage. On remarque que l'ensemble des pixels non défectueux respecte bien ce critère.

- le second critère consiste à comparer la température calculée $T(i, j)$ pour un pixel avec la température moyenne calculée sur les autres pixels T_M , ce critère permet de s'assurer que la réponse de l'ensemble du capteur est bien homogène.

$$|T(i, j) - T_M| \geq \delta T_2 \quad (3.16)$$

où δT_2 la valeur seuil du second critère (en général égal à 0.04 °C). Sur la figure 3.5, on peut voir la distribution du critère 2 des pixels non défectueux pour chaque image et chaque température utilisées lors de l'étalonnage. On remarque que l'ensemble des pixels non défectueux respecte bien ce critère.

À la fin de la procédure, nous connaissons l'ensemble des pixels défectueux. Ils représentent en général moins de 1% de l'image IR. Leurs positions peuvent être observées sur la figure 3.6(a).

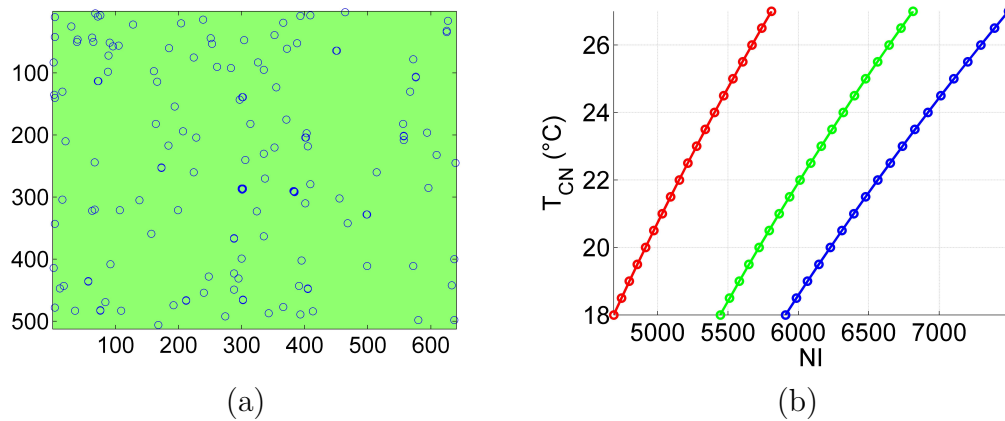


FIGURE 3.6 – (a) Cartographie des pixels défectueux (b) Relation entre les Niveaux Informatiques et la température pour trois points différents du capteur IR - le rond désigne la mesure expérimentale et la courbe le polynôme d'approximation

3.2.5 Échantillon de référence

Afin d'améliorer l'estimation des variations de température, différentes dispositions ont été prises. Tout d'abord pour atténuer d'éventuelles rayonnements infrarouges émis par l'environnement, des papiers possédant une bonne émissivité couvrent les surfaces ayant une faible émissivité situées à proximité de l'échantillon (e.g. les mors, les montants de la machine). Ensuite des panneaux en carton isolent l'ensemble machine - caméra des rayonnements extérieurs.

Enfin pour suivre d'éventuelles fluctuations de la température de l'environnement, une éprouvette de référence (de température T^{ref} et de température initiale T_0^{ref}) est placée à proximité de l'échantillon (de température T^{ep} et de température initiale T_0^{ep}) (voir figure 3.7). À l'aide de cette référence, la variation de température observée sur l'échantillon est corrigée en suivant cette relation :

$$\theta_{\text{corrigée}}^{ep} = \theta^{ep} - \langle \theta^{ref} \rangle = (T^{ep} - T_0^{ep}) - \langle T^{ref} - T_0^{ref} \rangle \quad (3.17)$$

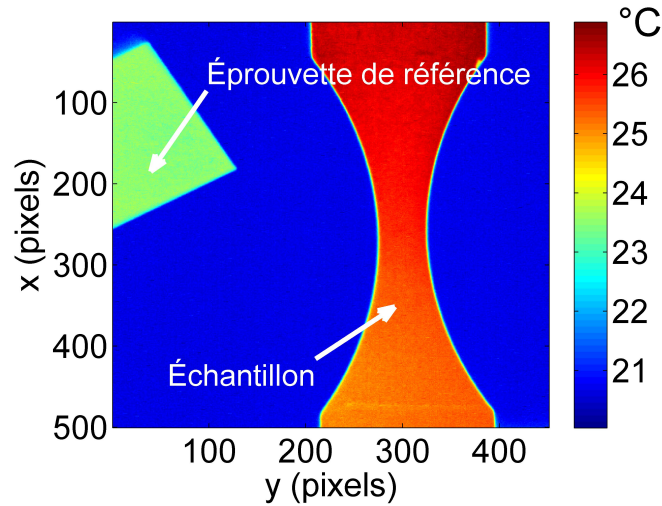


FIGURE 3.7 – Échantillon et éprouvette de référence

où $\theta_{\text{corrigée}}^{ep}$ et $\theta^{ep} = T^{ep} - T_0^{ep}$ représentent la variation de température corrigée, la variation de température mesurée. La variation de température de l'échantillon de référence $\langle \theta^{ref} \rangle = \langle T^{ref} - T_0^{ref} \rangle$ est une moyenne sur la surface de l'échantillon de référence.

3.3 Dispositif CCD

La caméra Phantom est une caméra visible rapide permettant des acquisitions d'images jusqu'à une fréquence de 1 MHz. L'image, d'une taille maximale de 1280 x 800 pixels, est codée sur un signal de 12 bits et la mémoire de stockage propre à la caméra est de 32 Go.

Comme pour la caméra infrarouge, un temps d'intégration doit être spécifié afin d'obtenir une image numérique définie sur un spectre de niveau de gris le plus large possible.

3.3.1 Corrélation d'images numériques

À partir des images acquises par la caméra CCD, il est possible de déterminer à l'aide d'une technique de corrélation d'images numériques (CIN) les champs de déplacement à la surface de l'échantillon. Cette technique, exposée dans [Wattrisse *et al.*, 2001b, Wattrisse *et al.*, 2001a], permet par la suite d'accéder à l'évolution de différentes variables cinématiques (déplacement, vitesse, déformation, vitesse de déformation, accélération). La précision atteinte est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ pixels concernant les déplacements et $1 \cdot 10^{-4}$ pour les déformations. L'obtention de ces différentes variables cinématiques consiste en deux étapes.

La première étape est de déterminer les champs de déplacement en comparant une image de référence I_1 à une image déformée I_2 . Cette comparaison est faite à partir des niveaux de gris obtenus sur les images CCD. Un «mouchetis» est appliqué sur la face observée de l'échantillon pour avoir un large spectre en niveau de gris et obtenir un motif aléatoire nécessaire pour déterminer les déplacements.

Par la suite un maillage régulier est défini sur l'image de référence I_1 . Les nœuds de ce maillage sont les points où sont calculés les déplacements. Une zone de corrélation ZC et une zone de recherche ZR sont ensuite définies. La ZC correspond à une zone autour d'un nœud dans l'image de référence I_1 et la ZR à la zone où l'on souhaite rechercher la ZC dans l'image déformée I_2 . Le déplacement est ainsi obtenu en recherchant la position qui minimise l'écart entre la ZC de l'image I_1 et I_2 .

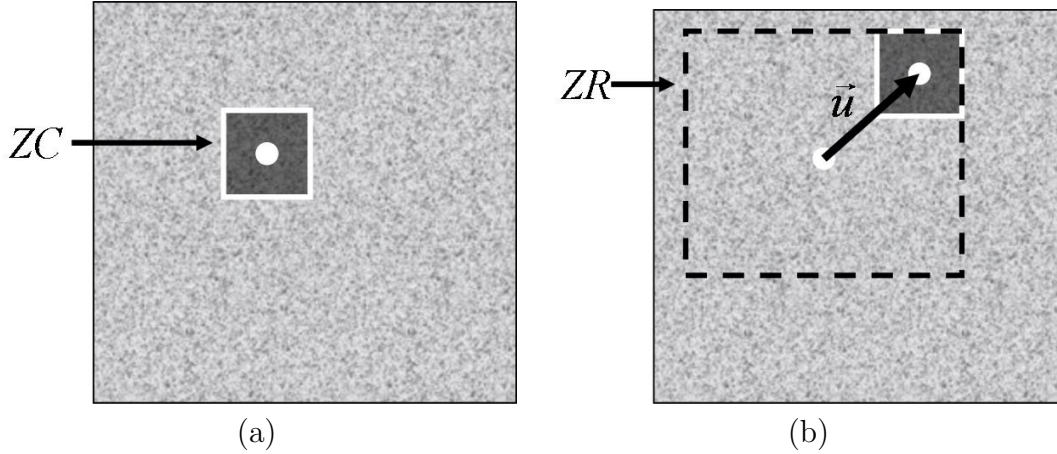


FIGURE 3.8 – Image de référence I_1 (a) et déformée I_2 (b)

Cette minimisation s'écrit alors sous la forme

$$\min_{(m,n) \in ZR} \left(\sum_{(i,j) \in ZC} (I_1(i,j) - I_2(i+m, j+n))^2 \right) \quad (3.18)$$

avec i, j la position du nœuds du maillage et m, n le déplacement (en pixels) qui minimise cette fonction. Cette minimisation d'une différence au carré est équivalente à maximiser le produit que l'on a l'habitude de normer.

$$\varphi(m, n) = \frac{\sum_{(i,j) \in ZC} I_1(i, j) I_2(i + m, j + n)}{\sqrt{\sum_{(i,j) \in ZC} I_1(i, j)^2} \sqrt{\sum_{(i,j) \in ZC} I_2(i + m, j + n)^2}} \quad (3.19)$$

Le déplacement $\vec{u} = (u_x, u_y)$ est alors déterminé à partir du couple m, n qui maximise la fonction normalisée d'intercorrélation.

$$\vec{u} = \max_{(m,n) \in ZR} (\varphi(m, n)) \quad (3.20)$$

Une interpolation locale par des polynômes de degré 2 est ensuite réalisée au voisinage du maximum discret $\varphi(m, n)$ pour estimer un déplacement à une échelle inférieure au pixel. Elle permet d'atteindre une précision de $5 \cdot 10^{-2}$ pixel. Le choix de ces paramètres de corrélation est développé en détails dans [Wattrisse *et al.*, 2001a].

De la même manière que pour les mesures IR, un lissage spatiotemporel sur les déplacements mesurés est nécessaire pour atténuer le bruit et ensuite déterminer différentes variables cinématiques (vitesse, déformation, vitesse de déformation, accélération). Ceci est détaillé à la section 4.3 page 62.

Ce chapitre a été l'occasion de présenter les différents moyens d'acquisition utilisés lors de nos essais expérimentaux. La suite de ce chapitre se consacre aux dispositifs

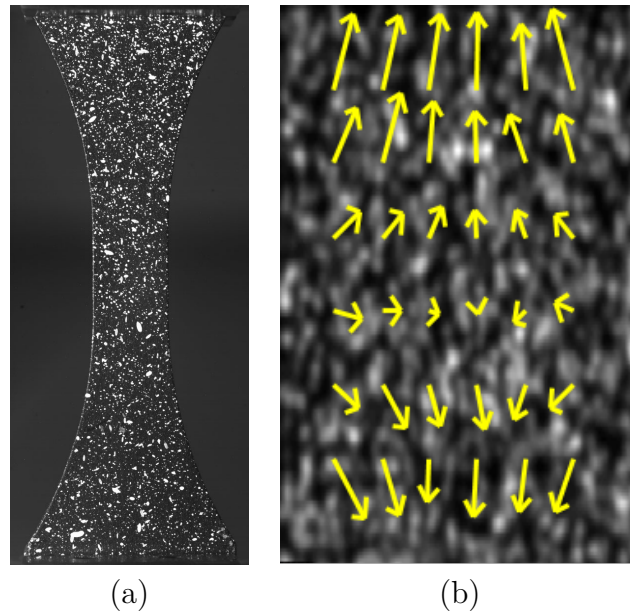


FIGURE 3.9 – (a) Exemple de mouchetis (b) Exemple de champ de déplacement à la surface d'un échantillon sollicité en traction

expérimentaux utilisés dans notre étude. Tout d'abord le dispositif pour les essais de traction monotone et HCF est décrit. Les méthodes de recalage en temps et en espace sont détaillées. L'objectif est de connaître la température et les données cinématiques d'un point matériel à chaque instant. Ensuite le dispositif utilisé lors des essais VHCF est présenté. La méthode de dimensionnement des échantillons utilisés en VHCF et le calcul de la distribution de contrainte sont exposés par la suite.

3.4 Dispositif expérimental en traction monotone et HCF

Un même dispositif a été utilisé pour les essais de traction monotone et HCF. Ce dispositif permet d'obtenir, de façon synchronisée, des champs de déplacement et de température à la surface de l'échantillon.

3.4.1 Dispositif d'acquisition

Le dispositif expérimental pour les essais de traction et HCF est composé de 4 sous-ensembles (voir figure 3.10) :

- une machine hydraulique de fatigue en traction-compression équipée d'une cellule de charge de 25 kN
- une caméra IR qui permet de déterminer les champs de température à la surface de l'échantillon
- une caméra rapide pour déterminer les champs de déplacement et de déformation
- un dispositif déclencheur (*trigger*) des caméras appelé « Synchroncam »

Les caméras sont placées de manière à avoir leur axe optique perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Le dispositif Synchroncam est un système qui impose une acquisition «quasi-simultanée» ou à un multiple près des images infrarouges et CCD

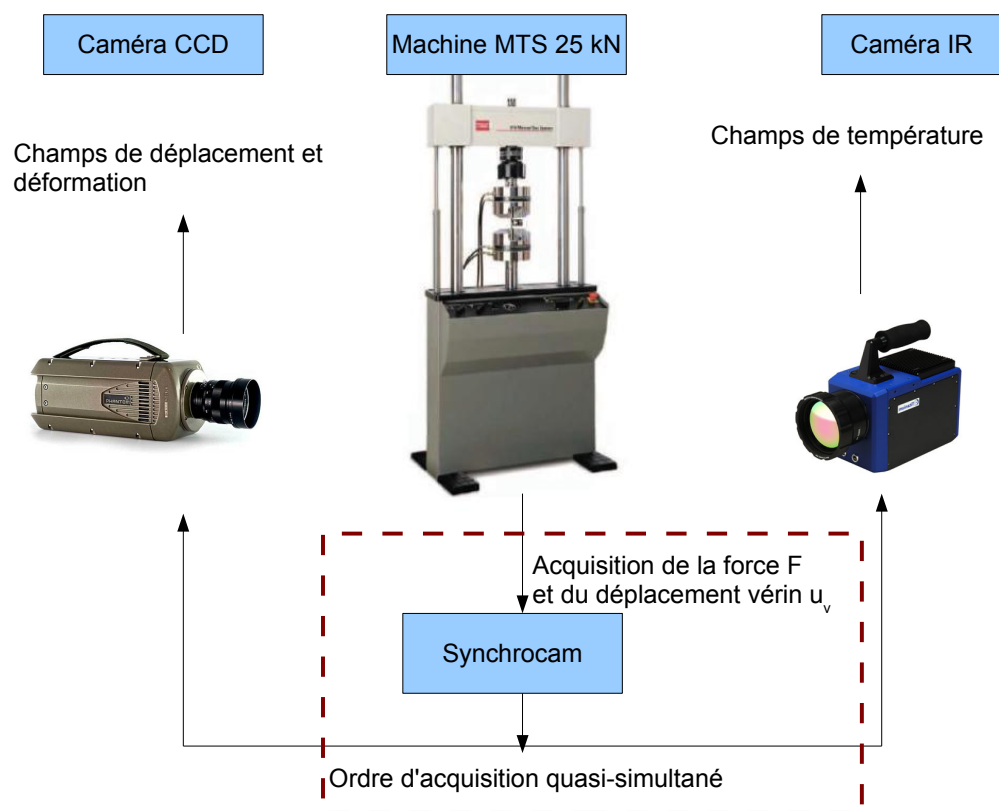


FIGURE 3.10 – Dispositif d'acquisition couplée

et enregistre le déplacement et la force appliquée sur le spécimen par la machine de traction-compression.

Des estimations de la précision avec laquelle est respectée la fréquence d'acquisition f_a ont été réalisées. Les caméras donnent un temps associé à chaque image jusqu'à 10^{-6} s et la précision constatée lors des essais expérimentaux sur la période d'acquisition $T_a = \frac{1}{f_a}$ pour la caméra rapide a été inférieure à 10^{-4} s et inférieure à 10^{-3} s pour la caméra IR. La précision en temps concernant les déplacements et forces au niveau de la machine de traction-compression n'a par contre pas pu être estimée.

Il faut également noter qu'un temps de réponse propre à chaque instrument est à prendre également en considération, en effet si l'ordre d'acquisition est simultanée, l'acquisition ne l'est pas forcément. Ainsi on a constaté un décalage sur les temps d'acquisition de l'ordre de plusieurs centièmes de secondes ($\approx 2 \cdot 10^{-2}$ s) entre l'ordre de Synchrocam et l'acquisition de la caméra CCD. Ce décalage est probablement dû à une erreur du choix de l'impulsion (inversion entre front montant et descendant au niveau électronique) pour donner l'ordre d'acquisition. Les décalages concernant les signaux machine et de la caméra IR n'ont pas pu être mesurés.

Enfin il a été couramment remarqué que les caméras IR ou CCD avaient des erreurs d'acquisition au démarrage, ainsi l'image n° 1 des vidéos ne correspond pas forcément au premier ordre d'acquisition. Il a fallu alors développer des stratégies de recalages temporels pour les essais HCF et de traction monotone. Ces stratégies sont développées dans les paragraphes suivants.

3.4.2 Recalage en temps

Compte tenu des défauts du système d'acquisition mentionnés dans la section précédente, un recalage en temps pour nos essais de fatigue HCF et de traction monotone a été mis en place.

L'objectif du recalage en temps est d'être en mesure de connaître à un même instant t ,

- la force et le déplacement au niveau du vérin de la machine MTS appliqués sur l'échantillon
- les champs de température sur la zone utile de l'échantillon
- les champs de déplacement sur la zone utile de l'échantillon

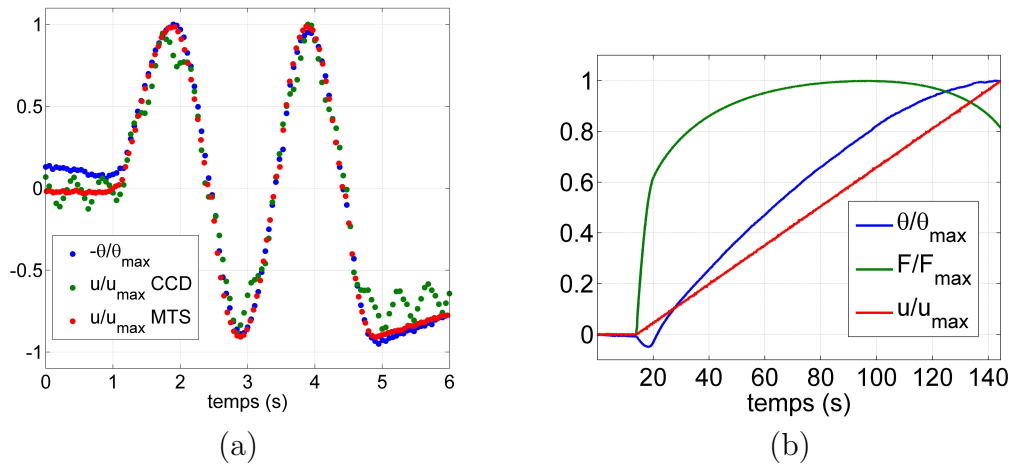


FIGURE 3.11 – (a) Recalage HCF (b) Recalage traction monotone

Essais HCF

Le recalage en temps des signaux machine (force et déplacement de la machine MTS) et des signaux IR et CCD a été fait à partir d'un cycle piloté en force à faible fréquence réalisé en début d'essai pour s'affranchir de l'effet de sous-échantillonnage (voir section 5.2.2 page 86).

Le recalage consistait alors à mettre en phase le déplacement au niveau du vérin avec le déplacement déterminé par corrélation d'images numériques de la caméra CCD et l'effet thermoélastique observé en température par la caméra IR (voir figure 3.11(a)).

Essais de traction monotone

Concernant les essais de traction monotone, le recalage consistait à déterminer l'image CCD à laquelle apparaît la rupture de l'échantillon et de la mettre en phase avec un saut observé en force sur la machine de traction-compression et un saut de température observé sur la caméra IR (défaut d'émissivité).

Ce recalage pouvait être ensuite vérifié en observant l'important effet thermoélastique observé en début d'essai qui concorde bien avec le début de l'effort de traction et l'observation d'un déplacement par la caméra CCD (voir figure 3.11(b)).

3.4.3 Recalage en espace

Dans le but d'étudier à la fois le comportement thermique et cinématique du matériau localement. Il est nécessaire d'être en mesure de faire correspondre une zone observée sur une image IR à une zone sur l'image CCD.

Un recalage en espace a donc été mis en place pour être en mesure de passer rapidement des coordonnées IR (x_{IR}, y_{IR}) aux coordonnées CCD (x_{CCD}, y_{CCD}) et *vice versa*.

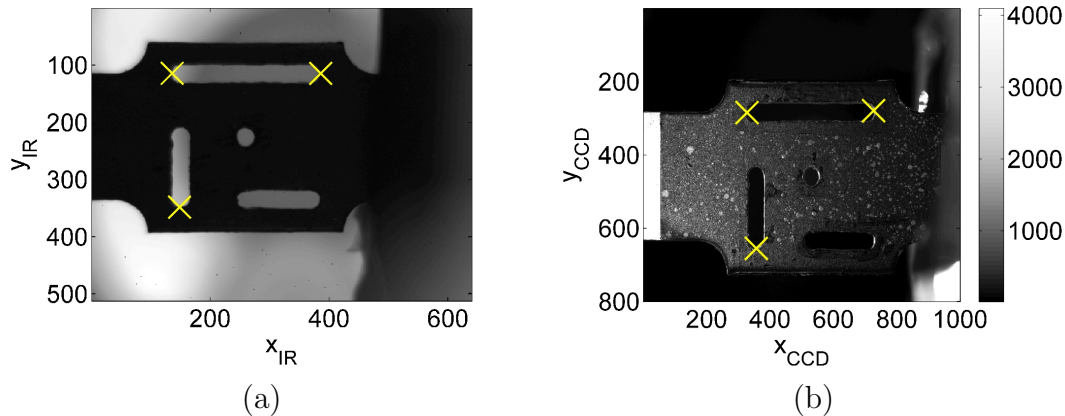


FIGURE 3.12 – Mire IR et CCD

Cette étape se réalise à partir des images IR et CCD d'une mire montée dans les mors de la machine. Elle consiste à déterminer, à partir de plusieurs points identiques¹ repérés dans les deux images, les deux translations, la rotation et la dilatation nécessaires pour faire le changement de coordonnées.

La transformation qui permet de passer des coordonnées IR aux coordonnées CCD se fait alors en résolvant au sens des moindres carrés le système (un couple d'équation par point) suivant

$$\begin{cases} x_{IR} = \alpha_x x_{CCD} + \beta_x y_{CCD} + \gamma_x \\ y_{IR} = \alpha_y x_{CCD} + \beta_y y_{CCD} + \gamma_y \end{cases} \quad (3.21)$$

On obtient alors les paramètres de passage $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x, \alpha_y, \beta_y, \gamma_y$. On peut noter que plus le nombre de points est important et plus ils sont éloignés entre eux, meilleure est l'estimation des paramètres de passage.

3.5 Dispositif expérimental en VHCF

Le dispositif expérimental se compose d'une caméra infrarouge et d'un système piézoélectrique. Ce système, permettant de solliciter des échantillons à une fréquence de 20 kHz, est constitué [Bathias et Paris, 2004] :

- d'un convertisseur piézoélectrique qui transforme un signal électrique en un déplacement (amplitude de l'ordre du μm) alimenté par un générateur de puissance de 2 kW.
- d'une sonotrode ayant pour rôle d'amplifier le déplacement obtenu au niveau du convertisseur piézoélectrique.

1. au minimum trois points

- d'un échantillon. La liaison entre l'échantillon et la sonotrode est assurée par une vis, l'échantillon est libre à son autre extrémité.

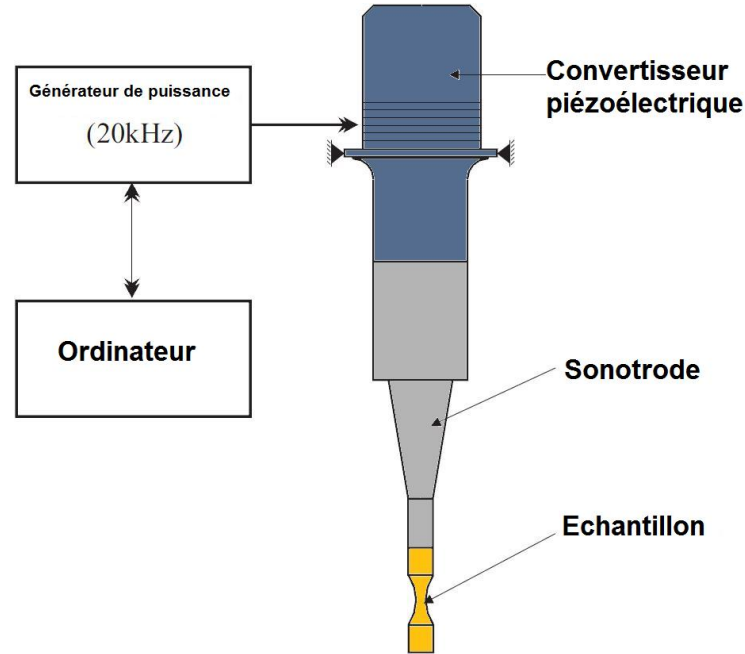


FIGURE 3.13 – Dispositif de sollicitation en fatigue VHCF

3.5.1 Estimation des contraintes

Ce système est comparable à un système masse-ressort qui oscille en vibration libre. L'ensemble du système est ainsi dimensionné pour que le mode de vibration longitudinal soit de l'ordre de 20kHz [Bathias et Pineau, 2008].

La sollicitation de l'échantillon est uniaxiale. On considère par conséquent que l'on peut se ramener à un problème unidimensionnel. Il nous semble important de dire que cette approche unidimensionnelle revient à ne pas prendre en compte la réflexion des ondes sur les bords latéraux de l'échantillon, seule la réflexion en pied d'éprouvette est considérée.

On écrit tout d'abord l'équation d'équilibre en dynamique d'un élément dx

$$\sigma(x + dx, t)S(x + dx) - \sigma(x, t)S(x) = \rho S(x) dx \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (3.22)$$

où $u(x, t)$ et $\sigma(x, t)$ désignent le déplacement et la contrainte longitudinale et $S(x)$ la section droite de l'échantillon d'où

$$\frac{\partial \sigma(x, t)S(x)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (3.23)$$

et

$$S(x) \frac{\partial \sigma(x, t)}{\partial x} + \sigma(x, t)S'(x) = \rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (3.24)$$

En faisant l'hypothèse d'un comportement élastique linéaire en petites perturbations

$$\sigma = E_d \varepsilon = E_d \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \quad (3.25)$$

on peut écrire l'équation des ondes dans le cas des échantillons à section variable :

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \frac{S'(x)}{S(x)} \right) = 0 \quad (3.26)$$

La variable c désigne une vitesse caractéristique du matériau qui dépend de la masse volumique ρ du matériau et de son module de Young dynamique E_d . Ce module E_d est un module d'élasticité qui prend en compte d'éventuelles effets de la thermoélasticité sur le matériau et qui est, selon [Huang *et al.*, 2011], proportionnel à la fréquence de sollicitation.

$$c = \sqrt{\frac{E_d}{\rho}} \quad (3.27)$$

Des hypothèses supplémentaires sont faites par la suite pour déterminer les dimensions du système. Tout d'abord, on suppose que l'on est en mesure de dimensionner le système pour qu'il vibre uniquement selon le premier mode de vibration longitudinal.

$$u(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(x, t) = u_0(x, t) = U(x) \sin(w_0 t) \quad (3.28)$$

avec $U(x)$ l'amplitude du déplacement et $w_0 = 2\pi f_0$ la pulsation du premier mode de vibration.

Ensuite l'extrémité basse est libre, elle ne se déforme pas. On peut d'ailleurs ajouter que l'hypothèse d'un système en vibration libre implique une déformation nulle à chaque extrémité de l'échantillon.

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} = 0 \quad \text{à chaque extrémité de l'échantillon} \quad (3.29)$$

Les dimensions sont alors déterminées à partir de l'équation des ondes et des hypothèses détaillées précédemment. La résolution est faite numériquement et peut dans certains cas être réalisée analytiquement [Bathias et Paris, 2004].

Il est ensuite possible de calculer la distribution de contrainte le long de l'échantillon.

$$\sigma(x, t) = E_d \varepsilon(x, t) = E_d \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \quad (3.30)$$

La distribution de contrainte montre alors que le choix des dimensions permet d'avoir une contrainte maximum au centre de l'échantillon, là où la section est la plus faible (voir la figure 3.14).

Il nous semble important de rappeler que le système piézoélectrique est un système en vibration libre, ce qui signifie qu'il n'y a ni force ni déplacement imposés. Ce n'est pas un système asservi contrairement à une machine de fatigue conventionnelle où l'on peut contrôler le déplacement ou la force.

On peut également ajouter que l'hypothèse d'élasticité a un rôle important lorsque l'on souhaite comparer des essais réalisés à partir d'une machine conventionnelle à une machine ultrasonique.

Par exemple dans le cas de la machine ultrasonique, la réalisation d'un essai à amplitude de contrainte constante ou amplitude de déplacement constant est totalement équivalente, la linéarité de la loi de comportement fait que ces deux types d'essais sont identiques. Par contre dans le cas de la fatigue conventionnelle, ces deux types de chargement ne sont pas équivalents et d'ailleurs donnent des résultats différents du

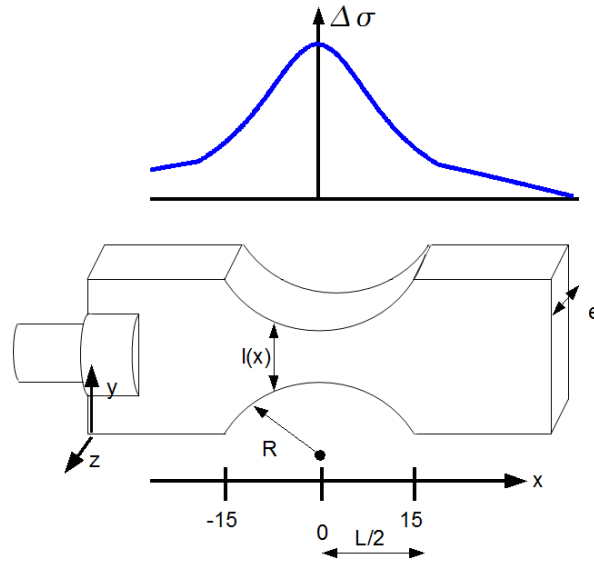


FIGURE 3.14 – Forme de l'échantillon et distribution de contrainte

point de vue expérimental, la force ou le déplacement peuvent être asservis, il n'est pas nécessaire de faire une hypothèse sur la loi de comportement en fatigue. Il semble d'ailleurs improbable qu'une loi élastique soit suffisante pour décrire une relation entre un essai de fatigue à amplitude de déplacement constant et un essai à amplitude de force constante.

Ce qu'il faut retenir de ces dernières remarques est qu'il faut être très prudent lorsque l'on compare des essais réalisés sur une machine ultrasonique à une machine de fatigue conventionnelle.

Il faut de plus prendre en compte que ces comparaisons sont réalisées à des contraintes où la rupture intervient dans un temps raisonnable avec une machine de fatigue conventionnelle, l'hypothèse d'élasticité de la machine ultrasonique n'est pas vérifiée dans ce cas, même d'un point de vue macroscopique.

Bien que la loi de comportement élastique linéaire utilisée pour le dimensionnement des échantillons semble satisfaisante pour nos besoins, on peut s'interroger sur sa pertinence.

D'une part, un comportement élastique indique qu'il n'y a pas de dissipation intrinsèque. Si l'on néglige la dissipation thermique, on remarque que ce système fonctionne sans apport d'énergie extérieure, ce qui est en accord avec la modélisation de ce système sous la forme d'un oscillateur en vibration libre. Cependant, on remarque expérimentalement qu'un générateur de puissance est nécessaire au fonctionnement du système.

Si l'on fait l'hypothèse que le système est un oscillateur en vibration forcée et que l'on garde l'hypothèse d'élasticité et de fréquence de sollicitation égale à la fréquence de résonance, on peut se demander si le système est conservatif ou dissipatif. Avec ces hypothèses, si le système est conservatif et sollicité selon une de ces fréquences propres, l'amplitude du déplacement doit être infinie (voir figure 3.15(a)). Bien entendu, les déplacements en jeu lors des essais VHCF sont bien finis, le système est dissipatif et il est nécessaire d'explorer d'autres lois de comportement du matériau si l'on souhaite une modélisation plus fine des processus.

D'autre part, la dépendance du module de Young dynamique E_d à la fréquence

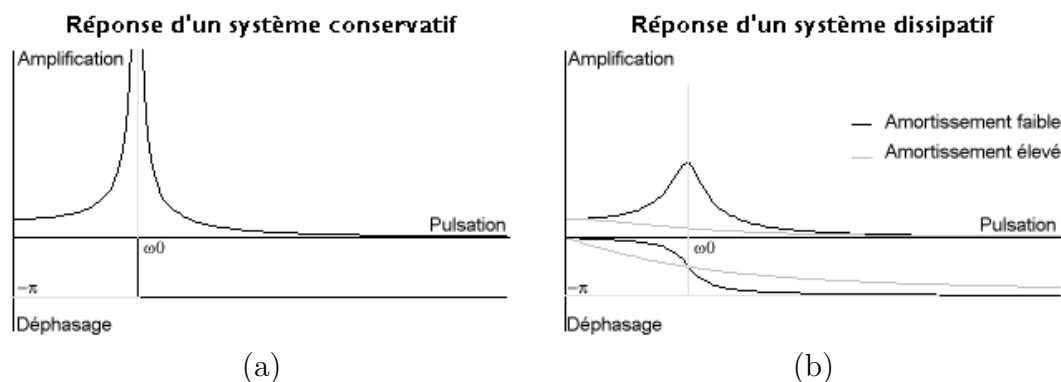


FIGURE 3.15 – (a) Réponse d'un système conservatif (b) Réponse d'un système dissipatif

de sollicitation nous interroge et pourrait s'expliquer par un comportement viscoélastique. Des travaux ont d'ailleurs été fait en ce sens [Kazymyrovych *et al.*, 2010, Dentoras et Kouvaritakis, 1995]. Un choix de comportement élastoplastique (indépendant de la fréquence) serait séduisant. Cela justifierai l'utilisation d'une telle technique pour réaliser des essais de fatigue à très grand nombre de cycles en un temps très court.

3.5.2 Calibration du système piézoélectrique

Afin de connaître la distribution de contrainte le long de l'échantillon, il est nécessaire de connaître le déplacement U_{max} à l'extrémité de l'échantillon.

Le système piézoélectrique a une réponse linéaire entre le signal électrique qui lui est imposé et sa réponse en déplacement (voir figure 3.16). Un extensomètre laser a été utilisé pour déterminer cette relation. L'amplitude du déplacement allait de 3 à 18 μm pour une tension comprise entre -7 et 2.5 Volt.

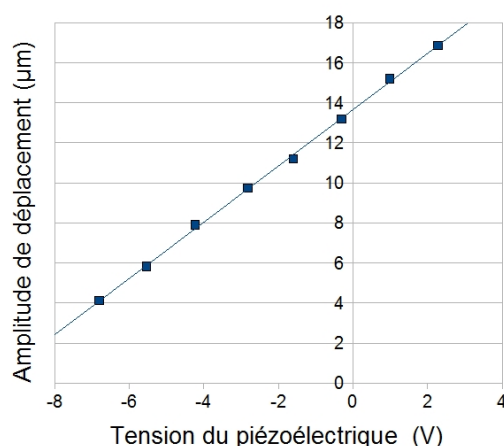


FIGURE 3.16 – Les points désignent la relation entre la tension du piézoélectrique et l'amplitude du déplacement de la sonotrode - La droite correspond à la régression linéaire entre ces deux données expérimentales

Compte tenu de la précision de la mesure du déplacement (environ 0.3 μm) et de la difficulté de déterminer E_d précisément, nous avons uniquement accès à un ordre

de grandeur de la contrainte réellement appliquée (en valeur absolue).

3.5.3 Modes de vibration

L'échantillon est dimensionné pour vibrer selon son premier mode de vibration longitudinale. Cependant il est possible que l'échantillon vibre selon un autre de ces modes propres. Il a donc été nécessaire de contrôler que l'échantillon était bien sollicité selon ce mode propre.

On s'appuie ici sur une étude par éléments finis réalisée sous Ansys par Nicolas Marti sur un échantillon en cuivre dimensionné par la méthode décrite auparavant pour déterminer les principaux modes de vibration. Il constate que 16 modes de vibrations existent entre 1.4 et 50 kHz : 10 modes de flexion, 5 modes de torsion et 1 de traction. Les trois premiers modes de traction se situe à 19 kHz, 68 kHz et 87 kHz. Il est important de noter la présence d'un mode de flexion à 18 kHz et d'un mode de torsion à 19.5 kHz à proximité du premier mode de traction à 19 kHz.

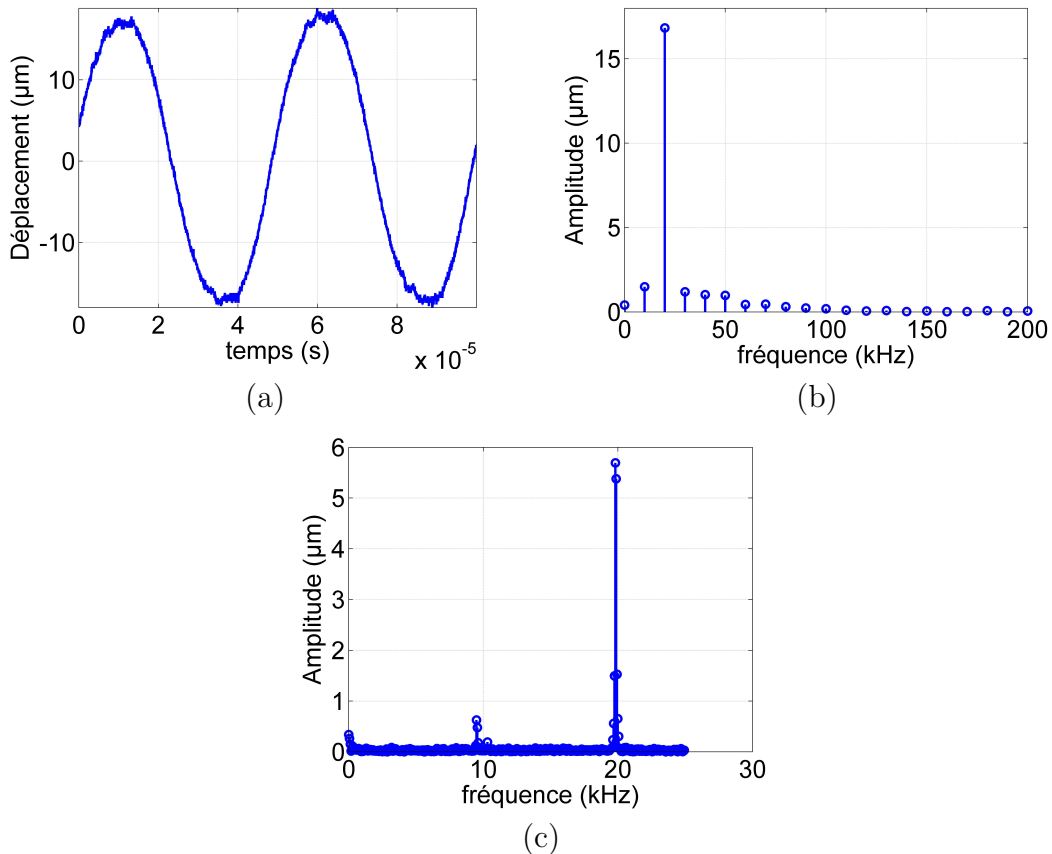


FIGURE 3.17 – (a) Déplacement longitudinal et (b) son spectre en fréquence (c) Spectre en fréquence plus précis

Pour s'assurer que l'échantillon est bien sollicité comme on le suppose, des mesures de déplacement ont été réalisées sur l'échantillon à l'aide de l'extensomètre laser (voir figure 3.17(a)). Une transformée de Fourier était ensuite appliquée sur le signal pour obtenir le spectre en fréquence du déplacement(voir figure 3.17(b)), cette figure confirme que le déplacement est bien à 19 kHz. En prenant en compte la sensibilité du

système de mesure, seul un déplacement longitudinal a pu être constaté, confirmant que la sollicitation est principalement longitudinal.

Des mesures sur une durée plus longue ont permis de réaliser le spectre sur la figure 3.17(c). On retrouve une nouvelle fois que le déplacement longitudinal est bien à 19 kHz. On remarque cependant également un pic de $0.6 \mu\text{m}$ vers 9500 Hz dont on n'explique pas l'origine.

Traitement des données

Ce chapitre se consacre aux traitements des données expérimentales. Tout d'abord, les définitions du cadre mécanique nécessaires lors du traitement numérique des champs de déplacement obtenus par CIN et la détermination des champs de contrainte nécessaires pour calculer l'énergie de déformation sont détaillées. La suite du chapitre présente les modèles de diffusion de la chaleur et les traitements numériques utilisés dans les champs de température. Enfin, la combinaison des données cinématiques et thermiques donne la possibilité d'établir des bilans d'énergie.

4.1 Cadre mécanique

Ce paragraphe présente brièvement les concepts de base de la mécanique des milieux continus. L'objectif est ici de rappeler comment sont calculées les déformations et vitesses de déformations à partir des champs de déplacements obtenus par CIN dans le cadre des essais de traction monotone et HCF.

Les différences entre description lagrangienne et eulérienne sont détaillées. Cette notion sera importante pour déterminer la dérivée particulaire de la température de l'équation de la chaleur notamment dans le cas des essais de traction monotone où l'échantillon est sollicité jusqu'à rupture.

Des informations plus détaillées concernant ce cadre se trouvent dans les ouvrages de [Coirier et Nadot-Martin, 2007] et [Lemaître et Chaboche, 2004] dont ce paragraphe s'inspire.

4.1.1 Configuration lagrangienne et eulérienne

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, on utilise couramment les notions de configurations lagrangienne et eulérienne.

On définit ainsi

- la configuration lagrangienne qui correspond à la configuration initiale.
- la configuration eulérienne, la configuration à l'instant t .

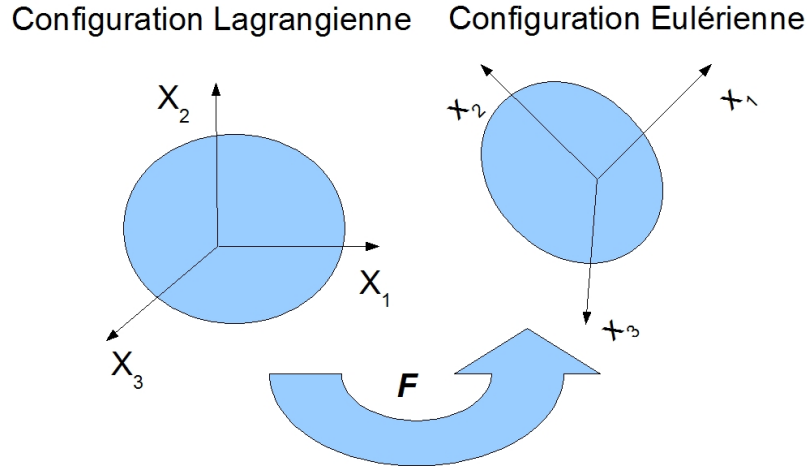


FIGURE 4.1 – Configuration lagrangienne et eulérienne

4.1.2 Gradient de transformation

On définit \vec{u} le déplacement d'un point matériel entre sa position actuelle \vec{x} et initiale \vec{X} .

$$\vec{u} = \vec{x} - \vec{X} \quad (4.1)$$

Le tenseur gradient de transformation \mathbf{F} se définit à partir de

$$dx_i = \frac{\partial x_i}{\partial X_j} dX_j \quad (4.2)$$

soit

$$d\vec{x} = \mathbf{F} d\vec{X} \quad (4.3)$$

Le tenseur gradient de transformation \mathbf{F} peut également s'exprimer en fonction du déplacement

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{grad}_X(\vec{u}) \quad (4.4)$$

où \mathbf{I} représente la matrice identité et $\mathbf{grad}_X(\vec{u})$ le tenseur gradient du déplacement exprimé en coordonnées lagrangiennes.

4.1.3 Déformations

Ce paragraphe rappelle les différentes mesures de déformations introduites dans la littérature. À partir du tenseur gradient de transformation \mathbf{F} , on peut définir

– le tenseur des dilatations \mathbf{C}

$$\mathbf{C} = \mathbf{F}^T \mathbf{F} \quad (4.5)$$

– le tenseur de déformations de Green-lagrange \mathbf{E}

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{C} - \mathbf{I}) = \frac{1}{2} \left(\mathbf{grad}_X(\vec{u}) + \mathbf{grad}_X^T(\vec{u}) \right) + \left(\mathbf{grad}_X(\vec{u}) \cdot \mathbf{grad}_X^T(\vec{u}) \right) \quad (4.6)$$

– le tenseur de rotation pure $\mathbf{R} = \mathbf{R}^T$ (tenseur orthogonal) et de déformation pure \mathbf{U} qui permettent de décomposer le tenseur gradient de transformation \mathbf{F}

$$\mathbf{F} = \mathbf{R}\mathbf{U} \quad (4.7)$$

L'orthogonalité du tenseur de rotation pure \mathbf{R} permet alors d'exprimer le tenseur de déformation pure \mathbf{U} par rapport au tenseur des dilatations \mathbf{C}

$$\mathbf{C} = \mathbf{U}^2 \quad (4.8)$$

On définit alors le tenseur logarithmique des déformations de Hencky tels que

$$\boldsymbol{\varepsilon}_H = \ln(\mathbf{U}) \quad (4.9)$$

Dans le cadre HPP, on utilise également le tenseur des déformations linéarisées $\boldsymbol{\varepsilon}$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{grad}_X(\vec{u}) + \mathbf{grad}_X^T(\vec{u}) \right) \quad (4.10)$$

On peut remarquer, dans le cas des petites perturbations, que les déformations de Hencky, de Green-lagrange et linéarisées sont équivalentes.

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{grad}_X(\vec{u}) + \mathbf{grad}_X^T(\vec{u}) \right) + \underbrace{\left(\mathbf{grad}_X(\vec{u}) \cdot \mathbf{grad}_X^T(\vec{u}) \right)}_{\text{négligeable}} \approx \boldsymbol{\varepsilon} \quad (4.11)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_H = \ln(\mathbf{U}) = \ln(\sqrt{\mathbf{C}}) = \ln(\sqrt{\mathbf{I} + 2\mathbf{E}}) \approx \ln(\mathbf{I} + \boldsymbol{\varepsilon}) \approx \boldsymbol{\varepsilon} \quad (4.12)$$

4.1.4 Vitesse de déformations

Le tenseur vitesse de déformation lagrangien s'écrit

$$\dot{\mathbf{E}} = \frac{d\mathbf{E}}{dt} \quad (4.13)$$

et le tenseur de vitesse de déformation eulérien

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{grad}_x(\vec{v}) + \mathbf{grad}_x^T(\vec{v}) \right) \quad (4.14)$$

avec \vec{v} le vecteur vitesse et $\mathbf{grad}_x(\vec{v})$ son gradient exprimé en coordonnées eulériennes.

Comme dans le cas des déformations ces deux types de vitesse de déformation sont équivalentes au tenseur de vitesse de déformation linéarisée dans le cas des petites perturbations

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{grad}_X(\vec{v}) + \mathbf{grad}_X^T(\vec{v}) \right) \quad (4.15)$$

4.1.5 Dérivée particulière

La dérivée par rapport au temps d'une variable se calcule différemment selon la configuration (lagrangienne ou eulérienne) dans laquelle elle est exprimée. Prenons l'exemple de la variation de température θ que l'on peut exprimer en configuration lagrangienne $\theta(\vec{X}, t)$ et eulérienne $\theta(\vec{x}, t)$.

En configuration lagrangienne, \vec{X} est fixé et la dérivée s'écrit

$$\dot{\theta}(\vec{X}, t) = \frac{d\theta}{dt}(\vec{X}, t) = \frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{X}, t) \quad (4.16)$$

alors qu'en eulérien, elle est égale à

$$\dot{\theta}(\vec{x}, t) = \frac{d\theta}{dt}(\vec{x}, t) = \frac{\partial\theta}{\partial t}(\vec{x}, t) + \underbrace{\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_x(\theta)}_{\text{partie convective}} \quad (4.17)$$

La suite de chapitre se consacre aux traitements numériques des champs de déplacement. Dans un premier temps, on rappelle brièvement comment les données cinématiques propres à l'essai peuvent être obtenues à partir des champs de déplacement. Ensuite la nécessité d'un traitement numérique est exposée puis détaillée. Enfin, une description de la méthode de détermination des champs de contrainte est donnée. L'objectif à terme est d'être en mesure de calculer l'énergie de déformation fournie au matériau lors des essais expérimentaux.

4.2 Cadre mécanique et corrélation d'images numériques

La méthode de corrélation d'images numériques (CIN) décrite précédemment donne accès aux champs de déplacement à la surface de l'échantillon.

Si l'on reprend le chapitre 4.1 page 59 sur le cadre mécanique, il peut être intéressant d'exploiter les différentes définitions données afin de remonter aux champs de déformations ou de vitesse de déformation.

Dans notre cas, l'image de référence présentée dans la section sur la CIN (voir le paragraphe 3.3.1 page 47) est la configuration initiale ou lagrangienne alors que l'image déformée correspond à la configuration actuelle ou eulérienne.

Cependant il faut noter que le champ de déplacement obtenu par CIN est un signal discret et bruité. Une traitement numérique est par conséquent nécessaire pour dériver proprement ce signal.

4.3 Lissage spatiotemporel du déplacement

Afin de déterminer les différentes données cinématiques propres à nos essais expérimentaux, il est nécessaire de réaliser un lissage spatiotemporel du champ de déplacement. Pour cela, il est utile de définir un pavé de lissage qui regroupe l'ensemble des points autour d'un point de calcul pour déterminer ces propriétés cinématiques.

Ce pavé introduit les paramètres N_x, N_y, N_t qui représentent le nombre de points autour du point lissé selon x, y et t . Les paramètres i, j et u sont les indices dans l'espace et le temps du repère local. Le lissage consiste alors à approcher le champ de déplacement expérimental $u_{exp}(x_i, y_j, t_u)$ par une fonction d'approximation $u_{app}(x_i, y_j, t_u)$.

La fonction d'approximation s'écrit dans le cas de la fatigue HCF sous la forme

$$u_{app}(x_i, y_j, t_u) = P_1(x_i, y_j)t_u + P_2(x_i, y_j) + P_3(x_i, y_j) \cos(2\pi f_s t_u) + P_4(x_i, y_j) \sin(2\pi f_s t_u) \quad (4.18)$$

et pour les essais de traction sous la forme suivante

$$u_{app}(x_i, y_j, t_u) = P_1(x_i, y_j)t_u + P_2(x_i, y_j) \quad (4.19)$$

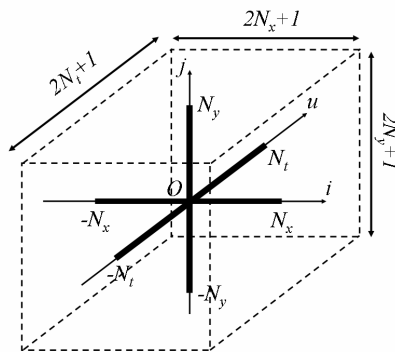


FIGURE 4.2 – Pavé de lissage spatiotemporel

avec $P_k(x_i, y_j)$ un polynôme selon x et y et f_s la fréquence de sollicitation. Il est important de noter ici que les pas en temps et en espace $\Delta t, \Delta x$ et Δy ne sont pas constants.

Les différents coefficients des polynômes sont ensuite déterminés à partir des données expérimentales $u_{exp}(x_i, y_j, t_u)$ par une méthode de minimisation des moindres carrés. Cette minimisation s'écrit sous cette forme

$$\frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial P_{k,n}} = 0 \quad (4.20)$$

avec

$$\mathcal{B}^2 = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} (u_{app}(x_i, y_j, t_u) - u_{exp}(x_i, y_j, t_u))^2 \quad (4.21)$$

Cette minimisation est équivalente à la résolution d'un système linéaire de la forme

$$\mathbf{M}\vec{P} = \vec{B} \quad (4.22)$$

où \mathbf{M} est la matrice de lissage qui dépend de la taille du pavé de lissage, de la fréquence de sollicitation et d'acquisition. Le vecteur \vec{P} contient les coefficients à déterminer alors que \vec{B} dépend des déplacements du pavé de lissage et de ces dimensions.

Une fois les n coefficients de chacun des polynômes P_k déterminés, il est possible de calculer les données cinématiques propres à l'essai telles qu'elles ont été définies dans le chapitre 4.1 page 59.

Pour terminer, on peut noter que cette opération de lissage spatiotemporel peut être réalisée avec un champ de déplacement u et un repère (x, y) qui peuvent aussi bien être lagrangien qu'eulérien selon les besoins de l'étude. Le choix des paramètres de lissage est détaillé dans la section 4.8.1 page 75.

Nous sommes maintenant en mesure de déterminer les champs de déformation (voir la figure 4.3(a)) et vitesse de déformation. Pour connaître l'énergie de déformation donnée localement au matériau, il est nécessaire de déterminer le champ de contrainte. Cette étape est détaillée dans la section suivante.

4.4 Estimation du champ de contrainte

La méthode exposée ici a pour but d'estimer les champs de contrainte afin de remonter plus tard à l'énergie de déformation dans le cadre des essais quasi-statiques.

Cette méthode repose sur l'intégration des équations d'équilibre [Chrysochoos *et al.*, 2010, Chrysochoos *et al.*, 2009, Wattrisse *et al.*, 2001b, Wattrisse *et al.*, 2001a]. On peut mentionner au passage une autre méthode développée par [Geymonat *et al.*, 2002, Latourte, 2007, Latourte *et al.*, 2008] reposant sur la résolution d'un problème inverse et donnant des résultats comparables.

Compte tenu de la faible épaisseur de nos échantillons (entre 2 et 3 mm selon les matériaux) et du chargement qui est de type traction-compression, l'hypothèse de contraintes planes est jugée suffisante pour décrire la distribution de contrainte. Ces estimations de contrainte seront réalisées lors d'essais quasi-statiques. Dans ce cadre et en négligeant les forces volumiques, l'équation d'équilibre s'écrit

$$\overrightarrow{\text{div}} \boldsymbol{\sigma} = \vec{0} \quad (4.23)$$

ce qui est équivalent à ce système d'équations

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (4.24)$$

Le chargement est de type traction-compression et supposé uniformément réparti sur chaque section droite de l'échantillon. La contrainte normale est alors définie comme le rapport entre l'effort appliqué à l'échantillon F et sa section actuelle S .

$$\sigma_{xx} = \frac{F(t)}{S(x, t)} \quad (4.25)$$

Nous connaissons la section initiale de l'échantillon S_0 , on accède à la section à l'instant t en faisant une hypothèse de matériau incompressible et non endommageable. La section actuelle s'exprime alors en fonction de la section initiale et de la déformation longitudinale de type Hencky ε_{xx} .

$$S(x, t) = S_0 e^{-\varepsilon_{xx}(x, t)} \quad (4.26)$$

La contrainte normale se détermine alors à partir de l'équation suivante

$$\sigma_{xx} = \frac{F(t)}{S_0} e^{\varepsilon_{xx}(x, t)} \quad (4.27)$$

En intégrant la première équation du système (4.24) par rapport à y et en faisant l'hypothèse d'une distribution anti-symétrique de la contrainte de cisaillement, ce qui revient à dire qu'il n'y a pas de cisaillement à l'échelle de l'éprouvette, on obtient

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{xx} \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} \cdot y \quad (4.28)$$

La contrainte σ_{yy} est ensuite déterminée en intégrant la seconde équation du système (4.24) par rapport à y . Des conditions aux limites doivent être prise en compte lors de l'intégration. Elles traduisent l'absence de chargement normale aux faces latérales de l'échantillon de largeur l .

$$\sigma_{yy}(x, \pm l/2, t) = 0 \quad (4.29)$$

La contrainte σ_{yy} s'écrit alors

$$\sigma_{yy} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{xx} \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} \right) \cdot \left(y^2 - \frac{l^2}{4} \right) \quad (4.30)$$

Nous sommes alors en mesure de calculer les champs de contraintes planes dans l'éprouvette. On peut remarquer dans la dernière équation la présence d'une dérivée partielle du second ordre de la déformation longitudinale par rapport à x , ce qui revient à dériver 3 fois le déplacement. La qualité du lissage du déplacement est donc importante. Enfin, la puissance de déformation se calcule alors à partir de la relation suivante

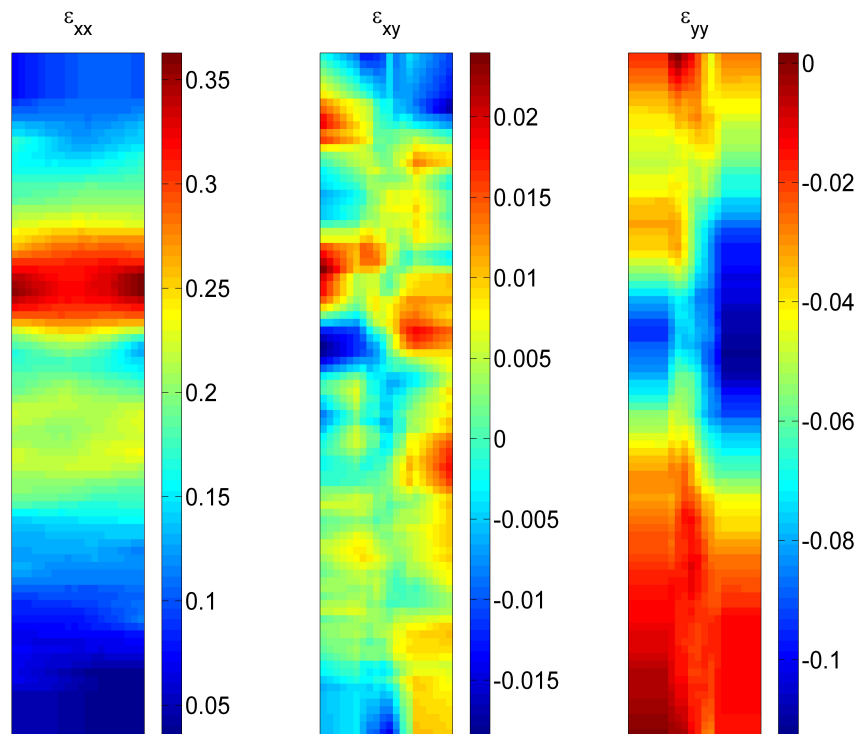
$$w'_{def} = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} = \sigma_{xx} D_{xx} + 2\sigma_{xy} D_{xy} + \sigma_{yy} D_{yy} \quad (4.31)$$

En pratique nos essais sont des chargements uniaxiaux, on vérifiera la plupart du temps que la contrainte normale dans la direction de l'effort est plus importante que les autres composantes du tenseurs des contraintes (voir la figure 4.3(b)).

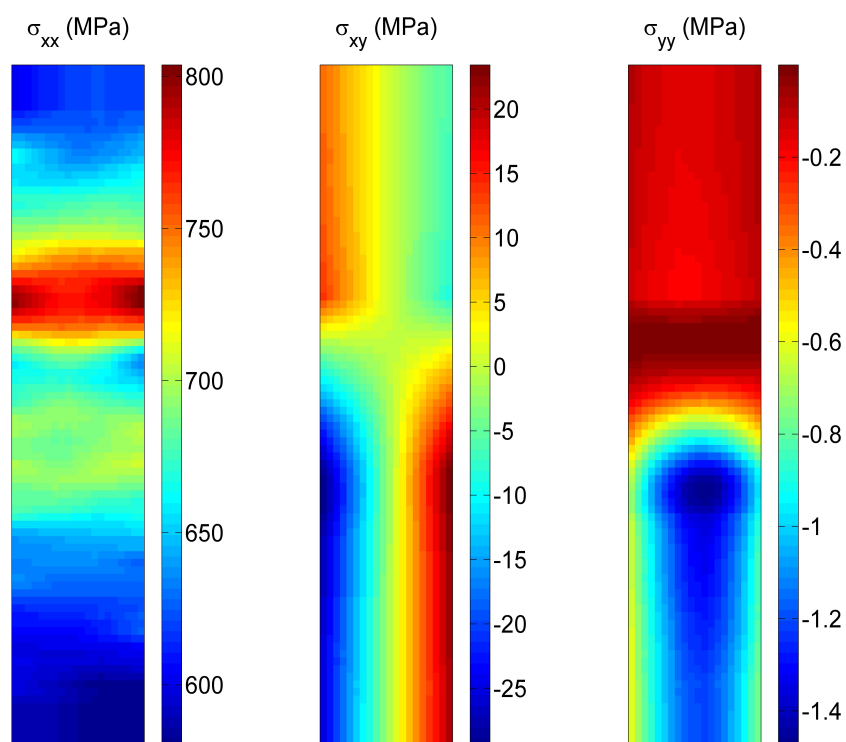
$$\sigma_{xx} \gg \sigma_{xy}, \sigma_{yy} \quad (4.32)$$

La figure 4.3 présente les champs de déformations et de contrainte d'un échantillon en DP600 sollicité en traction. On constate que la déformation ε_{xx} et la contrainte σ_{xx} sont plus importantes que les autres composantes de leurs tenseurs. On peut voir sur la figure un phénomène de striction. Il y a une localisation de la déformation ε_{xx} et de la contrainte σ_{xx} .

Le prochain paragraphe se consacre aux calculs des sources de chaleur lors des essais expérimentaux. Tout d'abord, il est précisé le type de données expérimentales utilisé dans la cadre des calculs. Ensuite, les différents modèles de diffusion de la chaleur sont décrits. L'identification délicate de certains paramètres de ces modèles de diffusion de la chaleur est par la suite détaillée. Le paragraphe se termine en décrivant la technique numérique utilisée pour estimer les différents opérateurs aux dérivées partielles des modèles de diffusion de la chaleur.



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – Champs de déformation (a) et contraintes (b) sur l'acier DP600 en traction monotone

4.5 Étude des sources de chaleur

Lors de nos essais expérimentaux, il est important de noter que les champs de température sont mesurés dans la configuration déformée de l'échantillon. Pour des raisons pratiques (notamment de calcul de dérivée particulaire), des approches différentes ont été prises selon le type d'essai.

Dans le cas des essais HCF, les déformations en jeu sont faibles. Il a été considéré que ces deux configurations étaient quasiment superposées et que la partie convective de la dérivée particulaire de la température était négligeable. Il faut noter qu'en VHCF, nous n'avons accès qu'à une température moyenne sur plusieurs dizaines de cycles compte tenu de la fréquence de sollicitation et du temps d'intégration de la caméra IR. C'est donc une partie convective moyenne sur plusieurs dizaines de cycles que l'on néglige.

Dans le cas des essais de traction monotones, une opération de «suivi» a été réalisée pour passer d'un champ de température en configuration actuelle à un champ en configuration initiale. Ce suivi a pu être réalisé à partir des données cinématiques obtenues par corrélation d'images numériques (CIN).

4.6 Modèles de diffusion de la chaleur

L'équation de diffusion de la chaleur telle que décrite dans la section 2.9.1 page 35 est un outil nécessaire à la compréhension des phénomènes énergétiques lors de la sollicitation du matériau.

Cependant cette équation dépend de la distribution spatiale de la variation de la température $\theta(x, y, z)$. Cette distribution spatiale n'est pas accessible par une caméra IR qui donne la température uniquement sur un plan (en l'occurrence (x, y) dans cette étude). Il a alors été nécessaire de simplifier l'équation de la chaleur afin d'approximer ces sources de chaleur.

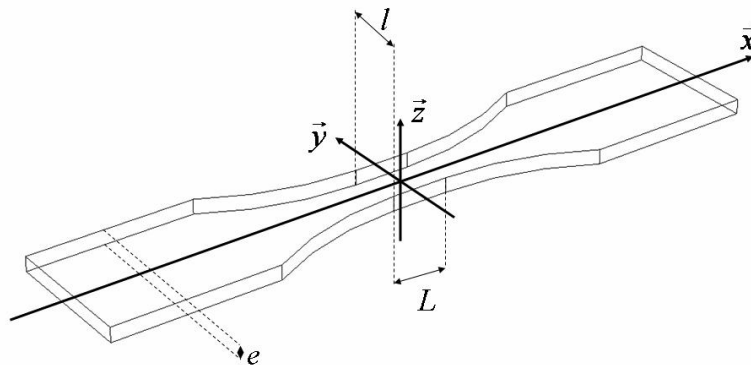


FIGURE 4.4 – Dimension d'un échantillon [Berthel, 2007]

4.6.1 Modèle 2D

On rappelle que l'équation de la chaleur s'écrit sous la forme suivante :

$$\dot{\theta} - \frac{k}{\rho C} \Delta \theta = \frac{s}{\rho C} \quad (4.33)$$

Compte tenu de la faible épaisseur de nos éprouvettes et de la bonne diffusivité thermique du matériau, nous faisons l'hypothèse que la température varie peu dans l'épaisseur et que la température mesurée par la caméra IR représente la température moyenne dans l'épaisseur de l'échantillon. Cette hypothèse a d'ailleurs été vérifiée par [Berthel *et al.*, 2008] pour des distributions de sources très hétérogènes.

$$\bar{\theta}(x, y, t) = \frac{1}{e} \int_{-e/2}^{e/2} \theta(x, y, z, t) dz \quad (4.34)$$

Ainsi en intégrant l'équation de la chaleur selon l'épaisseur on obtient

$$\dot{\bar{\theta}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} + \frac{1}{e} \left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right]_{-e/2}^{e/2} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \quad (4.35)$$

Le terme $\left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right]_{-e/2}^{e/2}$ est ensuite déterminé en faisant une hypothèse d'échange thermique linéaire de type convection et symétrique selon les faces avant et arrière de l'échantillon.

$$-k \frac{\partial \bar{\theta}(x, y, \pm e/2)}{\partial z} = \pm h \bar{\theta}(x, y, \pm e/2) \quad (4.36)$$

L'équation précédente devient alors

$$\dot{\bar{\theta}} + \frac{\bar{\theta}}{\tau^{2D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \quad (4.37)$$

avec τ^{2D} une constante de temps qui caractérise les fuites thermiques à la surface de l'échantillon par convection. On peut remarquer que cette constante de temps dépend à la fois du matériau et de la géométrie de l'éprouvette.

$$\tau^{2D} = \frac{\rho C e}{2h} \quad (4.38)$$

où h est le coefficient d'échange par convection entre l'éprouvette et l'environnement. Par la suite les fuites par conduction selon y sont négligées car

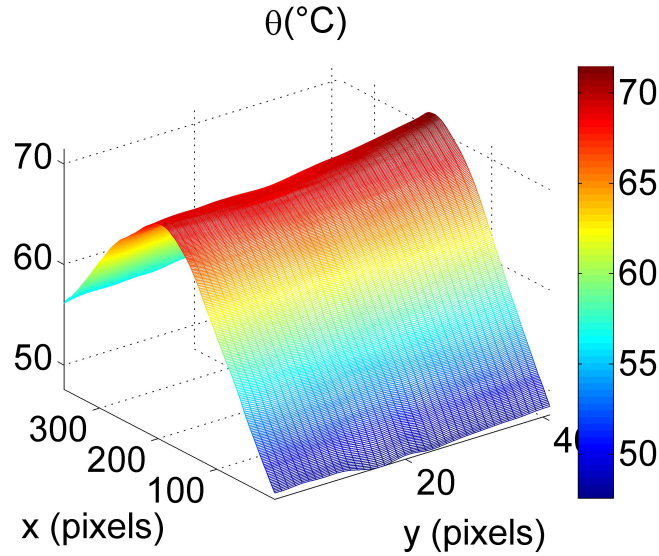
- la courbure de la température selon cette direction est faible et parfois contraire à nos attentes sans explication satisfaisante à ce jour (peut-être des effets de bords). En effet, on s'attend à une courbure transversale de la température positive. On constate parfois qu'elle est négative (voir figure 4.5).
- une étude numérique menée par [Berthel, 2007] indique que ce terme a une influence négligeable sur la détermination des sources de chaleur.

Le modèle de diffusion 2D (appelé «pseudo-2D» dans [Berthel, 2007]) devient alors

$$\dot{\bar{\theta}} + \frac{\bar{\theta}}{\tau^{2D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \quad (4.39)$$

4.6.2 Modèle 1D

De la même manière que pour le modèle 2D décrit précédemment, la simplification de l'équation de la chaleur se réalise en faisant d'abord l'hypothèse que la température pour chaque section droite de l'échantillon reste très proche de la température moyennée suivant la largeur de cette même section droite, puis que les fuites selon les faces latérales de l'échantillon se font par convection.


 FIGURE 4.5 – Champ de température lissé - Courbure sur y négative

En écrivant que la température moyenne sur la section $\bar{\theta}$ vaut

$$\bar{\theta}(x, y, t) = \frac{1}{S} \int_{-e/2}^{e/2} \int_{-l/2}^{l/2} \theta(x, y, z, t) dy dz \quad (4.40)$$

On montre que l'équation de la chaleur devient dans le cas des échantillons à sections variables [Doudard *et al.*, 2010]

$$\dot{\bar{\theta}} + \frac{\bar{\theta}}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \quad (4.41)$$

avec

$$\tau^{1D}(x) = \frac{\rho C S(x)}{2h(e + l(x))} \quad (4.42)$$

la constante de temps définissant les fuites thermiques par convection selon les faces avant, arrière et latérales de l'échantillon. Cette constante dépend du matériau et de la géométrie de l'échantillon ($S(x) = e.l(x)$ la section droite avec e l'épaisseur et $l(x)$ la largeur de l'échantillon).

4.6.3 Modèle 0D

Une dernière simplification peut être réalisée en faisant l'hypothèse d'un champ de source de chaleur homogène s dans la zone utile, et de fuite linéaire. Dans le cas d'un matériau homogène et d'une condition initiale uniforme, on peut montrer que la température peut être déterminée par méthode spectrale [Chrysochoos, 1995, Chrysochoos et Louche, 2000]. On remarque alors que l'ensemble du signal est représenté par le premier vecteur propre $\cos(\omega_0 x)$ de pulsation w_0 et que les fuites axiales sont proportionnelles à la variation de température au centre de l'échantillon θ . On montre alors que la constante de temps équivalente τ^{0D} représentant les fuites thermiques vaut

$$\tau^{0D} = \left(\frac{1}{\tau^{1D}} + \frac{k}{\rho C} \omega_0^2 \right)^{-1} \quad (4.43)$$

Le modèle de diffusion de la chaleur 0D obtenu s'écrit

$$\dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau^{0D}} = \frac{s}{\rho C} \quad (4.44)$$

4.7 Estimation des fuites thermiques

Dans les modèles de diffusion de la chaleur présentés auparavant, les paramètres géométriques et matériau sont relativement bien connus. Par contre le coefficient d'échange par convection h est plus difficile à atteindre. Des stratégies ont dû être mises au point afin de déterminer les constantes de fuites thermiques τ^{2D} , τ^{1D} , τ^{0D} .

Les méthodes détaillées ici reposent sur l'observation de la température dans le cadre d'un retour à l'équilibre thermique. Dans ce cas, on fait tout pour que les sources de chaleur soient nulles.

4.7.1 Identification d'un retour à l'équilibre thermique

Cette méthode permet de déterminer les constantes de fuites thermiques dans le cas du modèle 0D et 1D.

Pour déterminer la constante du modèle 0D, l'échantillon est par exemple placé en étuve puis placé dans les mors de la machine de traction compression.

Concernant la constante du modèle 1D, elle est obtenue en maintenant l'échantillon au mors à l'aide d'un matériau isolant. L'objectif est d'avoir des fuites négligeables selon x ($\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}$ et $\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} \approx 0$) pour se ramener à un modèle qui à la même forme que le 0D.

Pendant le retour à l'équilibre, les sources de chaleur sont nulles et la solution des modèles 0D et 1D s'écrit

$$\theta = (T_{max} - T_0) e^{-t/\tau} \quad (4.45)$$

avec T_{max} la température de l'échantillon en début d'essai et T_0 sa température à l'équilibre thermique.

La détermination de τ^{1D} et τ^{0D} consiste alors à identifier la caractéristique de temps permettant de se rapprocher au mieux (par minimisation par exemple) des données expérimentales (voir figure 4.6).

4.7.2 Méthode inverse

La méthode inverse consiste à déterminer numériquement un champ de température pour une constante de temps de fuites thermiques τ^{1D} choisie (ou plutôt un coefficient de transfert thermique h choisi) lors d'un retour à l'équilibre thermique, c'est-à-dire pour une source de chaleur nulle ($\bar{s} = 0$).

La détermination de $\bar{\theta}^{num}$ est réalisée en résolvant par différence finie l'équation de diffusion de la chaleur 1D avec une condition initiale et des conditions aux limites de type Dirichlet obtenues à partir des données expérimentales. Cette résolution peut s'écrire sous la forme du système suivant

$$\begin{cases} \dot{\bar{\theta}}^{num} + \frac{\bar{\theta}^{num}}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}^{num}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}^{num}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) = 0 \\ \bar{\theta}^{num}(x, t = 0) = \bar{\theta}^{exp}(x, t = 0) \\ \bar{\theta}^{num}(x = \pm L/2, t) = \bar{\theta}^{exp}(x = \pm L/2, t) \end{cases} \quad (4.46)$$

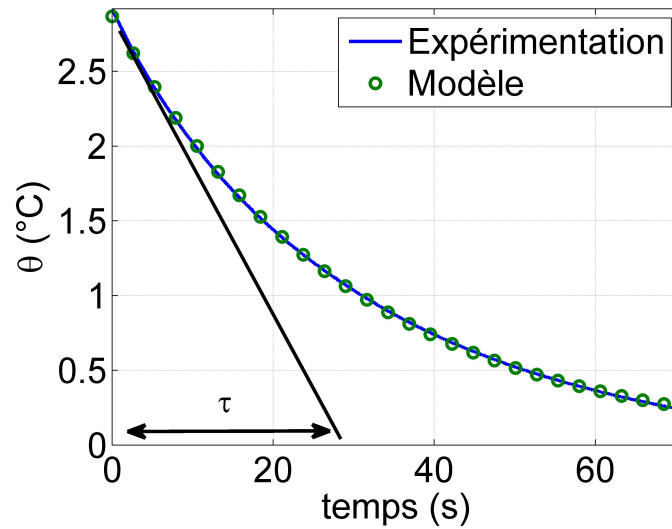


FIGURE 4.6 – Comparaison de la variation de température du modèle et de l'expérimentation - Estimation de τ

La constante est considérée comme bien estimée lorsque le champ de température calculé numériquement $\bar{\theta}^{num}$ est proche de celui mesuré expérimentalement $\bar{\theta}^{exp}$ comme on peut le constater sur la figure 4.7.

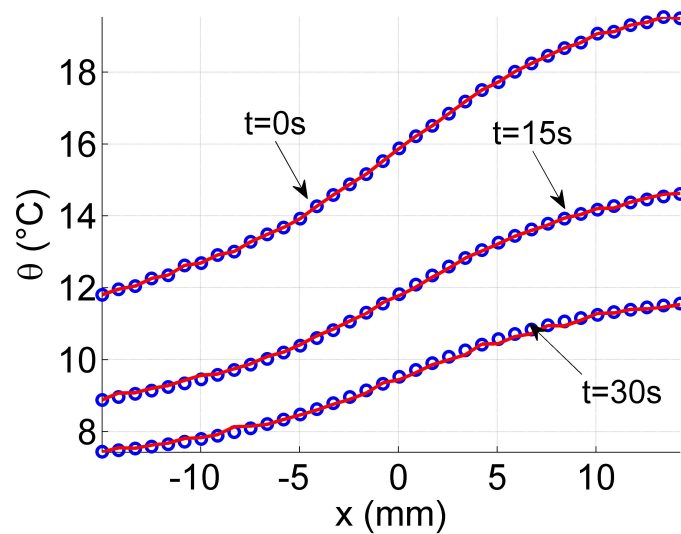


FIGURE 4.7 – Détermination des fuites thermiques par méthode inverse - en rouge $\bar{\theta}^{exp}$ - en bleu $\bar{\theta}^{num}$

Remarque : on peut faire un parallèle avec la section 5.3.2 page 92. En effet la détermination de la constante de temps revient à évaluer le τ^{1D} nécessaire pour obtenir une variation de température avec source $\bar{\theta}_{as}$ nulle.

4.7.3 Minimisation des sources

Cette méthode consiste à déterminer le temps caractéristique τ^{1D} qui permet de minimiser le terme source de chaleur dans le modèle 1D à partir de données expéri-

mentales lors d'un retour à l'équilibre thermique.

Cette minimisation au sens des moindres carrés s'écrit sous cette forme

$$\frac{\partial \mathcal{S}^2}{\partial \tau^{1D}} = 0 \quad (4.47)$$

avec

$$\mathcal{S} = \dot{\bar{\theta}}_{app} + \frac{\bar{\theta}_{app}}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}_{app}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}_{app}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) - 0 \quad (4.48)$$

Cependant, cette minimisation ne peut être appliquée directement sur les données expérimentales. En effet, calculer des dérivés partielles à partir de données discrètes et bruitées conduit à de mauvais résultats. Cette minimisation est donc réalisée à partir du signal approximé $\bar{\theta}_{app}$ obtenu après un lissage spatiotemporel du champ de température expérimentale (voir la section 4.8.1 page 74). Ce qui veut dire que la détermination de τ^{1D} dépendra de la qualité du lissage.

Cette méthode à l'avantage de donner rapidement une valeur de la constante de temps contrairement à la méthode inverse où il faut déterminer manuellement cette constante. Dans la pratique, cette méthode était couplée avec la méthode inverse. La minimisation des sources permettait d'avoir rapidement une première valeur de la constante de temps, la méthode inverse était ensuite utilisée pour vérifier la pertinence de cette constante et si nécessaire de l'ajuster.

4.7.4 Calcul de τ^{2D}

En considérant que le coefficient d'échange par convection h est le même quel que soit le modèle, la constante de temps τ^{2D} peut être déterminée à partir de la relation

$$\tau^{2D} = \frac{e + l}{l} \tau^{1D} \quad (4.49)$$

4.7.5 Constantes de fuites thermiques obtenues expérimentalement

On présente ici les constantes de fuites thermiques obtenues lors des essais de traction monotone, de HCF et en VHCF.

Essais de traction monotone & HCF

Lors des essais de traction monotone et de HCF, aucun système de refroidissement n'était mis en place pour refroidir l'échantillon ou le système de sollicitation. Les essais se déroulaient dans une salle fermée (aucun courant d'air).

La technique utilisée dans ce contexte pour déterminer les constantes de temps était l'identification d'un retour à l'équilibre. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 4.1.

On constate que la valeur du coefficient de transfert thermique par convection h est de l'ordre de $11 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$, ce qui indique que les échanges thermiques étaient de type convection naturelle.

	τ^{0D} (s)	τ^{1D} (s)	τ^{2D} (s)	h (W.m ² .K ⁻¹)
Cu	8	370	480	11.1
XC70	36	322	400	11.1
DP600	27	305	395	11.7

TABLEAU 4.1 – Constantes de fuites thermiques en traction monotone & HCF

Essais VHCF

Dans le cas des essais VHCF, le système piézoélectrique permettant de solliciter l'échantillon devait être refroidi par un flux d'air¹. Il a été constaté qu'une partie du flux d'air venait refroidir également l'échantillon.

Le tableau 4.2 donne l'ordre de grandeur du coefficient de transferts thermiques constatés. On voit que le coefficient est de l'ordre de 25 à 30 W.m².K⁻¹ pour le fer Armco lors des essais réalisés au LEME. Cette valeur semble cohérente compte tenu des conditions d'essai, le refroidissement du système piézoélectrique engendre une légère convection forcée au niveau de l'échantillon. On ajoute qu'une assez bonne répétitivité de cette valeur a été remarquée.

	h (W.m ² .K ⁻¹)
Fer Armco	25 à 30
Cu	70 à 150
Laiton	60 à 200

TABLEAU 4.2 – Constantes de fuites thermiques en VHCF

Par contre pour les essais sur le cuivre et le laiton réalisés à l'ENSAM, une forte dispersion du coefficient de transfert thermique a été constatée. En moyenne, ces valeurs semblent élevées compte tenu du flux d'air imposé (qui est comparable à celui imposé au LEME). Ce résultat s'explique par une plus grande difficulté à déterminer les fuites par convection dans des matériaux à fortes diffusivité thermique. En effet, avec ces matériaux, les échanges se font essentiellement par conduction. Les fuites par convection sont par conséquent faibles et plus délicates à mesurer et l'estimation de h est alors très sensible au bruit de mesure.

4.8 Calcul des sources de chaleur

La principale raison pour laquelle des mesures de températures sont réalisées lors des essais est d'être en mesure de remonter aux sources de chaleur en jeu pendant la sollicitation. Cependant certains obstacles nous empêchent de remonter directement des températures aux sources et sont :

- le bruit de mesure : compte tenu de la nature discrète et bruitée de la température, une estimation d'un Laplacien ou d'une dérivée en temps par un calcul par différence finie n'est pas satisfaisante
- dans le cas des essais cycliques, l'acquisition de température se fait dans des conditions de sous-échantillonnage, cette insuffisance d'informations par cycle rend difficile la détermination du couplage thermoélastique.

1. voir description du système piézoélectrique à la section 3.5 page 52

Ainsi plusieurs stratégies de post-traitement des températures brutes ont été développées, on peut citer par exemple :

- les projections sur base orthogonale prenant en compte les conditions aux limites [Chrysochoos, 1995, Chrysochoos et Louche, 2000, Doudard *et al.*, 2010]
- les projections sur base Fourier [Chrysochoos et Louche, 2000, Louche, 1999, Louche et Chrysochoos, 2001]
- les approximations locales polynomiales espace-temps [Berthel *et al.*, 2008]

C'est cette dernière méthode qui a été utilisée pour le traitement des images thermiques.

4.8.1 Lissage spatiotemporel de la température

Le lissage spatiotemporel consiste à déterminer localement les opérateurs aux dérivées partielles associés aux modèles de diffusion de la chaleur. Il est nécessaire de définir un pavé de lissage qui représente l'ensemble des points autour d'un point lissé pour déterminer ces dérivées partielles.

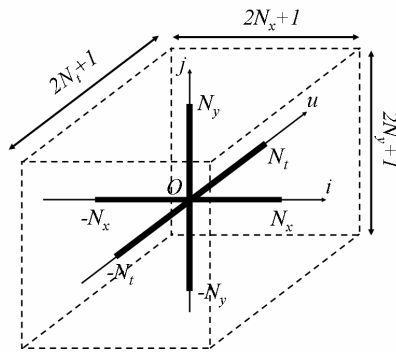


FIGURE 4.8 – Pavé de lissage

Ce pavé introduit alors des paramètres N_x, N_y, N_t qui représentent le nombre de points autour du point lissé selon x, y et t . Les paramètres $\Delta x, \Delta y$ et Δt désignent les pas dans l'espace et le temps (non constant) alors que i, j et u sont les indices de ces points dans le pavé de lissage.

Le lissage consiste alors à approcher la variation de température expérimentale $\theta_{exp}(x_i, y_j, t_u)$ par une fonction d'approximation $\theta_{app}(x_i, y_j, t_u)$.

Cette fonction d'approximation s'écrit dans le cas de la HCF sous la forme

$$\theta_{app}(x_i, y_j, t_u) = \underbrace{P_1(x_i, y_j)t_u + P_2(x_i, y_j)}_{\text{partie linéaire}} + \underbrace{P_3(x_i, y_j) \cos(2\pi f_s t_u) + P_4(x_i, y_j) \sin(2\pi f_s t_u)}_{\text{partie périodique}} \quad (4.50)$$

Celle-ci peut être décomposée en deux parties, une partie linéaire en temps qui prend en compte le caractère dissipatif du comportement du matériau et une partie périodique qui prend en considération les aspects thermoélastiques.

Pour les essais de traction et VHCF la fonction d'approximation s'écrit

$$\theta_{app}(x_i, y_j, t_u) = P_1(x_i, y_j)t_u + P_2(x_i, y_j) \quad (4.51)$$

avec $P_k(x_i, y_j)$ un polynôme de degré au moins égal à 2 selon x et y pour pouvoir mesurer le laplacien et f_s la fréquence de sollicitation.

Dans le cas de la VHCF, les phénomènes thermoélastiques sont hors de portée du système de mesure. La caméra IR mesure en réalité une température moyenne sur plusieurs dizaines de cycles.

Les différents coefficients des polynômes sont ensuite déterminés à partir des données expérimentales $\theta_{exp}(x_i, y_j, t_u)$ par une méthode de minimisation des moindres carrés. Cette minimisation s'écrit sous cette forme

$$\frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial P_{k,n}} = 0 \quad (4.52)$$

avec

$$\mathcal{B}^2 = \sum_{i=-Nx}^{Nx} \sum_{j=-Ny}^{Ny} \sum_{u=-Nt}^{Nt} (\theta_{app}(x_i, y_j, t_u) - \theta_{exp}(x_i, y_j, t_u))^2 \quad (4.53)$$

Cette minimisation revient alors à résoudre un système linéaire de la forme

$$\mathbf{M}\vec{P} = \vec{B} \quad (4.54)$$

où \mathbf{M} est une matrice de lissage qui dépend de la taille du pavé de lissage, de la fréquence de sollicitation et d'acquisition. Il est intéressant de noter que dans le cas où les pas de temps et d'espace sont constants, cette matrice devient indépendante de la position et de l'instant du point de calcul [Berthel, 2007, Boulanger, 2004]. Le vecteur \vec{P} contient les coefficients à déterminer alors que \vec{B} dépend des températures à l'intérieur du pavé de lissage et de ses dimensions.

Une fois déterminés les n coefficients de chacun des polynômes P_k , il est possible de calculer les sources de chaleur (et selon les cas de déterminer la dissipation et/ou l'amplitude de la source thermoélastique) en réinjectant la variation de température approximée θ_{app} dans le modèle de diffusion de la chaleur approprié.

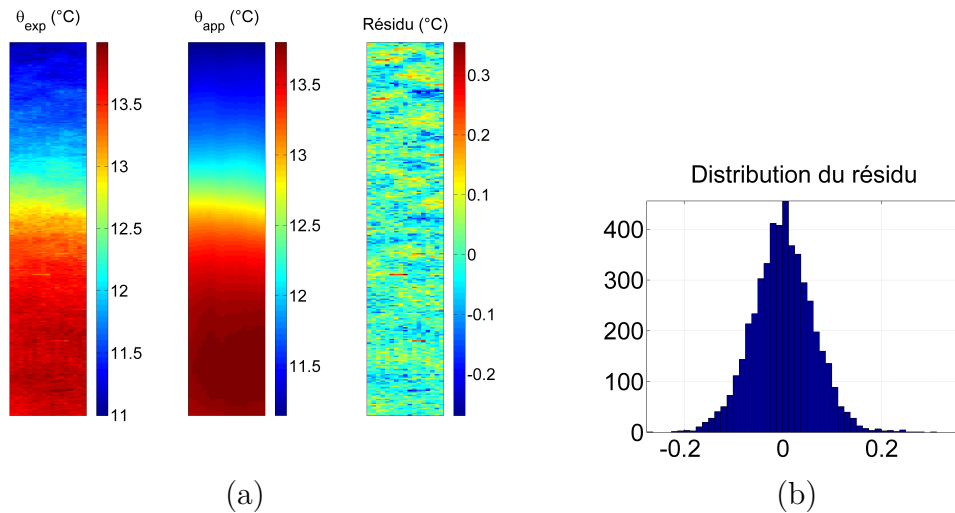


FIGURE 4.9 – (a) Exemple de lissage de température (b) Distribution du résidu - Moyenne $\approx 5.10^{-4}$ °C, Écart type ≈ 0.06 °C

Choix des paramètres de lissage

On peut remarquer ici que le lissage spatiotemporel de la température (voir la section 4.8.1) rappelle fortement celui du déplacement (voir la section 4.3 page 62). Ces deux lissages ont en commun le fait qu'ils introduisent des paramètres de lissage

- degré des polynômes des fonctions d’approximations
- taille du pavé de lissage N_x, N_y, N_t .

Le choix de ces paramètres a été exploré dans [Berthel, 2007, Boulanger, 2004]. Il faut essentiellement retenir que :

- le choix d’un degré de polynôme élevé et d’un pavé de lissage de petite taille permet d’obtenir des informations meilleures localement, cependant les résultats sont dans ce cas très sensibles au bruit de mesure.
- un degré de polynôme faible couplé à un grand pavé de lissage donne des résultats où le bruit a peu d’influence, cependant on obtient une information plus globale du comportement, les effets locaux sont perdus.

On comprend donc que la réalisation d’un bon lissage spatiotemporel consiste à obtenir un compromis raisonnable entre les deux situations énoncées auparavant.

Un effort supplémentaire est fait pour que la température et le déplacement soient obtenus à partir d’un pavé de lissage de même taille (une fois rapporté en mm et s).

Il mérite d’être mentionné que les traitements d’images ont en grande partie été facilités par la mise à disposition d’outils de traitement d’images «prêts à l’emploi» développés au LMGC par Bertrand Wattrisse.

Un exemple de lissage est présenté sur la figure 4.9. On peut voir sur cette figure, le champ de température avant et après lissage d’un échantillon en cuivre lors d’un essai VHCF. Pour s’assurer de la qualité du lissage on peut s’assurer que la répartition spatiale du résidu est uniformément réparti. La distribution de ce résidu présente une moyenne proche de 0 °C et un écart type de l’ordre de 0.06 °C.

Ce chapitre a abordé le traitement des données cinématiques et thermiques. La fin de ce chapitre se consacre aux bilans d’énergies, dans le cadre des essais de traction monotone et HCF, qui combinent ces deux types de données.

4.9 Bilan d’énergie

4.9.1 Bilan d’énergie 0D en traction monotone

On rappelle que l’énergie volumique de déformation w_{def} fournie au matériau peut être décomposée en deux énergies, l’énergie volumique élastique w_e définie comme l’énergie récupérable lors de la décharge des efforts et l’énergie volumique anélastique w_{an} c’est-à-dire non récupérable lors de la décharge des efforts.

$$w_{def} = \int_0^t \sigma \dot{\varepsilon} dt = w_e + w_{an} \quad (4.55)$$

En faisant l’hypothèse d’un comportement élastique linéaire dans le domaine élastique, on est capable de calculer l’énergie volumique élastique w_e

$$w_e = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} \quad (4.56)$$

avec E le module de Young et σ la contrainte normale calculée en faisant une hypothèse de matériau incompressible à partir de la force F du vérin et de ε la déformation longitudinale moyenne de la zone utile de section initiale S_0 .

$$\sigma = \frac{F}{S_0 e^{-\varepsilon}} \quad (4.57)$$

L'énergie volumique anélastique est stockée par le matériau et dissipée sous forme de chaleur. Ce qui conduit à la relation

$$w_{an} = w_s + w_d \quad (4.58)$$

À partir du modèle de diffusion de la chaleur 0D, on est en mesure de calculer les sources de chaleur.

$$\dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau^{0D}} = \frac{s}{\rho C} \quad (4.59)$$

avec

$$s = d_1 + s_{the} \quad (4.60)$$

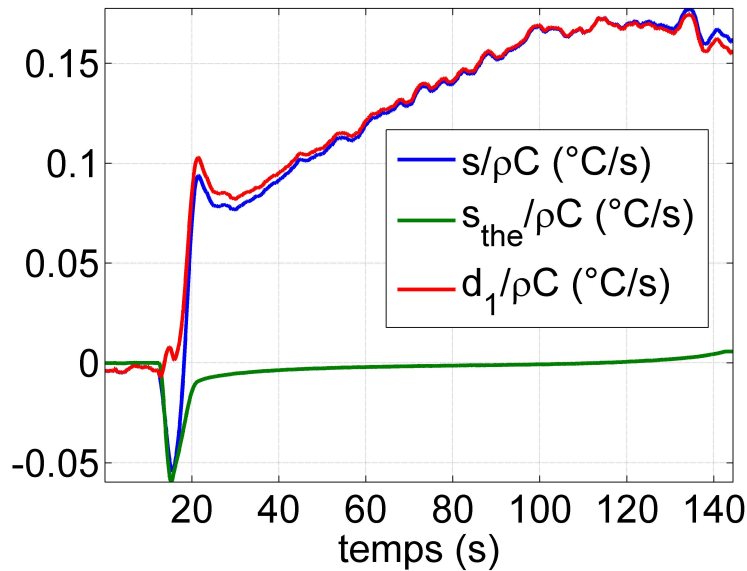


FIGURE 4.10 – DP600, Sources de chaleur lors d'un essai de traction monotone à 0.05 mm/s

En écrivant que la source thermoélastique est déterminée à l'aide de

$$s_{the} = -\alpha_d T \dot{\sigma} \quad (4.61)$$

avec α_d le coefficient de dilatation du matériau et T la température absolue du système. On est alors en mesure de connaître d_1 et de calculer l'énergie volumique dissipée w_d .

$$w_d = \int_0^t d_1 dt \quad (4.62)$$

On peut voir sur la figure 4.10, les sources de chaleur déterminées lors d'un essai de traction monotone sur l'acier DP600. L'hypothèse de thermoélasticité linéaire permet de décomposer la source de chaleur en dissipation et source thermoélastique.

On voit en début d'essai que la source de chaleur, est égale à la source de chaleur thermoélastique. En effet, le matériau est dans le domaine élastique, il n'y a pas de dissipation. Une fois que le matériau est sur le domaine plastique, la source thermoélastique devient très faible et la dissipation importante.

Enfin l'énergie volumique stockée est déterminée en écrivant

$$w_s = w_{def} - (w_e + w_d) \quad (4.63)$$

Les outils que nous avons mis en place permettent également de réaliser des bilans d'énergie en 2D dans le cas de la traction monotone. Cependant ces travaux n'ont pas été réalisés dans le cadre de cette thèse, notamment pour des questions de temps. En effet, nous nous focalisons surtout sur les aspects fatigue. De plus, des résultats de bilans d'énergie sont déjà présents dans la littérature [Chrysochoos *et al.*, 2009].

4.9.2 Bilan d'énergie 0D en HCF

De la même manière qu'en traction monotone, l'énergie volumique de déformation w_{def} fournie au matériau se décompose en une énergie volumique élastique et anélastique.

Nous sommes en théorie en mesure de déterminer w_{def} à partir des champs de déformation et de contrainte, cependant les défauts de notre système d'acquisition (détaillés à la section 3.4.1 page 50) nous empêche d'obtenir des résultats fiables et également d'explorer les bilans d'énergie en 2D en fatigue.

L'énergie de déformation a alors été déterminée de manière plus grossière à partir de la force F et du déplacement au niveau du vérin hydraulique u_v de la machine MTS.

$$w_{def} = \frac{1}{V} \int_0^t F du_v = w_e + w_{an} \quad (4.64)$$

Or sur un cycle charge-décharge, l'énergie élastique s'annule et l'énergie de déformation w_{def} est égale à l'aire de la boucle d'hystérésis A_h (voir la figure 4.11)

$$\tilde{w}_{def} = \frac{1}{V} \int_{cycle} F du_v = \frac{1}{V} A_h = 0 + \tilde{w}_{an} \quad (4.65)$$

avec V le volume de l'échantillon et $\tilde{w}_{an} = \tilde{w}_d + \tilde{w}_s$.

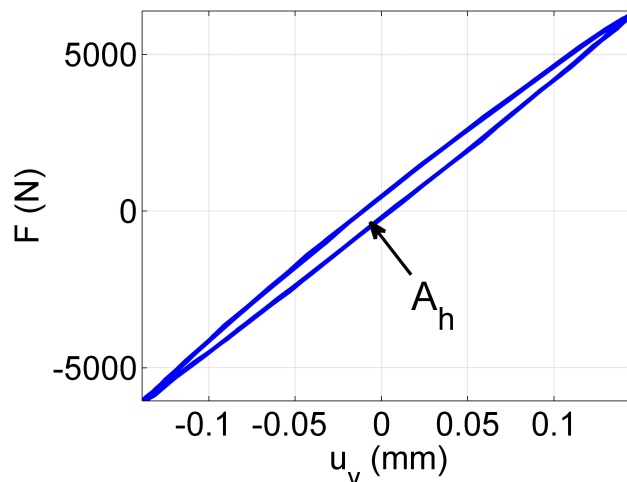


FIGURE 4.11 – Exemple de boucle d'hystérésis sur le DP600 lors d'un essai HCF

À partir du modèle de diffusion de la chaleur 0D, on est en mesure de calculer les sources de chaleur.

$$\dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau^{0D}} = \frac{s}{\rho C} \quad (4.66)$$

avec

$$s = d_1 + s_{the} \quad (4.67)$$

En remarquant que sur un cycle charge-décharge, l'énergie volumique thermoélastique w_{the} s'annule

$$\tilde{w}_{the} = \int_{cycle} s_{the} dt = 0 \quad (4.68)$$

on est alors capable de calculer la dissipation moyenne par cycle \tilde{d}_1 ainsi que l'énergie volumique dissipée par cycle \tilde{w}_d .

$$\tilde{w}_d = \int_{cycle} d_1 dt = \frac{1}{f_s} \tilde{d}_1 \quad (4.69)$$

On obtient alors l'énergie volumique stockée par cycle par la relation suivante

$$\tilde{w}_s = \frac{1}{V} A_h - \tilde{w}_d \quad (4.70)$$

Ce chapitre a présenté les traitements numériques des champs de déplacements et champs de température obtenus à partir des techniques de CIN et de thermographie IR. Les modèles de diffusion de la chaleur et l'identification de leurs paramètres ont été présentés. Enfin la combinaison des données cinématiques et thermiques ont permis l'écriture des bilans d'énergie 0D en traction et HCF.

La dernière partie de cette thèse se consacre à la description des paramètres des essais expérimentaux puis aux principaux résultats.

Résultats expérimentaux

Le début de ce chapitre présente les matériaux et leurs principales caractéristiques mécanique, chimique et thermophysique. Les géométries et les conditions d'usinage et de préparation des échantillons sont ensuite détaillées. Enfin, les paramètres des essais de traction monotone, HCF et VHCF sont donnés. Le chapitre se consacre par la suite aux résultats expérimentaux obtenus.

5.1 Présentation des matériaux

Ce paragraphe présente les différents matériaux utilisés dans le cadre des essais expérimentaux. Les données présentées proviennent principalement de la thèse de [Berthel, 2007] pour l'acier DP600, la thèse de [Fraux, 2010] pour l'acier XC70, de la documentation de la société Griset et de mesures réalisées dans le cadre de l'ANR Disfat par Ngoc-Lam Phung et Nicolas Marti pour le cuivre et le laiton et par Chong Wang pour le fer Armco. Les paramètres propres à chaque type d'essai sont ensuite donnés.

Matériau	α_d ($10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)	ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	C ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)	k ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)
DP600	10-11	7800	460	64
XC70	10-11	8000	500	50
Cu	16.8	8920	393	400
Laiton	18	8750	377	159
Armco	10-11	7800	460	60

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques thermophysiques des matériaux : coefficient de dilatation α_d , masse volumique ρ , capacité calorifique C et conductivité thermique k .

Les différents matériaux utilisés dans le cadre de notre étude sont :

DP600 : Le DP600 est un acier couramment utilisé dans l'industrie automobile pour les pièces embouties nécessitant une tenue mécanique élevée. Cet acier est composé de deux phases (le préfixe DP signifie Dual Phase), une phase de martensite dispersée dans une matrice de ferrite (voir figure 5.1). Il est obtenu après un laminage à chaud et ses caractéristiques sont détaillées dans les tableaux 5.2, 5.3 et 5.1.

Les limites de fatigue indiquées ont été obtenues à $2 \cdot 10^6$ cycles à une fréquence de sollicitation de 30 Hz. La taille de grain de la ferrite est d'environ 10 μm .

C (%)	Mn (%)	P (%)	Si (%)	Al (%)	Cr (%)
0.074	0.84	0.038	0.217	0.04	0.702

TABLEAU 5.2 – Composition du DP600, pourcentage en masse, solde en Fe

E (MPa)	$R_{p_{0.02}}$ (MPa)	$R_{p_{0.2}}$ (MPa)	R_m (MPa)	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = 0$	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = -1$
213 000	360	401	611	464	526

TABLEAU 5.3 – Caractéristiques mécaniques du DP600

XC70 : Le matériau XC70 est un acier ferrito-perlitique fourni par Peugeot [Fraux, 2010]. Sa taille de grain est de l'ordre de 30 à 40 μm et sa teneur en carbone de 0.7 %. Son module de Young E est de 202 GPa, sa limite d'élasticité $R_{p_{0.02}}$ de 490 MPa et résistance à la rupture R_m de 936 MPa.

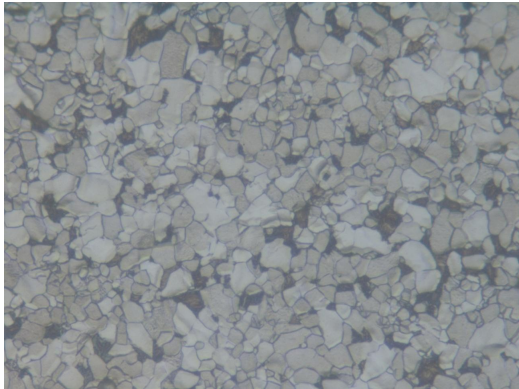
Cuivre : Le cuivre est un cuivre «pur» (% en Cu > à 99.95, solde en Pb) laminé à chaud de chez Griset (référence : CU-OF C10200). Il fait parti des cuivres à faible taux d'oxygène (le suffixe OF signifie Oxygen-Free). La taille de grain moyenne est de l'ordre de 25 μm avec un écart type de 10 μm . Bien que laminé, il a été constaté que le matériau était faiblement texturé. Le module de Young du matériau, fourni par le constructeur, est de 120 GPa et sa résistance à la traction de 220-260 MPa.

Laiton : Le laiton provient également de chez Griset (CuZn15 - C23000), il est laminé à chaud et est composé à 85 % de Cu et le solde en Zn. La taille moyenne de grain est de 11 μm . Comme pour le cuivre, il a été constaté que le laiton était faiblement texturé.

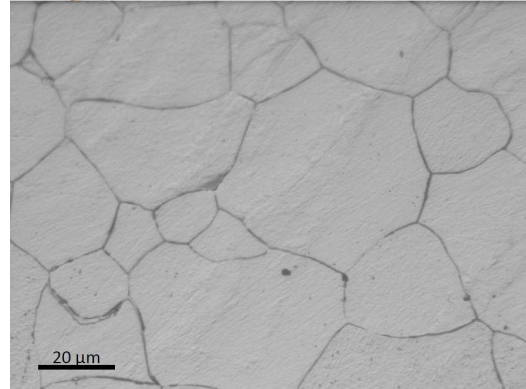
Fer Armco : Le fer Armco est un fer α pur à 99.75 %. Il a une limite d'élasticité $R_{p_{0.02}}$ de 197 MPa.

C (%)	Mn (%)	P (%)	S (%)	Cu (%)	Cr (%)	Si (%)	Ni (%)	Mo(%)	Sn (%)
0.008	0.048	0.007	0.003	0.001	0.015	0.005	0.014	0.009	0.002

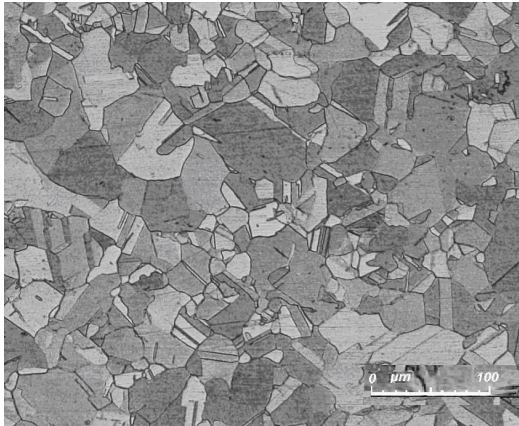
TABLEAU 5.4 – Composition du Fer Armco, pourcentage en masse, solde en Fe



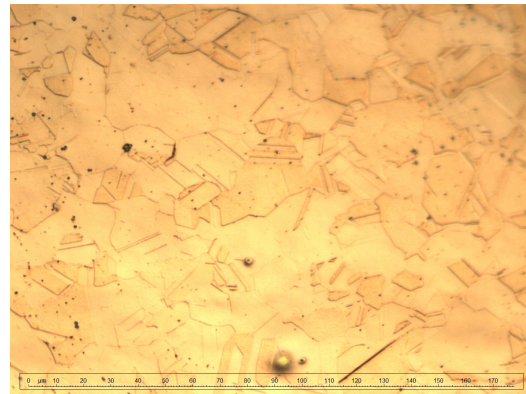
(a) DP600 (x500), Chong Wang



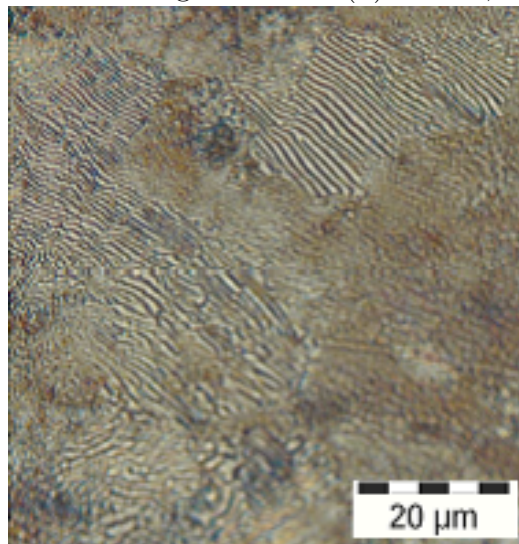
(b) Fer Armco, Chong Wang



(c) Cuivre, Ngoc-Lam Phung



(d) Laiton, Ngoc-Lam Phung



(e) XC70 [Fraux, 2010]

FIGURE 5.1 – Microstructure des différents matériaux

5.2 Description des essais

La suite de ce chapitre se consacre à la description des essais expérimentaux. Une présentation détaillée de la géométrie et la préparation des échantillons pour chaque type de chargement est faite.

5.2.1 Essais de traction monotone

Les échantillons

Les matériaux étudiés dans le cadre de la traction monotone sont le DP600, le XC70 et le cuivre. Les échantillons ont la même géométrie, seule l'épaisseur change (voir figure 5.2). La géométrie de ces éprouvettes est caractérisée par une zone utile de taille de largeur 10 mm et de longueur 10 mm. L'épaisseur est de 2.5 mm pour chaque matériaux sauf pour le cuivre où l'épaisseur est de 3 mm.

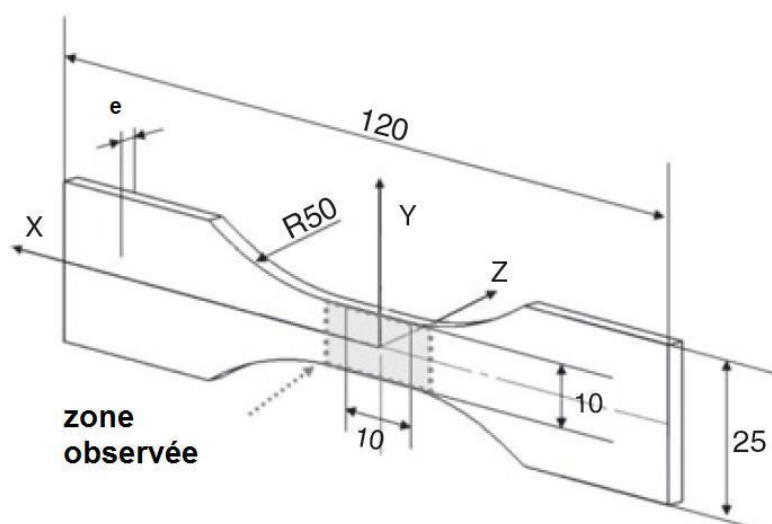


FIGURE 5.2 – Dimensions des échantillons

Les éprouvettes en DP600 sont obtenues à partir de tôles d'acier découpées dans le sens du laminage au jet d'eau. La face principale de l'échantillon est dans le plan (DL,DT) (voir figure 5.3). Une étape de finition est ensuite réalisée sur les arêtes par fraisage.

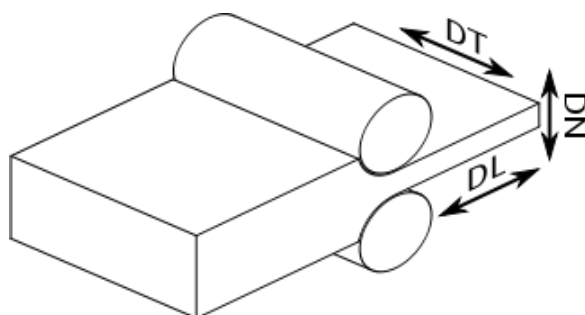


FIGURE 5.3 – Directions du laminage

Les échantillons en cuivre sont, quant à eux, obtenus par électroérosion. La découpe se fait dans le cœur du brut. La face principale est dans le plan (DL,DT) contrairement aux échantillons utilisés en VHCF où la face est dans le plan (DL,DN). Un traitement thermique d'une durée d'une heure à 250 °C a été appliqué avant le polissage pour être dans des conditions comparables à celles des échantillons utilisés en VHCF.

Pour tous les types d'échantillons, un polissage est réalisé sur les faces des échantillons avec un papier grain de grade 1200.

Les essais

Les essais de traction monotone consistent à imposer un déplacement à une vitesse donnée sur l'échantillon. La vitesse est choisie de manière à avoir un chargement quasi-statique tout en s'assurant un signal thermique suffisamment fort pour notre système d'acquisition.

Deux matériaux ont été testés

- pour le cuivre, 2 essais à une vitesse de 1 mm/s
- pour le cuivre sans traitement thermique, 2 essais à une vitesse de 1 mm/s
- pour l'acier DP600, 2 essais à 0.5 mm/s, 3 à 0.1 mm/s et 2 à 0.05 mm/s.

5.2.2 Essais HCF

Les échantillons

Trois matériaux différents ont été sollicités dans le cadre des essais de fatigue HCF : l'acier DP600, le cuivre et l'acier XC70 fourni par Peugeot. Les échantillons en cuivre et DP600 ont la même géométrie et sont préparés de la même manière que pour les essais de traction monotone. Pour l'acier XC70, la géométrie choisie et le polissage sont réalisés de la même manière que pour l'acier DP600.

Les essais

Les essais de fatigue HCF sont différents des essais de fatigue conventionnelle dans la mesure où ils sont effectués de manière discontinue. L'histoire de chargement est complexe. La majorité des essais ont été effectués à des rapports de charges $R_\sigma = -1$ et quelques un à $R_\sigma = 0$.

L'histoire de chargement consiste en deux étapes répétées jusqu'à rupture de l'échantillon (voir figure 5.4) :

- la première étape (étape m_i) consiste à appliquer successivement des chargements à contrainte croissante et sur un nombre de cycles faible (de l'ordre de 3000 cycles). L'objectif est de déterminer le comportement du matériau selon le chargement appliqué en faisant l'hypothèse que l'état de fatigue est quasiment constant sur un nombre de cycles faible.
- la seconde étape (étape p_i) consiste à «fatiguer» le matériau. Le matériau est soumis à une contrainte élevée sur 100 000 cycles. Des mesures sont réalisées pendant le chargement pour suivre l'évolution de l'état du matériau.
- Ces deux étapes sont ensuite répétées jusqu'à la rupture du matériau. L'objectif est d'observer l'évolution du comportement du matériau avec le nombre de cycles.

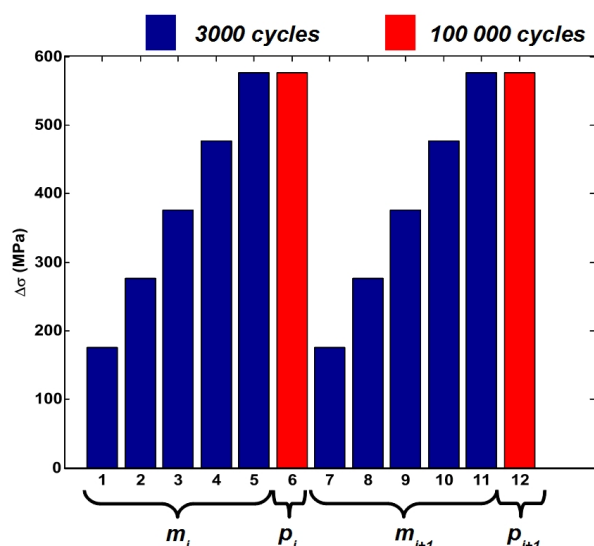


FIGURE 5.4 – Histoire de chargement

La fréquence d'acquisition maximale de la caméra IR est de 100 Hz en image complète pour la caméra infrarouge et 6000 Hz pour la caméra CCD. Bien que ces fréquences soient suffisantes pour décrire certains des essais cycliques à basse fréquence de sollicitation, le choix de sous-échantillonnage a été nécessaire afin de réduire la quantité d'images à stocker et par la même occasion d'augmenter la durée d'acquisition. Il a été ainsi défini un couple de fréquence d'acquisition et de sollicitation pour être en mesure de reconstruire le signal expérimental. La fréquence d'acquisition f_a choisie a été de 19 Hz pour des fréquences de sollicitations f_s de 30.2 Hz (aciers DP600 et XC70) ou 50.5 Hz (Cuivre) selon les essais. Cette condition de sous-échantillonnage ne permet pas de connaître directement le comportement du matériau sur un cycle (voir figure 5.5). Il a fallu mettre au point une stratégie pour déterminer un comportement moyen sur plusieurs cycles détaillées aux pages 62 pour la caméra CCD et 73 pour la caméra IR.

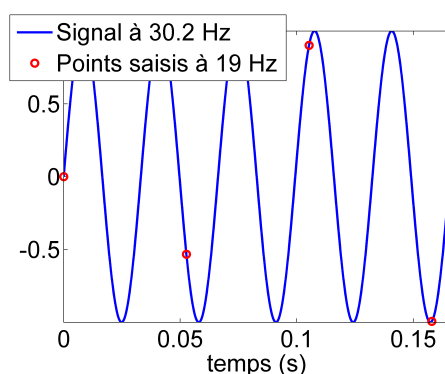


FIGURE 5.5 – Exemple de sous-échantillonnage

Plusieurs campagnes d'essais ont été réalisées au LMGC afin d'explorer les différents matériaux. Il faut ajouter que le dispositif de mesures combinant la corrélation d'images numériques et la thermographie IR à «haute fréquence» a été opérationnelle en fin de thèse. Par conséquent, il y a eu uniquement des mesures thermiques pour

l'essentiel des campagnes d'essais, seule la dernière campagne d'essais a été réalisée avec le dispositif de mesure qui combine mesures cinématiques et thermiques.

Les essais au LMGC se sont principalement déroulés en début et fin de première année de thèse et en milieu de troisième année de thèse. Pendant la deuxième année de thèse, la machine de traction-compression a été mise en maintenance et le système d'asservissement mis à jour. Il a fallu attendre plusieurs mois pour être formé au nouveau logiciel de pilotage et pour que les réglages PID propres à chaque matériau utilisé dans notre étude soient mis en place. Le correcteur PID est un système qui permet de s'assurer que la consigne donnée à la machine (par exemple la force ou le déplacement) est bien respectée. On peut également ajouter que les caméras IR ont également bénéficié d'une maintenance en cours de deuxième année.

Un nombre important d'essais a été réalisé pour s'assurer de la répétabilité, les plus importants sont présentés dans le tableau 5.5 (les contraintes données ici correspondent à $\Delta\sigma$ et non $\Delta\sigma/2$. Certains essais ont été arrêtés bien que la rupture de l'échantillon ne soit pas intervenue).

Campagne de février 2010 (LMGC : mesures thermiques) $R_\sigma = -1$
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à 2.10^6 cycles
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à $2,2.10^6$ cycles
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à 400.10^3 cycles
Campagne de septembre 2010 (LMGC : mesures thermiques) $R_\sigma = -1$
XC70 sollicité de 280 à 580 MPa jusqu'à 740.10^3 cycles
XC70 sollicité de 280 à 580 MPa jusqu'à 110.10^3 cycles
XC70 sollicité de 280 à 580 MPa jusqu'à 110.10^3 cycles
Campagne de octobre 2010 (LMGC : mesures thermiques) $R_\sigma = 0$
XC70 sollicité de 280 à 580 MPa jusqu'à 425.10^3 cycles
XC70 sollicité de 280 à 580 MPa jusqu'à 110.10^3 cycles
Campagne de septembre 2011 (LMGC : mesures thermiques) $R_\sigma = -1$
Échantillon Cuivre sollicité de 40 à 200 MPa jusqu'à 15.10^3 cycles
Campagne de janvier 2012 (LMGC : mesures cinématiques et thermiques) $R_\sigma = -1$
XC70 sollicité de 290 à 485 MPa jusqu'à 959.10^3 cycles
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à 251.10^3 cycles
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à 605.10^3 cycles
Cuivre sans traitement thermique sollicité de 40 à 165 MPa jusqu'à 487.10^3 cycles
Cuivre sans traitement thermique sollicité de 40 à 165 MPa jusqu'à 487.10^3 cycles
Cuivre sollicité de 40 à 165 MPa jusqu'à 605.10^3 cycles
DP600 sollicité de 150 à 560 MPa jusqu'à 369.10^3 cycles
Cuivre sollicité de 40 à 165 MPa jusqu'à 959.10^3 cycles
Cuivre sollicité de 40 à 165 MPa jusqu'à 723.10^3 cycles

TABLEAU 5.5 – Principaux essais HCF

5.2.3 Essais VHCF

Les échantillons

Dans le cas des essais de fatigue ultrasonique, quatre matériaux ont été utilisés : le cuivre, le laiton, le fer Armco et un acier haute résistance (non présenté dans

la thèse pour des raisons de confidentialité). Les échantillons sont dimensionnés en utilisant la méthode détaillée dans la section 3.5 page 52. Les dimensions obtenues sont indiquées dans le tableau 5.6 et la figure 5.6. Il est important de noter ici que contrairement aux essais de HCF, les échantillons en cuivre ont la face dans le plan (DL, DN). Par contre, le traitement thermique est le même qu'en HCF. Sur l'ensemble de ces échantillons, un polissage assez fin est réalisé (papier grain 4000) et suivi d'un polissage électrolytique. La préparation de ces échantillons est présentée plus en détail dans les thèses de Ngoc-Lam Phung et Chong Wang.

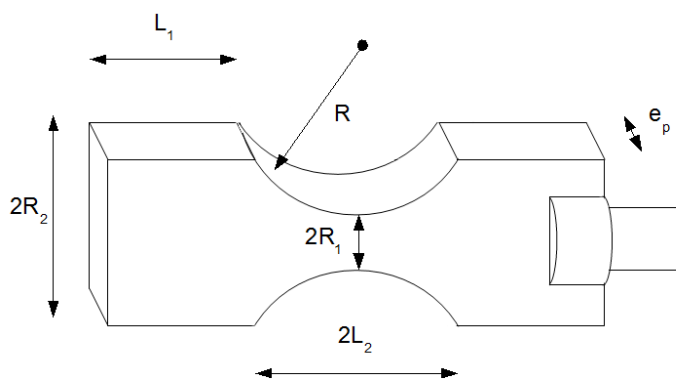


FIGURE 5.6 – Dimension de l'échantillon utilisé en VHCF

	Cu	Laiton	Armco
R	27.25	27.25	31.4
L_1	16.5	13.5	34.8
L_2	15	15	17
R_1	1.5	1.5	2
R_2	6	6	7
e_p	2	2	1

TABLEAU 5.6 – Dimension des échantillons (mm)

Les essais

Les essais consistent alors à réaliser des blocs de cycles de 10^6 , 10^7 , 10^8 ou 10^9 cycles pour différentes contraintes de sollicitation. Le chargement est de type $R_\sigma = -1$ pour une fréquence de 20 kHz. La majorité des essais se déroulent pour des contraintes bien en dessous de la limite de fatigue du matériau.

Un flux d'air est utilisé pour refroidir le convertisseur piézoélectrique, aucun flux d'air forcé n'est par contre appliqué directement à l'échantillon. Des blocs de cycles plus courts sont réalisés lorsque la variation de température sur l'échantillon est trop forte pour le système de mesure infrarouge à une contrainte donnée. La fréquence d'acquisition f_a était de l'ordre de 10 Hz, des enregistrements discontinus à intervalle régulier sont réalisés pour des essais longs ($> 10^8$ cycles).

Un nombre important d'essais de fatigue VHCF a été réalisé en collaboration avec Ngoc-Lam Phung et Chong Wang. Les essais sont typiquement des séries de blocs de cycles pendant lesquels l'évolution de la température est mesurée. À la fin de chaque bloc de cycles, des mesures micrographiques pour observer l'évolution de

la microstructure sont réalisées par microscope optique et microscope électronique à balayage par Ngoc-Lam Phung et Chong Wang.

Ces doctorants travaillent dans des laboratoires différents (PIMM et LEME). Les laboratoires où se sont déroulés les essais VHCF possèdent chacun une ou plusieurs machines piézoélectriques. Il faut noter que les conditions d'essai ne sont pas toujours les mêmes d'une campagne d'essai à l'autre (salle différente, flux d'air refroidissant le système piézoélectrique différent). La caméra IR, appartenant au LMGC, a été transportée à chaque fois dans le laboratoire où s'est déroulé les essais.

On peut ajouter que plusieurs difficultés ont été rencontrées lors des essais VHCF. Parmi elles, on peut citer le contrôle du flux d'air qui n'a pas été toujours constant et qui pose un réel problème pour estimer les fuites thermiques (que l'on suppose constantes dans le temps) et le calcul des sources de chaleur. Le démarrage des essais VHCF a également posé quelques difficultés. Des ruptures d'échantillons ou des hausses de température anormales ont été constatées dès le démarrage même à faible contrainte. Il semble que la consigne en tension au démarrage du système piézoélectrique n'est pas toujours respectée. Cette difficulté a été contournée par une augmentation plus lente de la consigne en tension sur les premiers centièmes de secondes des essais. Le système d'attache (vis de fixation) entre l'échantillon et la sonotrode a été satisfaisant dans la plupart des essais VHCF mais pose parfois problème à des amplitudes de contraintes élevées (la vis se dévisse d'elle même). Enfin, il ne faut pas ignorer les éventuelles impuretés apportées lors de manipulations ou par la soudure entre la vis de fixation et l'échantillon qui peuvent parasiter les mesures de température et les observations microstructurales.

Les essais les plus intéressants (la contrainte désigne ici $\Delta\sigma/2$) sont présentés dans le tableau 5.7.

Il est important de noter ici que les travaux de Ngoc-Lam Phung concernant les observations de la microstructure se focalisent principalement sur l'émergence des premières bandes de glissement à la surface du matériau (principalement le cuivre et le laiton) et leur évolutions avec la fatigue. La majorité des essais sur le cuivre et le laiton sont donc à très faible contrainte (2 à 3 fois inférieure à la limite d'endurance du matériau à 10^{10} cycles). Compte tenu de ces conditions d'essais, aucune rupture d'échantillons en cuivre et laiton n'a été constatée.

Les observations micrographiques de Chong Wang se concentraient sur l'amorçage et la propagation des fissures et leurs liens avec la température sur le Fer Armco. Il observait également les faciès de rupture. La collaboration avec Chong Wang a donc donné la possibilité de réaliser des essais à des amplitudes de contrainte élevées (du même ordre de grandeur que la limite de fatigue conventionnelle du matériau) et d'observer la rupture de l'échantillon. Les comparaisons entre analyses calorimétriques et rupture d'échantillon dans cette thèse concernent donc surtout le Fer Armco.

Une partie des résultats de Ngoc-Lam Phung, Chong Wang et Nicolas Marti sera présentée à la fin de ce mémoire (principalement les mesures au microscope optique). La lecture de leurs thèses est conseillée pour une analyse microstructurale plus fine des mécanismes de fatigue à l'échelle du grain.

Les caractéristiques des matériaux et des essais ont été détaillées. La suite de ce chapitre présente dans un premier temps une analyse des champs de température observés en VHCF. Les résultats expérimentaux sont ensuite exploités pour analyser la pertinence des concepts de limite de fatigue et d'état cyclique stabilisé.

Le caractère homogène/hétérogène des sources de chaleur permet ensuite d'ana-

Campagne de septembre 2010 (PIMM)
Cuivre sollicité de 15 à 70 MPa avec des blocs de 10^6 et 10^7 cycles. Cuivre sollicité à 55 MPa par bloc jusqu'à $2 \cdot 10^8$ cycles. Cuivre sollicité à 45 MPa par bloc jusqu'à 10^8 cycles. Cuivre sollicité à 35 MPa par bloc jusqu'à 10^9 cycles. Cuivre sollicité à 51 MPa par bloc jusqu'à 10^8 cycles. Cuivre sollicité de 15 à 56 MPa avec des blocs de $2 \cdot 10^7$ cycles.
Campagne de décembre 2010 (PIMM)
Cuivre sollicité à 56 MPa par bloc jusqu'à 10^8 cycles. Cuivre sollicité à 51 MPa par bloc jusqu'à 10^8 cycles. Cuivre sollicité à 46 MPa par bloc jusqu'à $2 \cdot 10^8$ cycles. Cuivre sollicité à 71 MPa par bloc jusqu'à $2 \cdot 10^7$ cycles. Cuivre sollicité de 23 à 85 MPa avec des blocs de 10^7 cycles. Laiton sollicité à 75 MPa par bloc jusqu'à 10^8 cycles. Laiton sollicité de 23 à 85 MPa avec des blocs de 10^7 cycles. Fer Armco sollicité à 85 MPa par bloc jusqu'à $1,5 \cdot 10^7$ cycles. Fer Armco sollicité à 90 MPa par bloc jusqu'à $3,3 \cdot 10^6$ cycles.
Campagne de mars 2011 (PIMM)
Cuivre sollicité à 23 MPa par bloc jusqu'à 10^9 cycles. Cuivre sollicité à 15 MPa par bloc jusqu'à 10^9 cycles. Cuivre sollicité de 23 à 56 MPa avec des blocs de 10^6 et 10^7 cycles. Laiton sollicité de 23 à 85 MPa avec des blocs de 10^6 et 10^7 cycles.
Campagne de avril 2011 (LEME)
Fer Armco sollicité à 120 MPa par bloc jusqu'à 10^9 cycles. Fer Armco sollicité à 120 MPa par bloc jusqu'à $5 \cdot 10^6$ cycles.
Campagne de mars 2012 (PIMM)
Laiton sollicité de 19 à 114 MPa avec des blocs de 10^6 cycles. Cuivre sollicité de 19 à 100 MPa avec des blocs de 10^6 cycles. Cuivre sollicité de 23 à 56 MPa avec des blocs de 10^6 et 10^7 cycles. Laiton sollicité de 23 à 85 MPa avec des blocs de 10^6 et 10^7 cycles. Laiton sollicité de 23 à 100 MPa avec des blocs de 10^6 cycles. Cuivre sollicité de 23 à 100 MPa avec des blocs de 10^6 cycles.

TABLEAU 5.7 – Principaux essais VHCF

lyser puis de comparer la dissipation à la microstructure à l'échelle mésoscopique. La comparaison des essais HCF/VHCF est utilisée pour juger d'un éventuel effet du gradient de contrainte et de la fréquence.

Le chapitre se termine par la présentation de quelques propriétés du bilan d'énergie.

5.3 De l'intérêt d'un passage des températures aux sources de chaleur

5.3.1 État des lieux

L'analyse bibliographique présentée au chapitre 1 a, à plusieurs reprises, rapproché les mesures de contrainte des mesures thermiques en VHCF.

Selon [Xue *et al.*, 2008], les hausses de température sont directement associées au champ de contrainte, une plus forte contrainte provoquant une température plus élevée. Ces hausses de température sont également associées à l'initiation de fissure en fatigue [Ranc *et al.*, 2008, Wagner *et al.*, 2010]. Nous avons cependant vu que les mesures de champs de température en VHCF concernaient principalement des métaux à «faible» diffusivité. Dans ce cas, en effet, les fuites de chaleur restent faibles devant les taux de chaleur absorbée et la puissance calorifique liée à l'intensité des contraintes est donc bien «quasi-directement» reliée à la variation instantanée de température.

Dans le cas des essais VHCF réalisés dans cette thèse, certains des matériaux sollicités (cuivre, laiton) ont une diffusivité thermique élevée. Il nous semble intéressant de voir le rôle de la diffusivité thermique sur le lien «température-contrainte» dans cette situation.

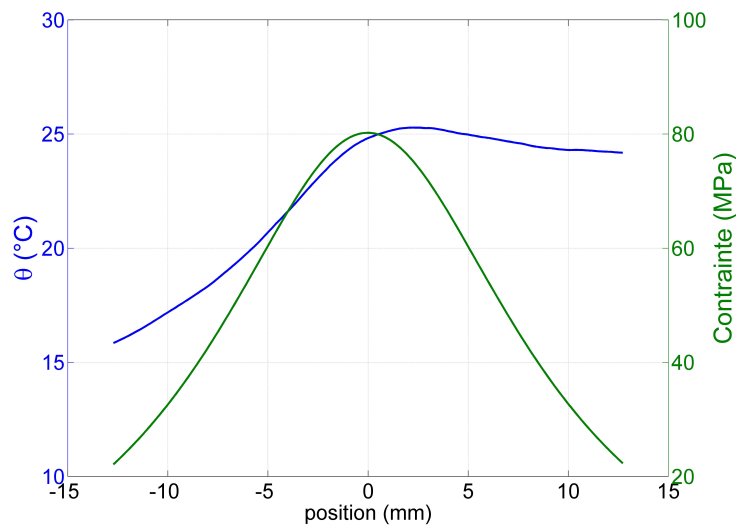


FIGURE 5.7 – Comparaison entre profil de contrainte et de température en VHCF sur un échantillon en cuivre sollicité à 80 MPa et 10^6 cycles

Sur la figure 5.7, on peut voir le chargement appliqué à un échantillon en cuivre et son profil de température. On remarque que le chargement est symétrique par rapport au centre de l'échantillon. Par contre le champ de température observé ne l'est pas. On ne constate pas de corrélation directe entre la température et la contrainte.

Cela se justifie d'une part par le fait que les conditions d'échange thermique lors des essais VHCF ne sont pas symétriques (une extrémité de l'échantillon vissée sur la sonotrode, l'autre libre de contact) et d'autre part, par le fait que le matériau a une diffusivité thermique élevée.

En effet, dans le cas des métaux peu diffusifs (par exemple pour un acier $13 \cdot 10^{-6}$ m²/s) les sources de chaleur ont un lien fort avec la hausse de température ce qui

n'est rapidement plus le cas concernant les matériaux à diffusivité thermique élevée (par exemple pour du cuivre $114 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$).

On peut d'ailleurs très bien imaginer qu'une même source de chaleur très élevée localement (causée par exemple par une initiation de fissure), et pour des conditions initiales et aux limites identiques, provoque :

- dans le cas d'un matériaux à faible diffusivité thermique, une hausse de température très élevée localement et très facilement détectable
- dans le cas d'un matériaux à diffusivité thermique élevée où la chaleur diffuse vite, une hausse de température difficilement visible localement

Le caractère diffusif de la chaleur est un aspect à ne pas ignorer. Les conditions aux limites ont également un rôle essentiel sur le champs de température. C'est l'objet de la suite de cette étude.

5.3.2 Un premier pas vers les sources de chaleur en VHCF

On présente ici une première approche utilisée pour comprendre les phénomènes calorifiques en jeu lors des essais VHCF. Elle illustre le fait que *la température n'est pas un indicateur totalement intrinsèque au comportement du matériau*. En effet, la température dépend de l'intensité des sources de chaleur mais aussi de la conduction dans le matériau et des conditions aux limites.

Il est important de noter que l'opérateur de l'équation de la chaleur (et les modèles qui en découlent) est un *opérateur linéaire*. Par conséquent il est possible d'utiliser le *principe de superposition*. En d'autres termes, si l'on décompose une source de chaleur $s = s_1 + s_2$, la variation de température sera égale à la somme des variations de températures engendrées par chacune de ces sources $\theta = \theta_1 + \theta_2$.

Dans cette étude nous cherchons à supprimer les effets de l'environnement extérieurs sur la température d'un échantillon sollicité pour observer uniquement l'échauffement propre au comportement du matériau. Ainsi nous définissons θ_{ss} la variation de température sans source de chaleur ($s_{ss} = 0$) provoqué par les effets de l'environnement extérieur. Il est important de noter que le fait que la source de chaleur soit nulle n'implique pas une variation de température nulle. La variation de température uniquement due aux sources de chaleur dans le matériau est définie par θ_{as} . On peut alors écrire que

$$s = s_{as} + s_{ss} = s_{as} + 0 \quad (5.1)$$

et

$$\theta = \theta_{as} + \theta_{ss} \quad (5.2)$$

À titre d'exemple, prenons le modèle de diffusion de la chaleur 1D que l'on écrit sous la forme d'un problème aux dérivées partielles. En utilisant le principe de superposition, ce système

$$\begin{cases} \frac{\dot{\bar{\theta}}}{\tau^{1D}} + \frac{\bar{\theta}}{\rho C} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \\ \bar{\theta}(x, t = 0) \\ \bar{\theta}(x = \pm L/2, t) \end{cases} \quad (5.3)$$

peut être décomposé en somme de deux sous-systèmes où apparaissent des conditions initiales et aux limites de type Dirichlet

$$\begin{cases} \dot{\bar{\theta}}_{ss} + \frac{\bar{\theta}_{ss}}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}_{ss}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}_{ss}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) = 0 \\ \bar{\theta}_{ss}(x, t = 0) = \bar{\theta}(x, t = 0) \\ \bar{\theta}_{ss}(x = \pm L/2, t) = \bar{\theta}(x = \pm L/2, t) \end{cases} \quad (5.4)$$

$$+ \begin{cases} \dot{\bar{\theta}}_{as} + \frac{\bar{\theta}_{as}}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}_{as}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{\theta}_{as}}{\partial x} \frac{S'}{S} \right) = \frac{\bar{s}}{\rho C} \\ \bar{\theta}_{as}(x, t = 0) = 0 \\ \bar{\theta}_{as}(x = \pm L/2, t) = 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

Les variations de température $\bar{\theta}_{as}$ et $\bar{\theta}_{ss}$ peuvent être alors obtenues en résolvant chacun de ces systèmes (par différences finies par exemple) dans le cas où les conditions initiales et aux limites ainsi que les sources de chaleur sont connues, ce qui est rarement le cas.

Dans la pratique, on mesure une variation de température expérimentale $\bar{\theta}$. À partir de ces mesures, on peut en déduire $\bar{\theta}_{ss}$ car les conditions aux limites et initiales sont connues. Le terme $\bar{\theta}_{as}$ est alors obtenu par soustraction $\bar{\theta}_{as} = \bar{\theta} - \bar{\theta}_{ss}$.

On peut voir par exemple sur la figure 5.8 une variation de température observée sur un échantillon en cuivre lors d'un essai ultrasonique. On rappelle que dans ce type d'essai la situation thermique est complexe. D'une part, un flux d'air impose une convection forcée sur la surface de l'échantillon. D'autre part, les échanges par conduction ne sont pas symétriques. En effet, une extrémité de l'échantillon est vissée sur le système piézoélectrique alors que l'autre extrémité est libre.

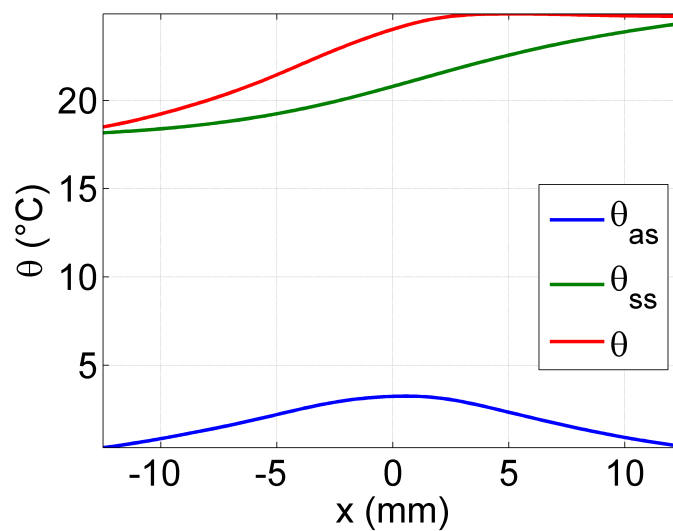


FIGURE 5.8 – Décomposition de la variation de température observée à t fixé. En rouge la variation de température mesurée, en bleu et vert sa décomposition

Comme on peut le voir, la variation de température est plus forte du côté de

l'extrémité libre de l'échantillon et plus faible au niveau de la fixation. Cependant, si l'on s'intéresse à la décomposition de cette température, on constate que la variation de température $\bar{\theta}_{as}$ provoquée par les sources de chaleur est plus forte dans le centre de l'échantillon, là où la contrainte imposée est plus forte.

Par conséquent, les sources de chaleur sont plus pertinentes pour caractériser le comportement du matériau. Ce type d'approche peut naturellement être généralisé en 2D et 3D. Si l'analyse des mécanismes de déformation en fatigue est plus intéressante en terme d'énergie que de température, à cause des effets régularisant de la diffusion, il n'en reste pas moins que la température conserve (voir le chapitre 2) son statut de première variable d'état.

Dans la suite de ce chapitre, il est important de noter que les puissances volumiques (en W.m^{-3}) et les énergies volumiques (en J.m^{-3}) seront généralement divisées par ρC pour obtenir des résultats exprimés en ($^{\circ}\text{C.s}^{-1}$) ou ($^{\circ}\text{C}$). Ce changement d'unité donne des ordres de grandeur qui facilitent la compréhension des résultats et la comparaison des effets calorimétriques entre chaque matériau.

Dans le cas des résultats VHCF, les valeurs moyennes au centre de l'échantillon de la dissipation et de la température ont été calculées (de façon arbitraire) à partir de moyenne centrée sur 8 mm (4 mm de chaque côté du centre de l'échantillon) des profils de dissipation et de température.

5.4 Limite de fatigue, stabilité cyclique et cinétique

La limite de fatigue conventionnelle que l'on utilise dans le milieu industriel est généralement déterminée à partir de l'asymptote horizontale à la courbe SN construite sur un intervalle supérieur à la durée de vie envisagée d'une pièce (typiquement 10^7 cycles). La pièce ne subira pas de rupture tout simplement parce qu'il est improbable qu'elle subisse un nombre de cycles assez grand pour provoquer cette rupture.

La littérature [Bathias, 1999, Mughrabi, 2002] montre d'ailleurs qu'une rupture peut intervenir pour des contraintes inférieures à la limite de fatigue conventionnelle dans le domaine de la VHCF. L'existence d'une limite de fatigue pour un nombre de cycles infini a alors été posée. Plusieurs approches ont été abordées pour répondre à cette question. La réalisation d'une courbe SN sur un nombre de cycles infini n'étant pas possible, d'autres critères pour déterminer cette limite ont été nécessaires.

Une première approche aborde cette limite comme la contrainte pour laquelle il n'y a pas de phénomènes irréversibles [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007] d'un point de vue mécanique. La limite consiste alors à déterminer la contrainte minimum nécessaire pour voir l'émergence de bandes de glissement persistantes à la surface de l'échantillon. En dessous de cette contrainte, le matériau a un comportement réversible d'un point de vue mécanique. On peut d'ailleurs mentionner les travaux de Ngoc-Lam Phung qui a montré que les premières bandes de glissement sur le cuivre apparaissaient au bout de 10^{10} cycles à une amplitude de contrainte de 35 MPa. Ces résultats se rapprochent d'ailleurs des travaux de [Stanzl-Tschegg et Schönbauer, 2010], qui observent des bandes de glissements à 45 MPa après $2,7 \cdot 10^8$ cycles.

Une seconde approche se focalise également sur les aspects mécaniques. La limite de fatigue est atteinte lorsque le comportement mécanique et la boucle d'hystérésis

du matériau sont les mêmes d'un cycle à l'autre. Le matériau est alors dans un état cyclique stabilisé d'un point de vue mécanique. L'état mécanique du matériau est le même cycle après cycle quel que soit le nombre de cycles atteint. Le matériau est alors dans une situation de comportement élastique (pas de dissipation ni d'énergie stockée à chaque cycle) ou d'accommodation plastique (avec des énergies dissipée et stockée à chaque cycle constantes).

5.4.1 Existence d'une limite de fatigue

La limite de fatigue caractérise un domaine de chargement où la durée de vie est infinie, nous supposons dans un premier temps que ce domaine est associé à une absence totale de dissipation intrinsèque.

On propose dans un premier temps d'utiliser les résultats expérimentaux pour voir si il existe une contrainte en dessous de laquelle le comportement est réversible d'un point de vue thermodynamique (dissipation nulle). On peut notamment s'intéresser aux effets dissipatifs en dessous de 35 MPa dans le cas du cuivre où aucune bande de glissement n'apparait à la surface de l'échantillon. Si le matériau apparait comme réversible mécaniquement, il est intéressant de contrôler qu'il est également réversible thermodynamiquement.

Dans cette optique, des essais balayant plusieurs contraintes ont été mis en place en VHCF. Cette démarche a été menée sur le cuivre et sur le laiton.

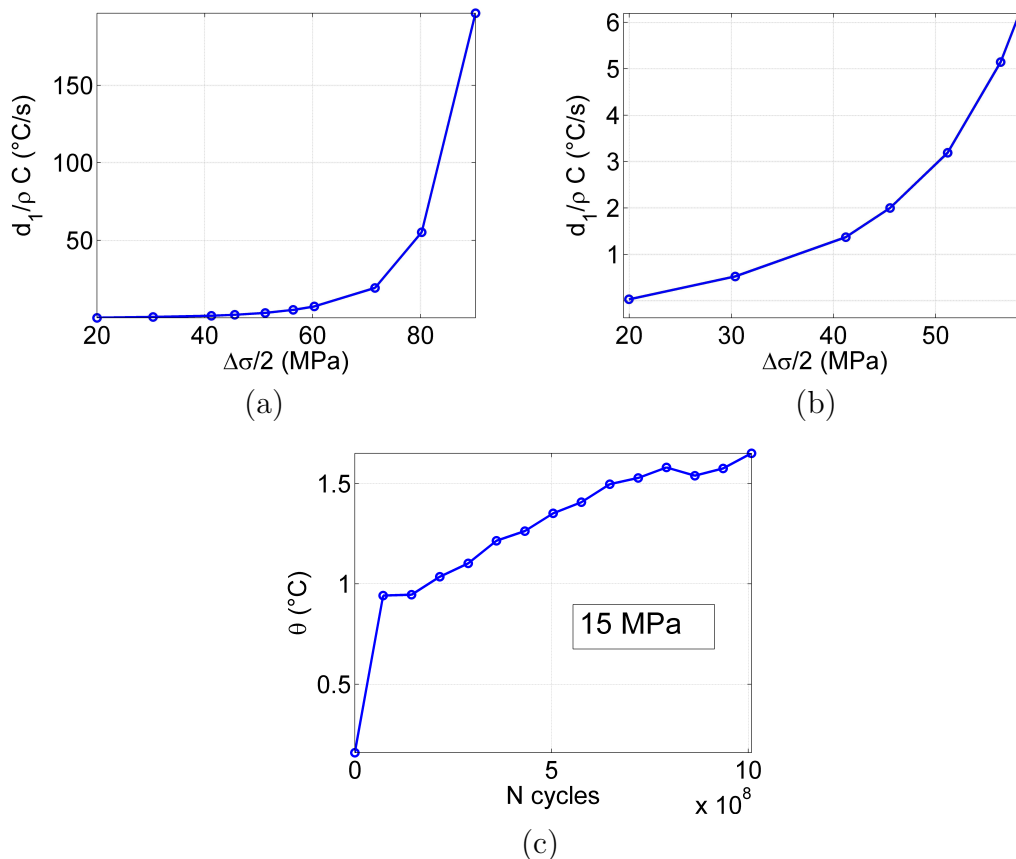


FIGURE 5.9 – VHCF : Cuivre, évolution de la dissipation moyenne au centre de l'échantillon avec la contrainte - Vue globale (a) et à faible contrainte (b). (c) évolution de la température moyenne au centre de l'échantillon pendant 10^9 cycles à 15 MPa

On peut voir sur les figures 5.9(a,b) et 5.10(a,b) des ordres de grandeur des dissipations moyennes au centre de l'échantillon pour chaque contrainte imposée du cuivre et du laiton. Une dissipation était toujours constatée quelle que soit la contrainte appliquée. La valeur de la dissipation avec le nombre de cycles obtenue est plus basse à faible contrainte qu'à forte contrainte mais jamais nulle. Dans le cas du cuivre, des effets dissipatifs sont mesurés en dessous de 35 MPa.

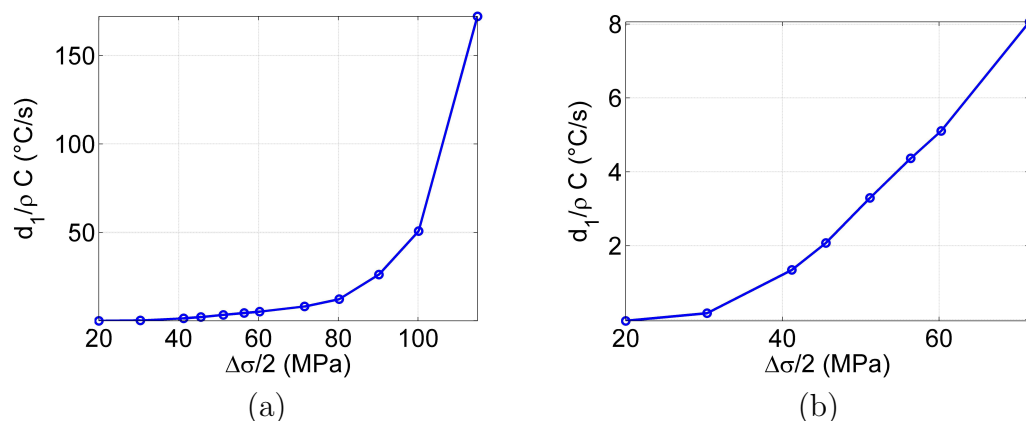


FIGURE 5.10 – VHCF : Laiton, évolution de la dissipation moyenne au centre de l'échantillon avec la contrainte - Vue globale (a) et à faible contrainte (b)

À très faible contrainte (< 20 MPa), la détermination de la dissipation devient délicate compte tenu du faible signal thermique et du contexte d'échange thermique complexe des essais ultrasoniques. Cependant, on peut remarquer qu'à la contrainte minimum de notre système de 15 MPa (voir figure 5.9(c)), une augmentation monotone de la température a été constatée sur le cuivre. Cette augmentation de température ne peut pas s'interpréter directement comme une augmentation de la dissipation mais pose de réels doutes sur le fait que les effets dissipatifs soient nuls. Il est d'ailleurs nécessaire d'effectuer un grand nombre de cycles (ici 10^9 cycles) pour observer une hausse significative de la température moyenne au centre de l'échantillon. Il faut cependant rester prudent quant à ce dernier résultat car l'acquisition d'une température sur une aussi grande durée est discutable (10^9 cycles équivaut à 14h). On peut par exemple se demander si l'on est réellement en mesure de conserver les conditions d'échanges thermiques constantes sur cet intervalle de temps.

La possibilité d'un comportement purement réversible thermodynamiquement, dans le domaine de sollicitation de nos moyens expérimentaux, est selon nous exclue (même en dessous du seuil d'apparition des bandes de glissement en surface d'échantillon de 35 MPa pour le cuivre) compte tenu des dissipations observées à tous les niveaux de contrainte (figures 5.9(a,b,c) et 5.10(a,b)). Ce résultat montre que de la microplasticité existe dans le matériau même pour des contraintes plusieurs fois inférieures à la limite d'élasticité macroscopique du matériau et de la limite de fatigue conventionnelle. On peut également ajouter que l'absence de bandes de glissement en surface n'est pas un critère suffisant pour affirmer qu'aucune microplasticité existe dans le volume du matériau.

5.4.2 Stabilité cyclique

On vient de voir que les matériaux étudiés n'avaient pas de comportement purement réversible. Il reste cependant la possibilité de voir si le matériau converge vers un état cyclique stabilisé, au sens où le matériau repasserait périodiquement par le même état thermodynamique, de cycle en cycle jusqu'à l'infini. Il est par conséquent nécessaire d'observer l'évolution, avec le nombre de cycles, des énergies stockées et dissipées contenues dans la boucle d'hystérésis (voir la section 2.10.1 page 37).

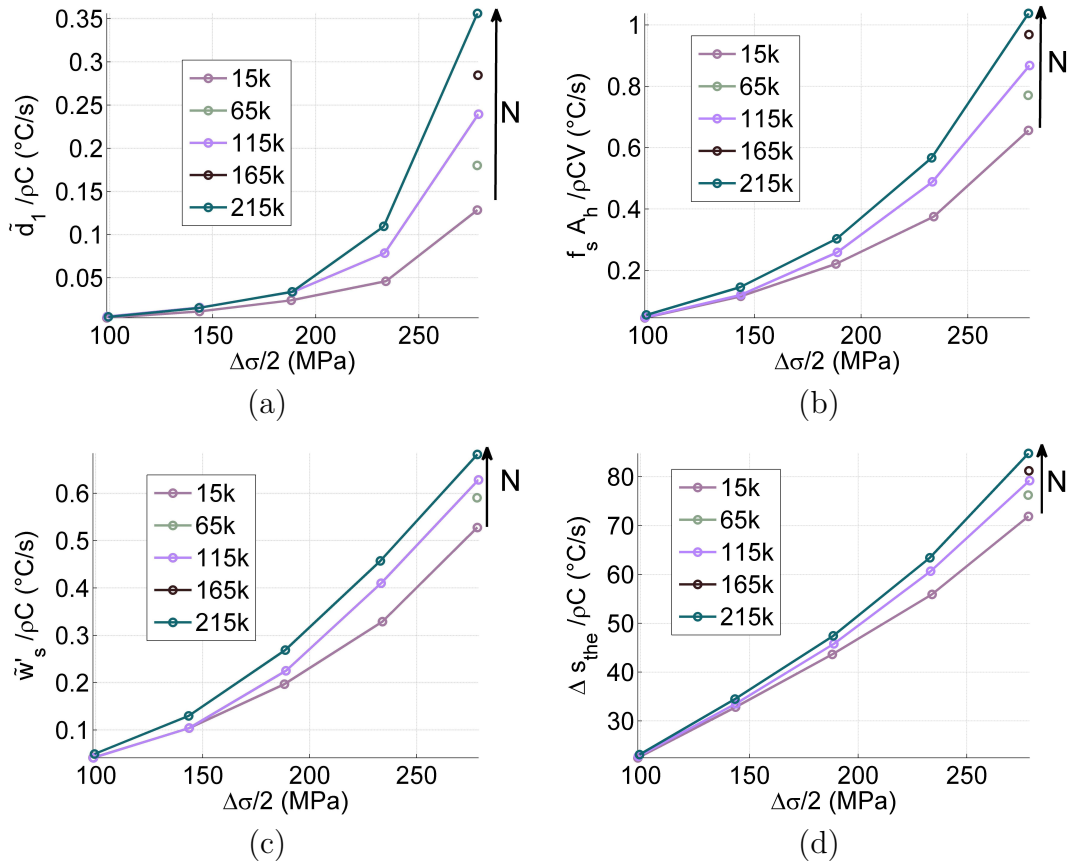


FIGURE 5.11 – HCF : DP600, évolution avec le nombre de cycles de la dissipation (a), l'aire de la boucle d'hystérésis (b), la puissance stockée par cycle (c) et de la source thermoélastique (d)

Les observations présentées par la suite concernent l'acier DP600 en HCF. Sur la figure 5.11(a), on peut voir la réponse dissipative du matériau en fonction du chargement et de l'état de fatigue du matériau. On constate que la dissipation augmente avec le nombre de cycles quel que soit le chargement imposé. De plus, l'aire de la boucle d'hystérésis (voir la figure 5.11(b)) augmente également. L'énergie stockée, comme les deux énergies précédentes, s'accroît également (voir la figure 5.11(c)). Si l'on regarde ensuite l'évolution de la source thermoélastique (voir figure 5.11(d)), on remarque qu'elle augmente avec le nombre de cycles. Cette non stabilité des réponses énergétiques est interprétée comme le signe d'une évolution (cinétique) des effets de fatigue. En nous appuyant sur la description des essais (décrite page 85), nous considérons que les réponses dissipatives obtenues à différents niveaux de contraintes pour la série de mini blocs d'étendues croissantes constituent la signature dissipative du

matériau à état de fatigue constant alors que la dérive de cette signature lors du bloc à 100000 cycles illustre la cinétique de fatigue.

Des comportements différents au DP600 ont cependant été remarqués. Par exemple pour les essais réalisés en collaboration avec Peugeot sur l'acier XC70, on a remarqué que la dissipation augmentait dans un premier temps pour diminuer par la suite, une nouvelle hausse se présentait à l'approche de la rupture (voir figure 5.12(a)). Ces résultats ont été déterminés en début de thèse et à l'époque, la réponse mécanique de l'échantillon n'était pas sauvegardée. Nous avons donc ici uniquement la réponse dissipative du matériau et non l'évolution de la boucle d'hystérésis et de l'énergie stockée.

Pour les essais HCF sur le cuivre à 50.2 Hz, la première série bloc de chargement a une dissipation et une boucle d'hystérésis plus forte que pour les chargements suivants (voir les figures 5.12(b) et 5.12(c)). Par la suite, la dissipation et la boucle d'hystérésis sont stables (voir la figure 5.12(d)). Il est intéressant de voir que l'on a une diminution puis une stabilisation de la dissipation et de l'aire de la boucle d'hystérésis alors que l'énergie stockée par cycle reste constante.

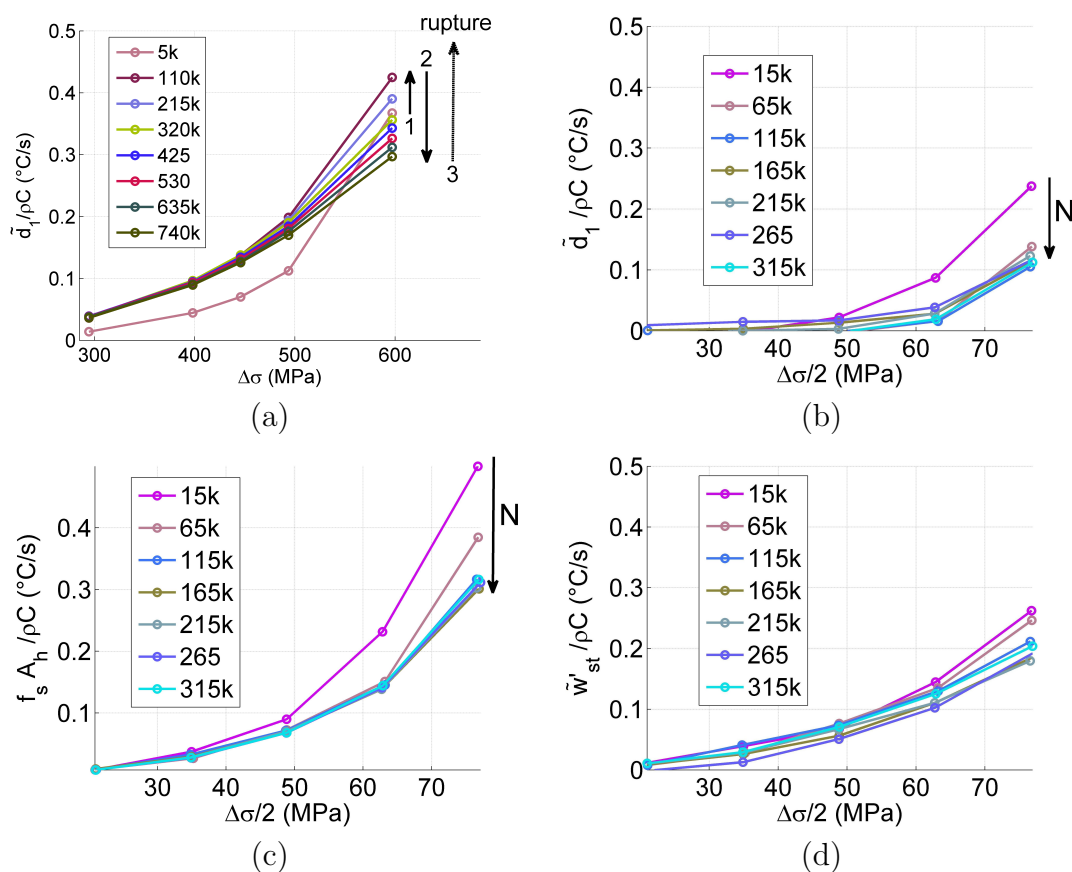


FIGURE 5.12 – HCF : acier XC70 évolution de la dissipation (a) , HCF : cuivre évolution de la dissipation (b), de la puissance de déformation par cycle (c) et de la puissance stockée par cycle (d)

Le cuivre a un comportement qui semble stable en fatigue HCF. Des essais de fatigue en VHCF ont alors été menés afin d'atteindre rapidement un nombre de cycles élevés et de s'assurer de cette stabilité. On a alors constaté une augmentation de la température et de la dissipation durant toute la durée de l'essai (voir figure 5.13(a))

et (b)) quel que soit le chargement imposé. On peut également remarquer que l'augmentation de la dissipation est plus faible pour les plus faibles contraintes. Il n'y a pas de stabilisation de la température et de la dissipation.

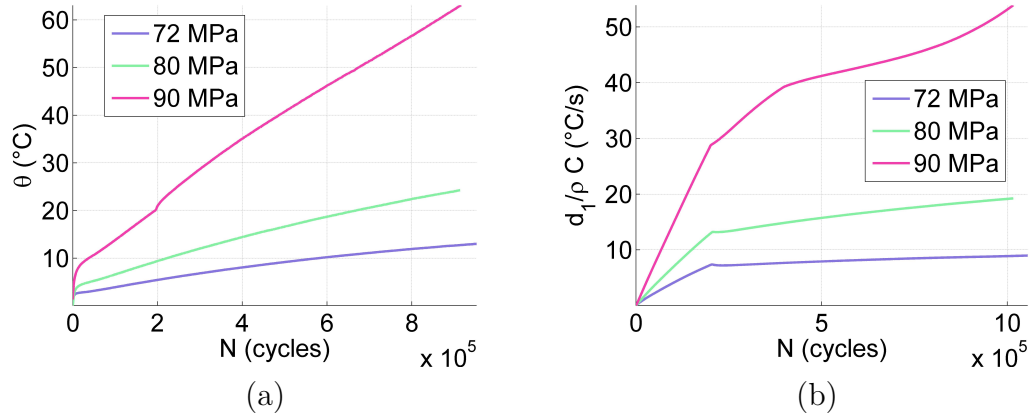


FIGURE 5.13 – VHCF : cuivre, évolution de la température (a) et de la dissipation (b) moyenne au centre de l'échantillon pendant 10^6 cycles pour plusieurs contraintes

Une autre façon d'illustrer la cinétique de fatigue en VHCF est d'étudier l'effet de l'histoire de chargement sur la dissipation en reprenant deux fois la série de blocs croissants comme cela a été fait en quasi-statique (HCF). Cinq blocs de chargement allant de 24 à 56 MPa d'une durée de 10^6 cycles ont été imposés sur un échantillon en cuivre. Le même type de chargement d'une durée de 10^7 cycles pour chaque bloc a ensuite été appliqué. L'histoire de chargement de l'échantillon peut être observé dans le tableau 5.8.

n° d'essai	$\Delta\sigma/2$ (MPa)	N (cycles)
1	24	10^6
2	37	10^6
3	46	10^6
4	51	10^6
5	56	10^6
6	24	10^7
7	37	10^7
8	46	10^7
9	51	10^7
10	56	10^7

TABLEAU 5.8 – VHCF : Histoire de chargement d'un échantillon en cuivre

La figure 5.14 présente l'évolution de la dissipation moyenne au centre de l'échantillon avec le nombre de cycles pour chacun de ces blocs. Les cinq premiers blocs avaient pour objectif de connaître un ordre de grandeur de la réponse dissipative du matériau. On retrouve ici que le matériau dissipe plus de chaleur à contrainte plus élevée.

Si l'on regarde deux blocs de sollicitation à même contrainte, on peut constater que la fin du bloc à 10^6 cycles est inférieure à celle de 10^7 cycles. Ceci ce traduit

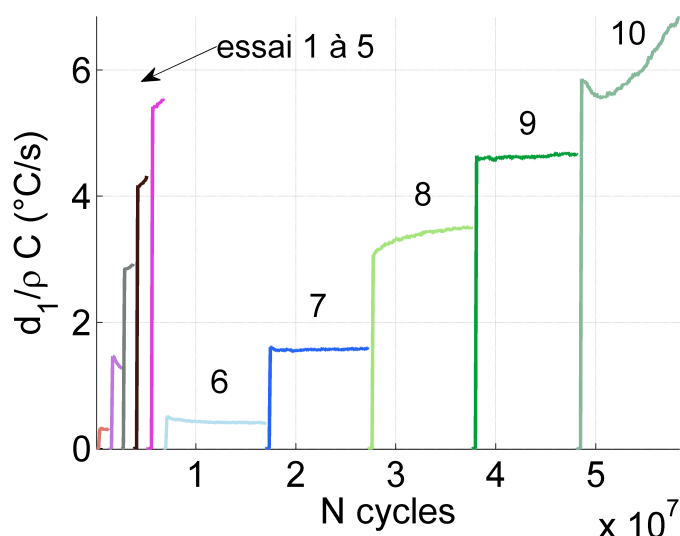


FIGURE 5.14 – VHCF : dissipation moyenne au centre de l'échantillon d'une éprouvette en cuivre sollicité successivement à plusieurs contraintes

par le fait que les blocs intermédiaires ont fait progresser l'activité plastique dans le matériau.

Dans le cas du laiton en VHCF, les mesures de température (voir figure 5.15(a)) et de dissipation sur le laiton en VHCF ont montré des résultats du même genre que ceux du cuivre en VHCF. On n'atteint pas d'état dissipatif et thermique stable. Cependant il faut reconnaître que l'augmentation de la température est beaucoup moins franche pour ce matériau au bout de 10^8 cycles à 75 MPa. On pourrait à ce stade espérer que le matériau soit dans un état cyclique stable, cependant, lorsque l'on observe la dissipation moyenne au centre de l'échantillon (voir figure 5.15 (b)) on voit qu'elle augmente. L'état du matériau évolue, on réalise ici que l'utilisation d'un modèle de diffusion de la chaleur 0D est trop grossière pour rendre compte de l'évolution de la dissipation.

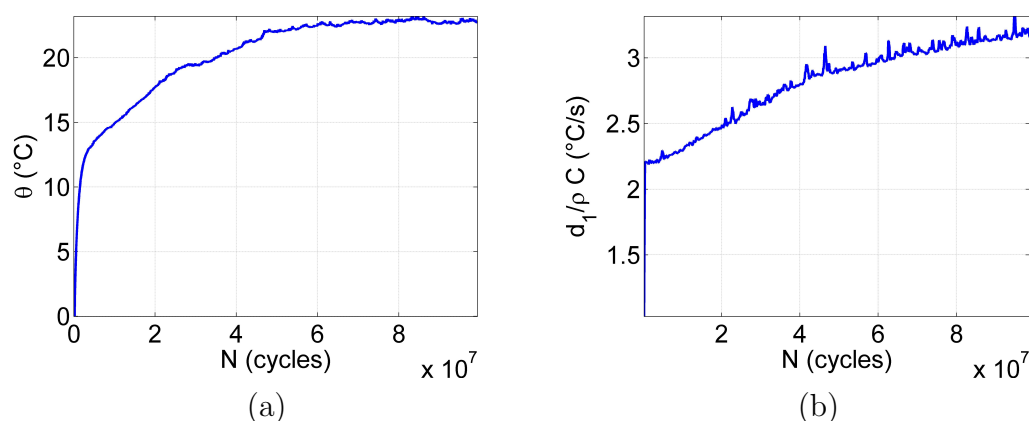


FIGURE 5.15 – VHCF : laiton, variation de la température (a) et de la dissipation (b) moyenne au centre de l'échantillon pendant 10^8 cycles à 75 MPa

Concernant le Fer Armco, la variation de température et la dissipation (voir figure 5.16(a) et (b)) lors des essais VHCF ont montré que la température et la dissipa-

tion tendaient à se stabiliser. Il est cependant nécessaire de nuancer ces propos car d'une part peu d'essais longs ont été réalisés et d'autre part certaines difficultés pour conserver un débit d'air constant au niveau du système de refroidissement du système piézoélectrique ont été rencontrées lors de ces essais. De plus, les températures en jeu sur ce matériau sont élevées. Le temps d'intégration de la caméra IR était donc faible pour éviter une saturation du capteur IR. La précision sur la température est par conséquent plus grossière comparée aux essais VHCF sur le laiton et le cuivre.

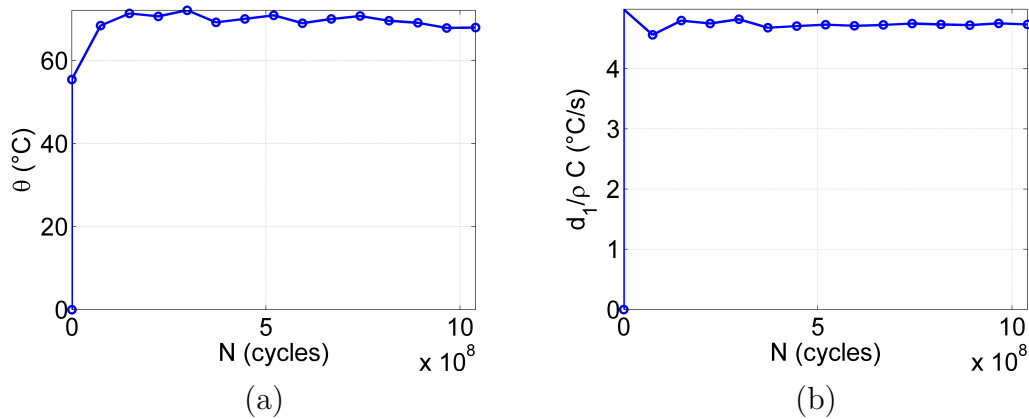


FIGURE 5.16 – VHCF : Fer Armco, variation de température (a) et de dissipation (b) moyenne au centre de l'échantillon pendant 10^9 cycles à 120 MPa

Les résultats expérimentaux ont montré l'existence d'une dissipation pour chaque matériau étudié quel que soit le chargement imposé. Il n'y a pas de comportement réversible.

En HCF, on a constaté que les aciers DP600 et XC70 ne tendaient pas vers un état cyclique stable, contrairement au cuivre.

Dans le cas du DP600, l'augmentation monotone de la dissipation peut se traduire par un accroissement de la microplasticité avec le nombre de cycles. On observe également une augmentation de l'énergie stockée par cycle et une augmentation de l'aire de la boucle d'hystérésis. Il n'y a ni adaptation élastique ni accommodation plastique.

Concernant le XC70, on constate d'abord une augmentation de la dissipation suivie d'une diminution progressive, puis d'une augmentation rapide précédant la rupture. On peut dire que ce matériau s'adapte élastiquement dans un premier temps mais ne réussit pas à converger vers un comportement cyclique stable. Le matériau dissipe de plus en plus jusqu'à rupture. D'un point de vue matériau, cela se traduit par la présence de microplasticité dans le matériau qui n'est pas toujours active. En effet, les sites où se développe l'activité microplastique sont répartis spatialement dans l'échantillon et il n'est pas exclu qu'un site actif existant en début d'essai soit toujours actif plusieurs milliers de cycles plus tard.

Le cuivre a été le seul matériau sollicité à la fois en HCF et VHCF. En HCF, les énergies dissipées, stockées et la boucle d'hystérésis convergeaient rapidement vers un état cyclique stable. À première vue, on peut dire que le cuivre s'adapte élastiquement dans un premier temps et ensuite s'accommode plastiquement. Il est important de noter ici que les contraintes appliquées sur le cuivre sont toutes en dessous de la limite de durée à 10^{10} cycles de 90 MPa. Ce comportement stabilisé a d'ailleurs

été constaté par [Berthel, 2007] sur l'acier DP600 en fatigue HCF pour des contraintes en dessous de la limite de fatigue conventionnelle de cet acier.

Cependant si l'on sollicite ce cuivre à une fréquence plus élevée pour atteindre rapidement un grand nombre de cycles, on observe que le cuivre a une dissipation qui augmente, idem pour le laiton. Cette augmentation de la dissipation montre que le matériau a une activité plastique qui s'accroît.

Cette différence de comportement du cuivre en HCF et VHCF peut s'expliquer par le fait que la hausse de la dissipation et de température soit hors de portée de notre système de mesure en HCF sur la durée des essais.

Enfin le fer Armco a montré une dissipation stable à 120 MPa sur plus de 10^9 cycles en VHCF, on pourrait alors s'attendre à un état cyclique stable pour lequel le matériau a une limite de fatigue infinie. Cependant, des ruptures d'échantillons ont été constatées à des contraintes inférieures à celle-ci sur d'autres échantillons. Une forte dispersion sur le nombre de cycle à rupture entre les différents échantillons a d'ailleurs été constatée sur ce matériau. Comme pour le cuivre, il est possible qu'il y a bien une progression de la microplasticité pendant la sollicitation mais qu'elle n'est pas clairement visible par le biais de la dissipation et de la température.

Les résultats ont montré qu'il y a des mécanismes dissipatifs pour des amplitudes de contraintes inférieures à la limite d'élasticité macroscopique et de fatigue conventionnelle du matériau. On a également constaté, pour la plupart des matériaux, qu'il n'y a pas d'état cyclique stable. L'état du matériau évolue avec le nombre de cycles quelle que soit l'amplitude de contrainte imposée.

La présence de dissipation et son augmentation ainsi que l'absence d'état stabilisé signifient qu'il n'y a pas de limite de fatigue. Si cette limite de fatigue existe, elle est plus faible que la contrainte minimum de sollicitation de nos moyens expérimentaux.

Les précédents résultats ont montré les évolutions avec le nombre de cycles des différentes énergies moyennes dans le volume de l'échantillon. La suite de ce chapitre présente les distributions de la dissipation.

5.5 Localisation des effets dissipatifs en fatigue

On s'intéresse maintenant au caractère homogène/hétérogène des champs de source de chaleur qui ont été observés lors des essais. Dans le cas de la HCF, les échantillons ont une zone utile de section constante. Par conséquent, le champ des contraintes développées dans cette zone utile est homogène. Cependant, selon [Benzerga *et al.*, 2005], les champs d'énergie dissipée et stockée dans le matériau peuvent être localement hétérogènes même si le chargement est homogène. Il nous semble intéressant de savoir si notre système d'acquisition IR est en mesure de distinguer une hétérogénéité de la dissipation.

Pour les essais VHCF, les échantillons ont une amplitude de contrainte imposée plus élevée en leur centre. Dans ce cas, il nous paraît intéressant de voir si la concentration de contrainte est suffisante pour accentuer les effets dissipatifs uniquement dans cette zone.

Tout d'abord, il a été observé que les champs de sources thermoélastiques restent quasiment homogènes lors des essais de fatigue HCF. Sur la figure 5.17, on peut voir une source thermoélastique moyenne de 73°C , l'écart type est de 2.7°C soit 3.6% de la valeur moyenne. Cela signifie que la zone utile est soumise à un champ de contrainte

globalement homogène, ce qui est logique pour ce type de chargement «simple» qu'est la fatigue en traction-compression.

Par contre, si l'on observe le champs de dissipation, on remarque que des zones dissipent plus que d'autres, le champ de dissipation est hétérogène et ce dès le début du chargement (voir figure 5.17). Cette hétérogénéité est toujours présente même pour des états de fatigue plus avancé. On peut par exemple voir sur les figures 5.17 et 5.18 le champs de dissipation d'un échantillon en DP600 pour un nombre de cycles allant de 65000 cycles à 525 000 cycles.

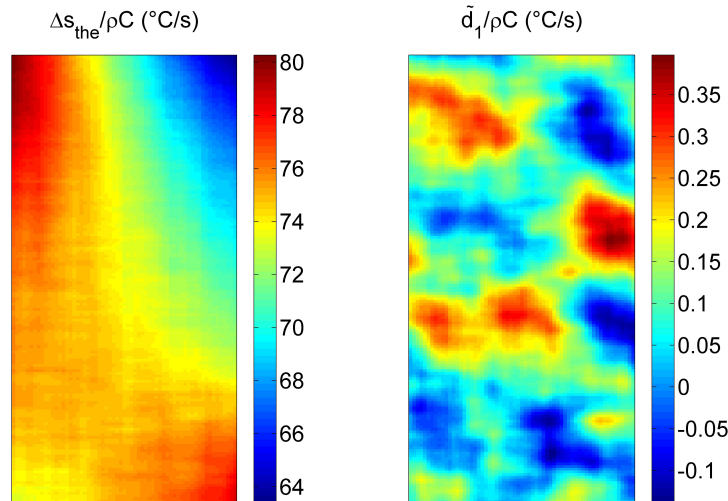
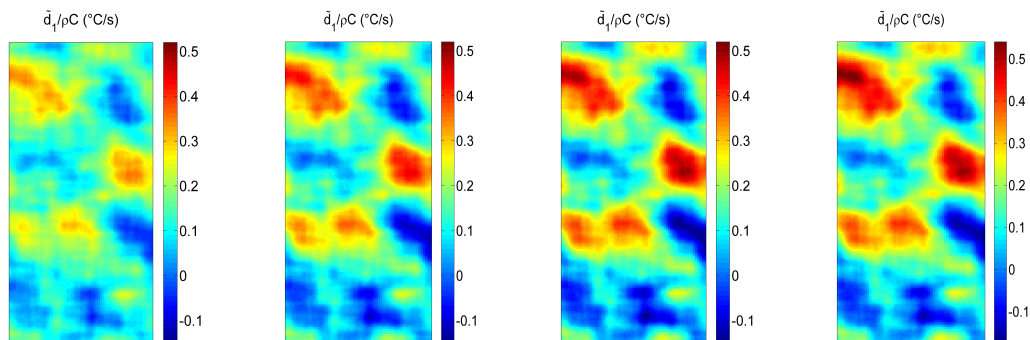


FIGURE 5.17 – HCF : DP600, (a) champs de la source thermoélastique, moyenne=73°C/s, écart type=2.7°C/s et (b) de dissipation à 560 MPa à 65k cycles



(a) 180 000 cycles (b) 295 000 cycles (c) 410 000 cycles (d) 525 000 cycles

FIGURE 5.18 – Champs de dissipation d'un échantillon en DP600 sollicité à 560 MPa, même échelle de couleur pour chaque image

La figure 5.19 représente le champ de dissipation observé en VHCF calculé à partir du champ de température à l'intérieur du rectangle noir affiché sur l'échantillon. On remarque que la dissipation maximum n'est pas maximum là où la contrainte est maximum (ligne noire). On peut même observer que des zones dissipatives sont éloignées du lieu où règne cette contrainte maximum.

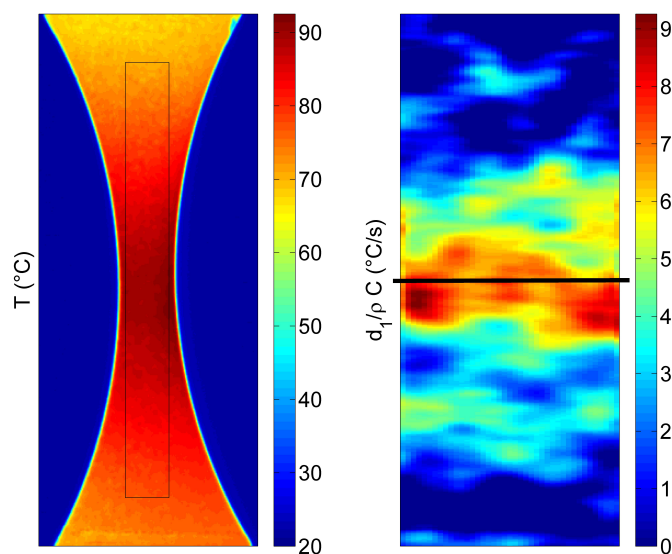


FIGURE 5.19 – VHCF : Fer Armco, rupture après $5 \cdot 10^6$ cycles à 120 MPa. Champs de dissipation en début d'essai

Nous avons vu que des hétérogénéités de dissipation apparaissent en HCF même si le chargement appliqué sur la zone utile est homogène. On peut ajouter que dans le cas de la VHCF, la concentration de contrainte au centre de l'échantillon n'est pas suffisante pour avoir la dissipation maximum en ce point. Une hétérogénéité est toujours observable sur l'échantillon.

On peut en déduire que la contrainte à l'échelle macroscopique n'est pas le seul paramètre qui influence le comportement dissipatif du matériau. En effet le matériau peut présenter localement des caractéristiques mécaniques plus faibles ou une hétérogénéité de l'activité microplastique qui se révèle sous la forme d'hétérogénéités dissipatives.

On peut également se poser la question de la connaissance du chargement réellement imposé dans le cas de la VHCF qui est calculé via l'hypothèse d'un comportement élastique qui est par définition non dissipatif.

La suite de ce paragraphe se consacre à une analyse qui modélise des effets dissipatifs à l'échelle microscopique et propose d'expliquer la présence de ces hétérogénéités dissipatives mesurées à l'échelle de la caméra IR. Cette étude s'inspire des travaux détaillés dans [Chrysochoos *et al.*, 2011].

Les effets d'échelle propres à notre système de mesure sont caractérisés dans la suite de cette étude. On considère dans ce travail que les sources de chaleur sont d'une taille de l'ordre de grandeur des bandes de glissement persistantes c'est-à-dire le μm , et que la caméra IR mesure une température à une échelle de 0.1 mm/pixel dans notre contexte expérimental.

On choisit ici (voir figure 5.20) que

- la zone utile d'un échantillon de section constante et de taille de $L \times l = 50 \times 10 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur $e = 2 \text{ mm}$.
- une taille de grain de $10 \mu\text{m}$
- des sources de chaleur provenant des BGP d'une taille de $1 \mu\text{m}$.

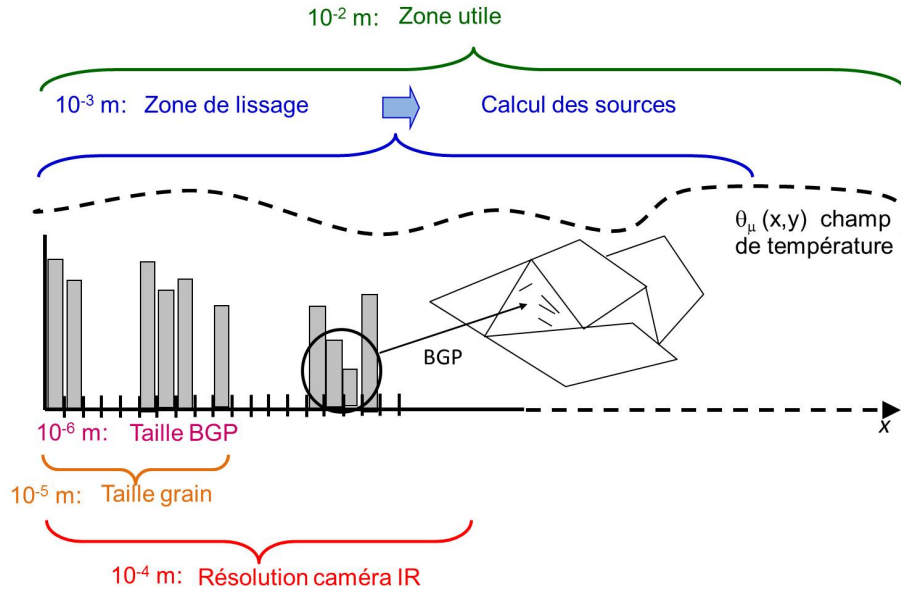


FIGURE 5.20 – Longueurs caractéristiques des sources de chaleur et du procédé de mesure et de traitement de la température [Chrysochoos *et al.*, 2011]

- une taille de pixel de la caméra IR de l'ordre de 0.1 mm/pixel
- à titre indicatif, une longueur caractéristique au lissage spatiotemporel de la température de l'ordre de 1 mm.

Afin de se rapprocher d'un contexte expérimental, on répartit aléatoirement des grains «actifs/inactifs» sur la surface de l'échantillon. Chaque grain activé contient également une répartition aléatoire de BGP/sources de chaleur.

Nous sommes alors en mesure de calculer la variation de la température à l'échelle microscopique $\bar{\theta}_\mu$ à partir du système suivant

$$\begin{cases} \dot{\bar{\theta}}_\mu + \frac{\bar{\theta}_\mu}{\tau^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}_\mu}{\partial x_\mu^2} \right) = \frac{\bar{s}_\mu}{\rho C} \\ \bar{\theta}_\mu(x_\mu, t = 0) = 0 \\ \frac{\partial \bar{\theta}_\mu}{\partial x_\mu}(\pm L/2, t) = \pm \lambda \bar{\theta}_\mu(\pm L/2, t) \end{cases} \quad (5.6)$$

où l'indice « μ » caractérise les différentes valeurs à l'échelle microscopique. Des conditions aux limites mixtes sont utilisées avec λ^{-1} une longueur caractéristique des échanges thermiques.

On réalise par la suite un changement d'échelle (voir figure 5.21) qui permet de passer de la variation de température microscopique $\bar{\theta}_\mu(x_\mu, t)$ à celle mésoscopique $\bar{\theta}_m(x_m, t)$. Ce changement d'échelle consiste à calculer la température microscopique moyenne sur la surface d'un pixel de la caméra IR.

Le modèle de diffusion de la chaleur est toujours vrai à cette échelle, on est en mesure de calculer les sources de chaleur \bar{s}_{IR} à l'échelle de la caméra IR et de la comparer avec la source de chaleur mésoscopique \bar{s}_m .

On constate alors que

- les sources de chaleur à l'échelle microscopique \bar{s}_μ semblent réparties de manière homogène sur la zone utile d'un point de vue macroscopique (voir figure 5.22(a)).

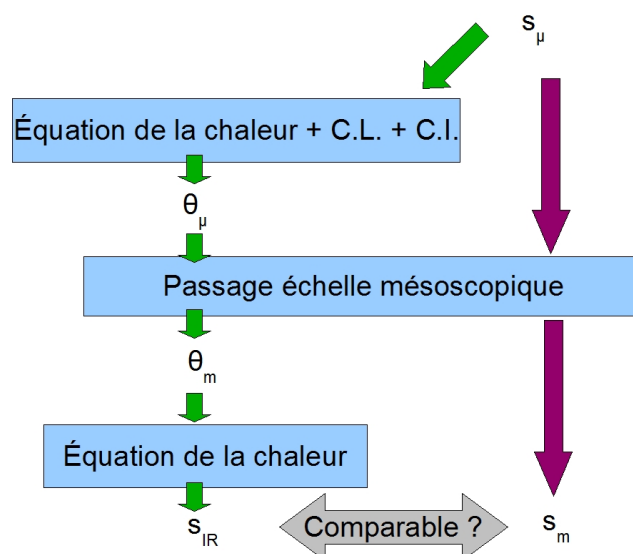


FIGURE 5.21 – Changement d'échelle

- les sources de chaleurs calculées à partir du champ de température mésoscopique $\bar{\bar{s}}_{IR}$ laissent apparaître des hétérogénéités.
- le champ $\bar{\bar{s}}_{IR}$ est comparable aux sources de chaleur mésoscopiques $\bar{\bar{s}}_m$ (voir figure 5.22(b)).

On en déduit que bien que les sources de chaleur semblent réparties de manière homogène macroscopiquement, notre système d'acquisition est tout à fait en mesure de percevoir des hétérogénéités à l'échelle mésoscopique. Ces dernières sources de chaleur sont comparables à la moyenne sur la surface d'un pixel des sources de chaleur microscopiques.

Nous avons vu expérimentalement que des distributions hétérogènes sont possibles même dans le cas de sollicitation homogène. Dans le cas des essais VHCF, la concentration de contrainte n'est pas suffisante pour provoquer une dissipation élevée dans le centre de l'échantillon. En effet, la contrainte n'est pas le seul paramètre jouant un rôle sur la dissipation. L'état du matériau est à prendre en compte.

L'analyse numérique a d'ailleurs montré qu'une répartition aléatoire de sources de chaleur à l'échelle microscopique peut sembler homogène à l'échelle macroscopique. Cependant lorsque l'on observe ces sources à l'échelle de la caméra IR, on observe bien une hétérogénéité.

Pour s'assurer que les hétérogénéités de dissipation que l'on a déterminées à partir des champs de température ont un sens réel, on propose dans la suite de cette thèse de réaliser une comparaison entre la distribution de dissipation à l'échelle mésoscopique et la distribution des bandes de glissement à la surface de l'échantillon.

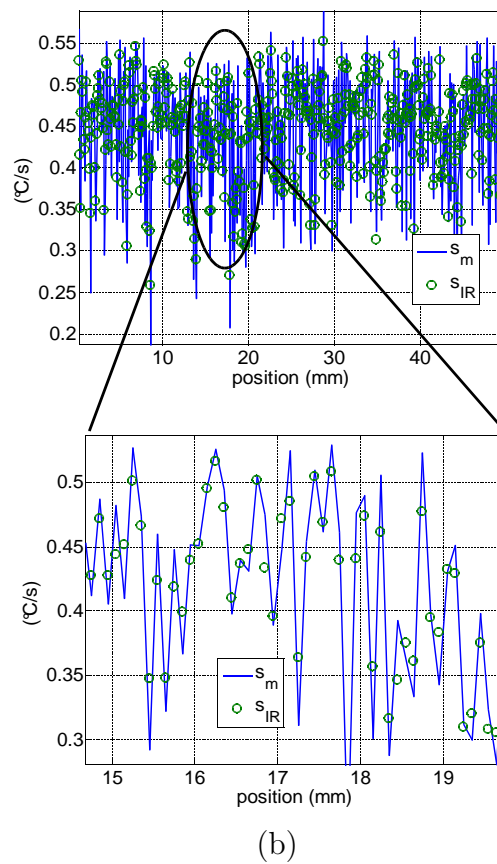
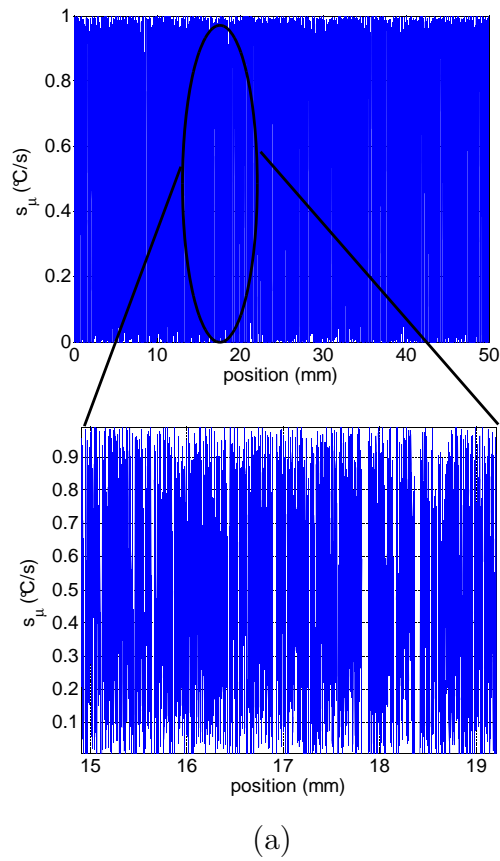


FIGURE 5.22 – (a) Sources de chaleur à l'échelle microscopique (b) Sources de chaleur à l'échelle mésoscopique et de la caméra IR

La suite de ce chapitre présente des clichés réalisés sur du cuivre lors d'essais VHCF. Nous avons vu plus tôt dans ce chapitre, que la dissipation la plus forte n'est pas forcément là où on s'attend à avoir une contrainte maximum. On peut d'ailleurs constater sur la figure 5.23 que le maximum sur le profil de dissipation est ici décalé de plusieurs dixièmes de millimètres du centre de l'échantillon.

Ce type de résultats pourrait s'expliquer par :

- un mauvais traitement d'image ou un modèle de diffusion de la chaleur inadapté à l'estimation du profil de dissipation.
- une maîtrise imprécise du champ de contrainte que l'on impose à l'échantillon notamment dans la phase de démarrage
- une hétérogénéité des caractéristiques du matériau

Les deux dernières hypothèses n'ont pas pu être étudiées. Pour la première, on se propose d'observer la microstructure du matériau à une échelle mésoscopique et de la comparer à la distribution de la dissipation.

Ainsi on peut voir sur la figure 5.23 qu'à la position du pic de dissipation se trouve une plus forte densité de bandes de glissements à la surface de l'échantillon. La dissipation est plus faible là où peu de bande apparaissent.

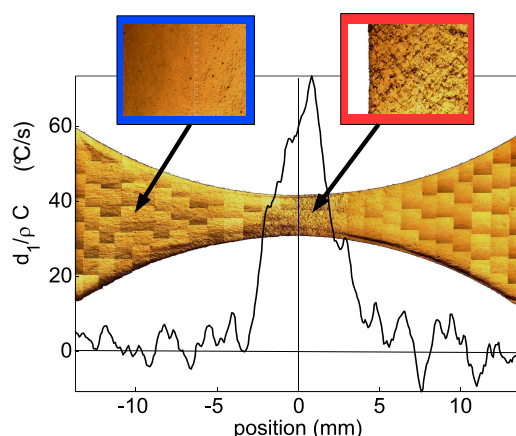


FIGURE 5.23 – VHCF : cuivre, profil de dissipation après 10^7 cycles à 67 MPa et comparaison avec sa microstructure, Cliché fourni par Ngoc-Lam Phung

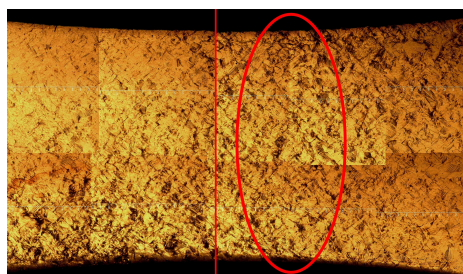


FIGURE 5.24 – VHCF : cuivre, profil de dissipation après 10^7 cycles à 67 MPa. Zoom sur la partie centrale, Cliché fourni par Ngoc-Lam Phung

La figure 5.24 correspond à une vue plus locale de la précédente autour du centre de l'échantillon. On retrouve ici une plus forte densité de dislocations (cercle rouge) à côté du centre de l'échantillon (ligne rouge). Si l'on regarde ces bandes à une échelle

microscopique elles sont orientées à $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe de sollicitation. Cet angle est celui où le cisaillement est maximum en traction.

Une assez bonne corrélation a été faite entre les bandes de glissement en surface du matériau (quand elles sont visibles) et la distribution de la dissipation. On se demande si cette corrélation peut également être faite avec une fissure de l'échantillon.

On peut voir par exemple sur la figure 5.25 qu'un pic de dissipation apparaît une nouvelle fois décalé du centre de l'échantillon. Plusieurs milliers de cycles plus tard, une fissure apparaît à proximité de cette zone.

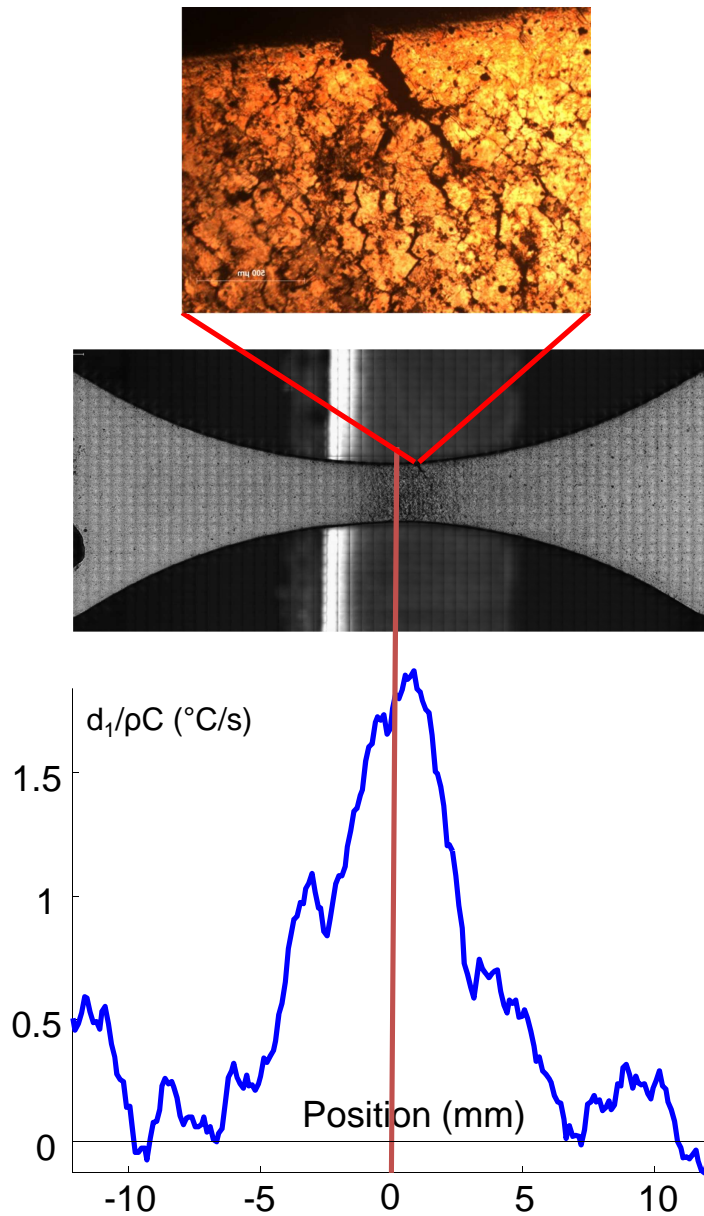


FIGURE 5.25 – VHCF : cuivre, comparaison entre un profil de dissipation et la microstructure, Cliché fourni par Nicolas Marti

Les résultats comparant la dissipation et la microstructure se sont limités jusqu'ici

à des observations à l'échelle mésoscopique avant rupture. Nous présentons ici des comparaisons entre la dissipation déterminée en cours d'essai et l'état de l'échantillon après rupture à une échelle plus macroscopique. L'objectif est de voir si un lien peut être fait entre la distribution de la dissipation et son évolution pendant l'essai et la zone de rupture. Les résultats concernent ici des échantillons en Fer Armco.

La figure 5.26 montre par exemple deux pics de dissipation pendant l'essai de fatigue. Le premier (à 0 mm) est le moins surprenant, la dissipation est ici élevée là où le chargement est élevé, on s'attend alors à ce que le matériau ait une activité plastique élevée en ce point. Le second (à 5 mm) confirme des résultats vus auparavant, c'est-à-dire le fait que la contrainte n'est pas le seul paramètre influençant les effets dissipatifs. Bien que le chargement soit plus faible dans cette zone, le matériau dissipe beaucoup de chaleur en ce point qui se révèle d'ailleurs par la suite celui de la rupture.

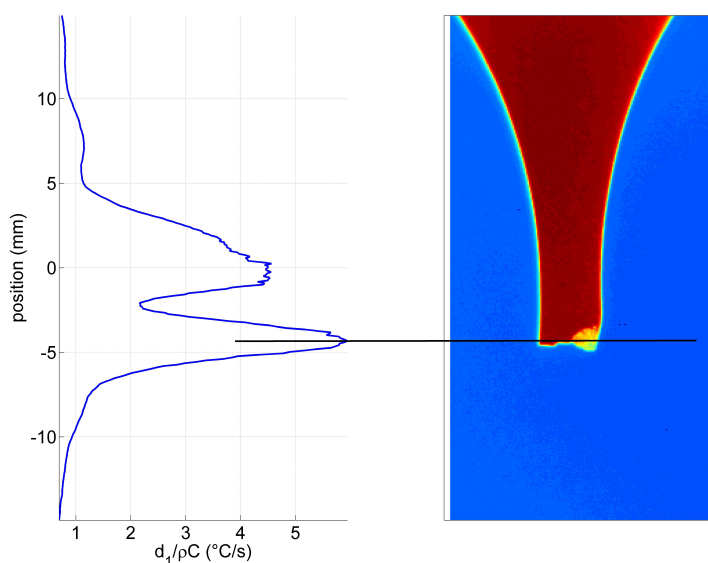
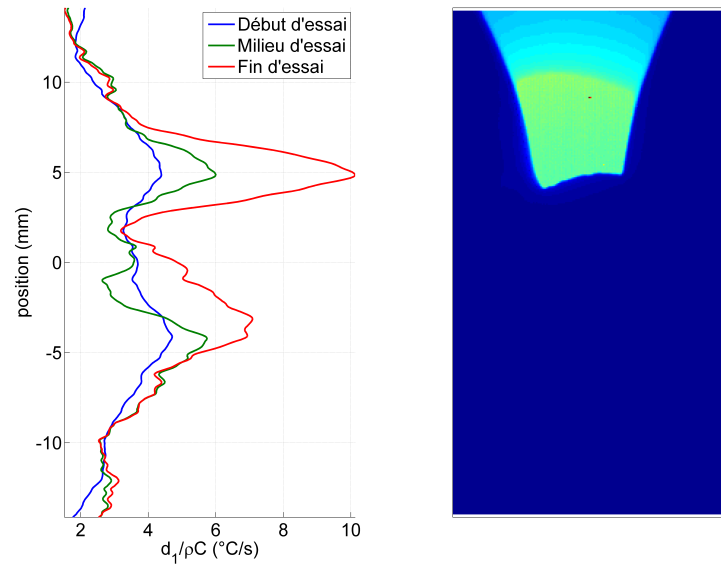


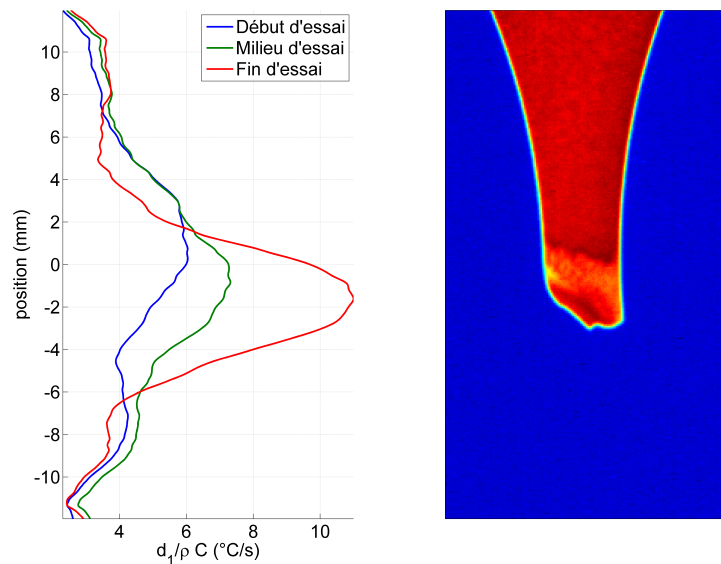
FIGURE 5.26 – VHCf : Fer Armco, rupture après $3,3 \cdot 10^6$ cycles à 90 MPa

La figure 5.27 présente l'évolution du profil de dissipation lors d'un essai VHCf. Cette figure est intéressante dans la mesure où deux pics de dissipation apparaissent en début d'essai (vers 5 et -4 mm). Au fur et à mesure des nombres de cycles, chacun de ces pics s'intensifie fortement comparé au reste de l'échantillon et deviennent quasiment égaux. En fin d'essai, l'un des deux pics «gagne sur l'autre» il s'accroît plus rapidement, celui qui est le plus intense devient le siège de la rupture. Un détail intéressant à ajouter ici est que le pic où la rupture intervient est celui où la dissipation était plus faible en début d'essai. La dissipation n'est pas un indicateur donnant accès à la future zone de rupture mais il est sûrement un bon moyen pour détecter des zones potentielles de rupture.

Cependant l'analyse de profil de dissipation (1D) a ses limites. Par exemple, on peut voir sur la figure 5.28 que le pic de dissipation se déplace vers le bas de l'échantillon avec le nombre de cycles. Si l'on compare ces profils de dissipation à une étude 2D (voir figures 5.29(a) et 5.29(b)), on remarque tout d'abord dans les deux cas des zones de localisations sur les bords de l'échantillon que l'on ne peut pas voir dans l'étude 1D. On constate alors, avec le nombre de cycles, que les deux localisations ont tendance à s'intensifier et non à se déplacer comme on aurait pu le croire sur l'analyse 1D. Cette illusion d'une source de chaleur qui se déplace s'explique par le


 FIGURE 5.27 – VHCf : Fer Armco, rupture après 5.10^6 cycles à 84 MPa

fait que les deux points de localisations se sont intensifiés de manière assez forte et de manière plus modérée pour le reste de l'échantillon. Pour terminer, une étude menée par Chong Wang a indiqué que le point où la dissipation est la plus forte (voir figure 5.29(b), bord droit près du centre de l'échantillon) en fin d'essai correspond à la zone d'amorçage (stade 1 sur la figure 5.29(c)) de la fissure conduisant à la rupture.


 FIGURE 5.28 – VHCf : Fer Armco, rupture après 5.10^6 cycles à 120 MPa

Cette section a permis de mettre en évidence une bonne corrélation entre le champ de dissipation obtenu lors des essais de fatigue VHCf et la microstructure à la fois à l'échelle mésoscopique (bandes de glissement) et macroscopique (fissure, zone de rupture). La dissipation se révèle un bon indicateur pour détecter les zones où l'activité microplastique est la plus intense. Cependant elle ne permet pas de prédire la future zone de rupture, il peut par exemple y avoir des effets de structures très difficiles à anticiper dans ce cas de chargement dynamique. On peut d'ailleurs mentionner les

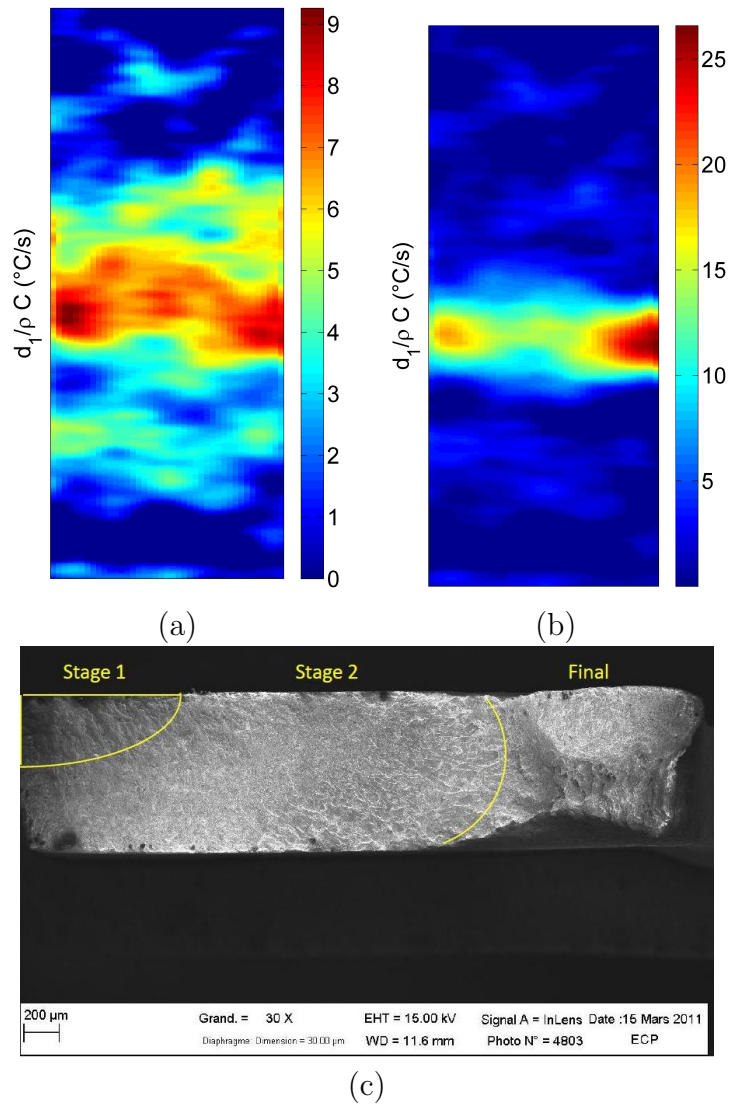


FIGURE 5.29 – VHCF : Fer Armco, rupture après $5 \cdot 10^6$ cycles à 120 MPa. Champs de dissipation en milieu (a) et fin d'essai (b). Faciès de rupture (c)

travaux de [Berthel, 2007] qui montrent dans le cas de chargement quasi-statique une corrélation entre les zones fortement dissipatives et les lieux potentiels de rupture.

5.6 Étude comparative de quelques propriétés énergétiques

5.6.1 Effet du gradient de contrainte et de la fréquence

Ce paragraphe propose une comparaison des essais HCF aux essais VHCF à partir de la courbe SN et de la dissipation du cuivre.

Nous avons vu dans la bibliographie que la fréquence joue parfois un rôle sur le nombre de cycles à rupture d'un matériau pour un chargement donné [Setowaki *et al.*, 2011]. Plus la fréquence de sollicitation est élevée et plus la résistance en fatigue du matériau s'améliore.

Selon la littérature [Palin-Luc, 1996, Weber, 1999, Papadopoulos et Panoskaltsis, 1996], un des autres facteurs qui influence également la durée de vie du matériau est le gradient de contrainte, ce paramètre est à retenir car les échantillons ne sont pas dimensionnés de la même manière en HCF et en VHCF. En effet, il peut y avoir un gradient de contrainte différent entre un essai HCF et VHCF. Le gradient de contrainte est un paramètre utilisé dans l'étude de la fatigue des matériaux, notamment la fatigue multiaxiale [Weber, 1999]. Il est par exemple souvent désigné comme une explication de la différence de la limite d'endurance d'un matériau selon le type de chargement. En effet, la limite de fatigue d'un matériau sollicité en flexion est bien souvent plus élevée que celle en traction [Palin-Luc, 1996]. D'ailleurs [Papadopoulos et Panoskaltsis, 1996] présentent des résultats de flexion rotative où ils constatent que la limite d'endurance de l'échantillon est directement liée à son diamètre dont dépend le gradient de contrainte. La présence d'un gradient de contrainte élevé améliore la résistance en fatigue du matériau.

La figure 5.30 représente la courbe SN du cuivre pur. Ce diagramme a été réalisé à partir de résultats provenant de multiples sources (Ngoc-Lam Phung (Lam), Nicolas Marti (NM), Komlan Agbessi (KA) et le CETIM (CETIM)). Les résultats présentés proviennent d'essais de fatigue réalisés à différentes fréquences (10 Hz, 20 Hz et 20 kHz) sur des échantillons cylindriques (Lam, CETIM, KA) ou plat (NM) ayant des gradients de contrainte différents. Il aurait d'ailleurs été intéressant de connaître les coefficients de concentration de contrainte K_t propres à chacune de ces éprouvettes.

Les essais (NM, CETIM, KA) ont des gradients de contrainte différents et pourtant un nombre de cycles à rupture du même ordre de grandeur. Il n'y a pas eu d'effet significatifs du gradient de contrainte sur le nombre de cycles à rupture entre ces différents essais.

Dans le cas de (Lam) et du CETIM, les échantillons avaient le même gradient de contrainte pendant la sollicitation, seule la fréquence de sollicitation était différente. On remarque que les échantillons de (Lam) sollicités à 20kHz ont une durée de vie plus longue que ceux du CETIM sollicités à 20 Hz. Il y a un effet de la fréquence sur le nombre de cycles à rupture en fatigue (voir figure 5.30). On constate que le matériau résiste mieux à la fatigue lorsque la fréquence est plus élevée comme on a pu le constater pour d'autres matériaux dans la partie bibliographique. On peut ajouter que l'on n'observe pas d'état asymptotique de la limite de fatigue pour un nombre de cycles supérieur à 10^7 .

À partir de la courbe SN, deux constats ont été dressés. Tout d'abord, le nombre de cycles à rupture du cuivre ne semble pas être influencé de manière significative par le gradient de contrainte (son influence est en tout cas négligeable comparé à celui

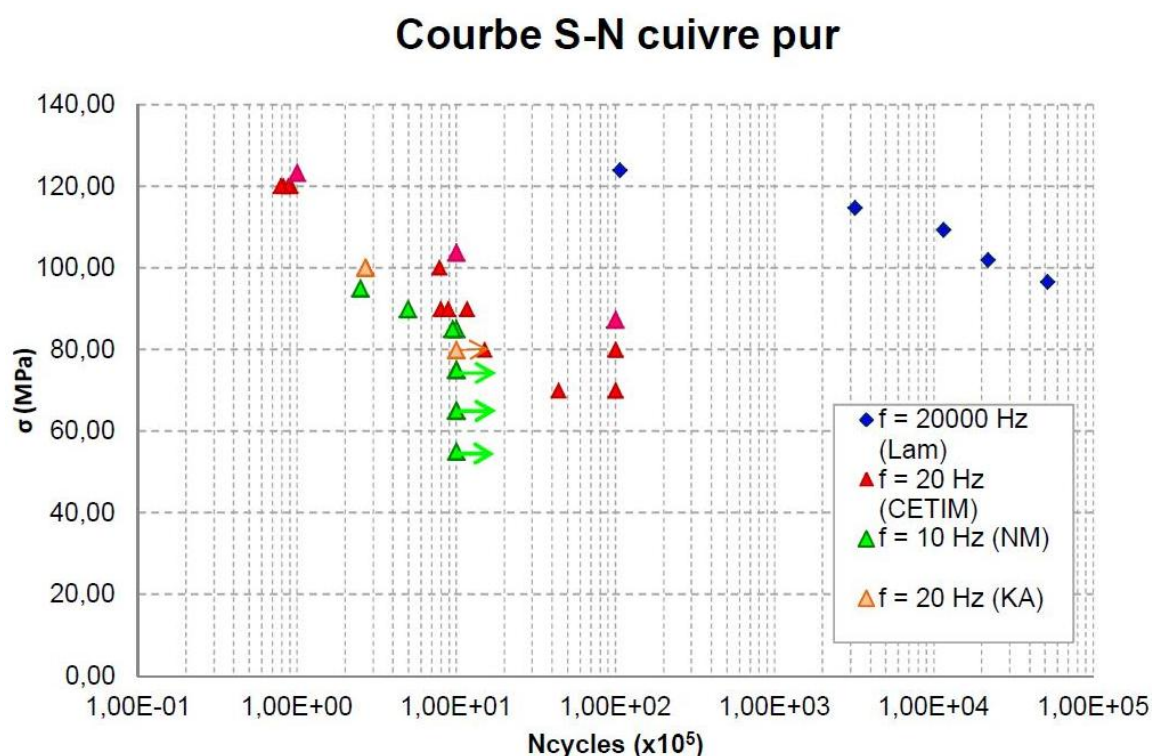


FIGURE 5.30 – Courbe SN du Cuivre fournie par Nicolas Marti, courbe fournie par Ngoc-Lam Phung (Lam), Nicolas Marti (NM), Komlan Agbessi (KA) et du CETIM. Échantillon cylindrique dans le cas de (Lam), du CETIM et (KA). Éprouvette plate pour (NM). Les échantillons avaient le même gradient de contrainte dans le cas de (Lam) et du CETIM

de la fréquence). Ensuite, la fréquence de sollicitation joue par contre un rôle plus important.

Cette étude s'est intéressée à l'effet du gradient de contrainte et de la fréquence uniquement à partir d'un nombre de cycles à rupture. Cependant ce n'est pas parce que l'on observe l'effet d'un paramètre sur le nombre de cycles à rupture que cet effet a une influence sur toute la durée de la vie de l'échantillon. Il nous semble donc pertinent de regarder l'influence de ces paramètres pendant le chargement à partir de la dissipation.

Les échantillons des essais VHCF ont un gradient de contrainte. Ce gradient de contrainte est différent à chaque fois que l'on modifie la contrainte maximum. On peut noter que le gradient minimum (en valeur absolue) est toujours au centre de l'échantillon (gradient nul) et le gradient maximum se trouve environ à 5 mm de chaque côté du centre pour le cuivre (5 mm également pour le laiton et 6.5 mm pour le Fer Armco). L'étude qui suit s'intéresse à l'influence de ce gradient de contrainte sur la dissipation du cuivre.

Dans un premier temps, les courbes $d_1 - \Delta\sigma/2$ (voir figure 5.31(a)) pour plusieurs essais à contraintes maximales différentes ont été construites à partir de tous les points de mesures sur la longueur de l'échantillon (et non à partir de la dissipation moyenne au centre de l'échantillon comme auparavant). Dans un second temps, l'évolution du gradient de contrainte $\frac{\partial\sigma}{\partial x}$ a été tracée en fonction de la contrainte pour chacun de ces essais (voir figure 5.31(b)).

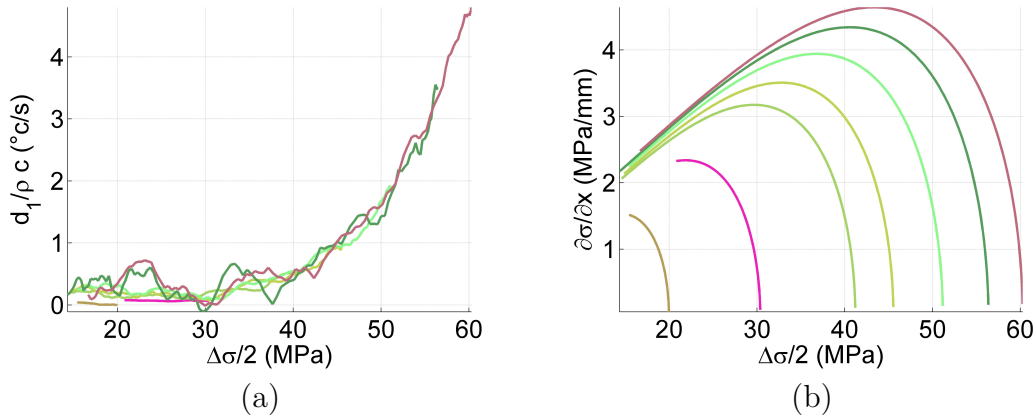


FIGURE 5.31 – (a) Courbes d_1 vs σ réalisées à partir de plusieurs profils de dissipation (b) Gradient de contrainte pour chacune des courbes - Courbe de même couleur sur les deux images pour chaque essai

Sur la figure 5.31(b), on constate que chacun des essais (une courbe de couleur différente pour chaque essai) ont un gradient de contrainte très différent les uns des autres. Cependant lorsque l'on regarde la figure 5.31(b), on voit que la dissipation correspondante à une contrainte donnée est quasiment la même quel que soit l'essai observé. Ce type de résultat a également été constaté pour des contraintes supérieures à la limite d'endurance du cuivre à 10^{10} cycles de 90 Mpa. On peut en déduire que le gradient de contrainte n'a pas eu d'influence significative sur la dissipation durant nos essais.

On peut ajouter que la superposition des courbes sur la figure 5.31(a) permet aussi de dire que l'ordre de grandeur de la dissipation est quasiment le même pour une même contrainte, c'est indépendant de la contrainte maximum appliquée sur l'échantillon. Ce résultat est important, car on peut déterminer la réponse d_1 - σ à partir d'un seul essai sur un échantillon à section variable pour un même état de fatigue.

Les essais HCF et VHCF ont permis d'obtenir un certain nombre de mesure de dissipation. On souhaite utiliser cette base de résultats afin de déterminer si l'énergie dissipée par cycle est sensible à la fréquence (ou à la vitesse de déformation). Certaines modélisations présentes dans la littérature proposent de distinguer deux régimes dissipatifs distincts (séparés par une contrainte seuil). On se demande si il est possible de distinguer ces deux régimes à partir des dissipations déterminées expérimentalement.

L'ordre de grandeur des vitesses de déformation en HCF était environ de 0.1 s^{-1} et de 50 s^{-1} en VHCF. L'énergie dissipée par cycle est un bon indicateur pour observer l'influence de la fréquence. Elle représente la quantité d'énergie dissipée produite à chaque cycle mécanique. C'est le rapport entre la dissipation moyenne par cycle et la fréquence de sollicitation.

$$\tilde{w}_d = \frac{\tilde{d}_1}{f_s} \quad (5.7)$$

En prenant en compte le fait que l'on compare des résultats issus de deux contextes expérimentaux très différents où notamment (1) la connaissance de la contrainte exacte imposée n'est pas parfaitement maîtrisée aussi bien en HCF qu'en VHCF (2) des erreurs d'estimation de la dissipation sur le cuivre à 50 Hz compte tenu du faible signal thermique, on peut dire que les énergies dissipées par cycle à 50 et 20000

Hz sont du même ordre de grandeur (voir figure 5.32). De plus on ne distingue pas d'effet de seuil, il n'y a pas deux régimes dissipatifs distincts.

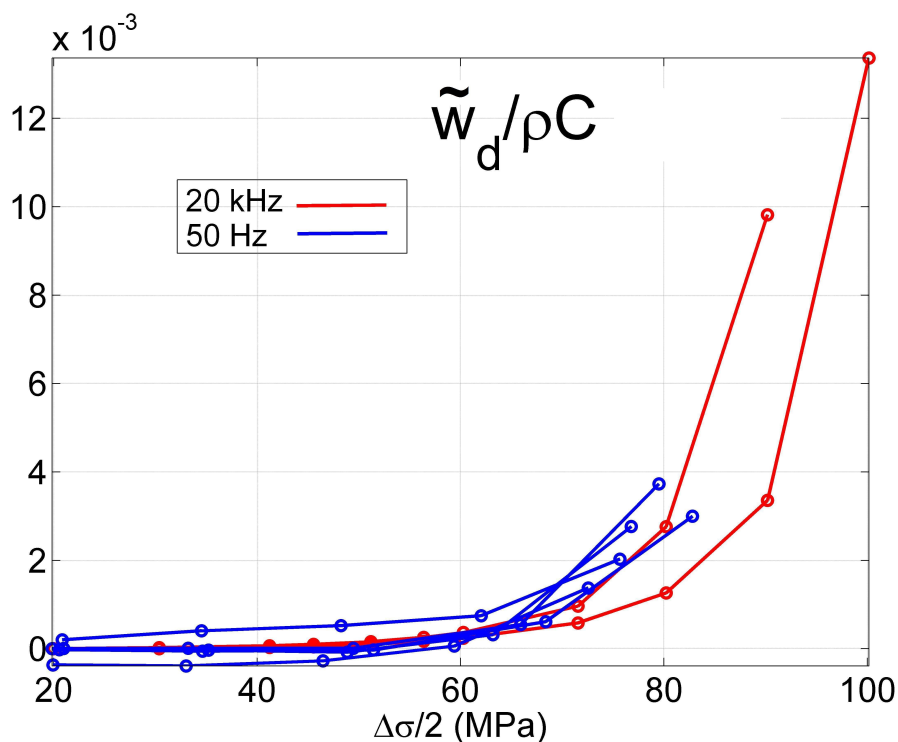


FIGURE 5.32 – Comparaison de l'énergie dissipée par cycle à 50 et 20000 Hz.

Ceci s'interprète par un comportement dissipatif indépendant de la fréquence ou de la vitesse de déformation. Les effets de la fréquence et de la vitesse de déformation, si ils existent, ont une influence négligeable sur le comportement dissipatif du matériau. Ce dernier résultat, se rapproche des travaux de [Berthel *et al.*, 2008] qui avait constaté une indépendance de l'énergie dissipée par cycle sur un intervalle de fréquence allant de 9 à 30 Hz pour le DP600 (voir la figure 1.15 page 17).

Les résultats ont montré que le gradient de contrainte ne joue pas de rôle significatif dans le cadre de nos essais HCF et VHCF. Concernant la fréquence, les résultats ont montré qu'elle joue un rôle sur le nombre de cycles à rupture mais pas sur l'énergie dissipée par cycle.

On peut relever ici une certaine contradiction entre ces résultats qui indiquent que la fréquence a une influence sur le nombre de cycles à rupture mais pas sur l'énergie dissipée par cycle pendant l'essai. Il est possible que la fréquence n'a pas d'influence sur la phase d'amorçage de fissures mais plutôt sur la phase de propagation. On peut d'ailleurs citer [Tsutsumi *et al.*, 2009] qui a constaté sur un acier bas carbone que la propagation de fissures est plus faible en fatigue ultrasonique qu'en HCF.

5.6.2 Bilans d'énergie

La suite de ce chapitre présente des bilans d'énergie réalisés en traction monotone et HCF sur l'acier DP600. L'objectif ici est de comparer ces différentes énergies entre elles. Concernant les essais de traction monotone, ils ont été réalisés pour plusieurs raisons. La première raison est qu'il est nécessaire de connaître la fiabilité du dispositif

d'acquisition cinématique et thermique. La deuxième raison est que l'on souhaite, dans le cadre de l'ANR Disfat, développer à long terme un modèle thermomécanique qui sera identifié à partir de bilans d'énergie d'essais de traction monotone et de fatigue. Enfin la dernière raison est d'étudier une possible identification des évolutions de l'énergie stockée en traction monotone par des modèles présents dans la littérature. Il nous semble intéressant de noter que ces modèles ont été proposés dans le cas d'essais de traction monotone, il semble pertinent d'examiner le cas de la fatigue. Dans le cas de la HCF, les évolutions des énergies dissipée et stockée à chaque cycle et de la boucle d'hystérésis ont été présentées au début de ce chapitre à la section 5.4 page 94.

La figure 5.34(a) montre un bilan d'énergie réalisé sur un échantillon en DP600 sollicité en traction monotone (voir la courbe de traction sur la figure 5.33).

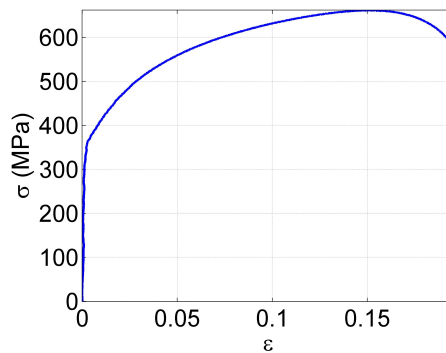


FIGURE 5.33 – Traction : DP600, courbe de traction à 0.05 mm/s

On voit que l'énergie de déformation est transformée par le matériau sous forme d'énergie dissipée, stockée et élastique. On observe que l'énergie élastique est négligeable pour la majeure partie de l'essai.

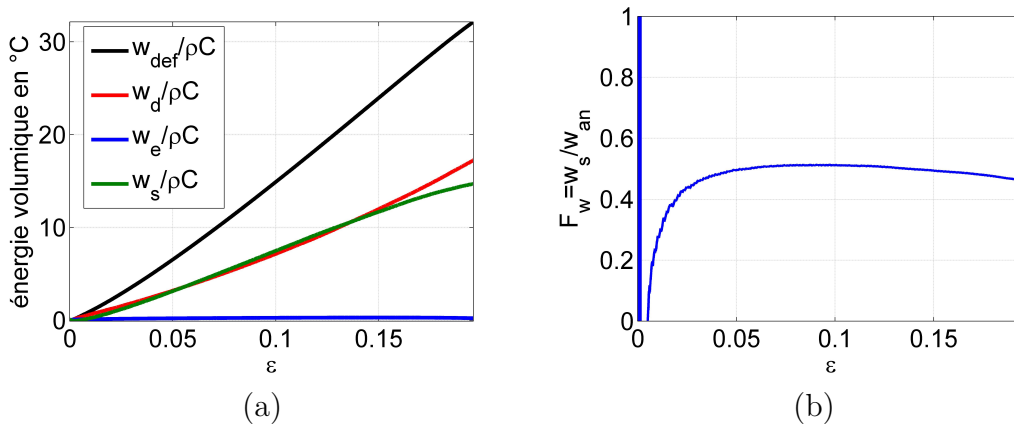


FIGURE 5.34 – Traction monotone à 0.05 mm/s : DP600, (a) bilan d'énergie et (b) évolution de la fraction d'énergie stockée

Si on s'intéresse à la fraction d'énergie bloquée (figure 5.34(b)), on voit alors que ce rapport augmente dans un premier temps pour atteindre un maximum de l'ordre de 55% puis diminue. Ceci indique que le matériau a de plus en plus de difficultés à stocker de l'énergie, il dissipe de plus en plus jusqu'à atteindre la rupture. Il faut

rester prudent concernant les valeurs des différentes énergies et de la fraction d'énergie stockée à faible déformation. En effet, à faible déformation, les incertitudes sur ces énergies sont élevées.

Des bilans d'énergie ont également été réalisés dans le cas de la HCF. On peut voir par exemple sur la figure 5.35(a) l'évolution des différentes énergies par cycle du matériau en fonction de la contrainte pour un nombre de cycles de 215000 sur le DP600. On constate que la fraction d'énergie stockée par cycle diminue avec le nombre de cycles (figure 5.35(b)). L'effet est plus prononcé pour les contraintes plus élevées où la plasticité est plus forte. De manière générale, plus on se rapproche de la rupture et moins le matériau stocke de l'énergie à chaque cycle, la fraction d'énergie stockée par cycle diminue. Il faut cependant mentionner, qu'à faible contrainte, que l'incertitude sur la fraction d'énergie stockée est élevée principalement à cause de l'incertitude sur la dissipation et de l'énergie stockée par cycle est estimée à partir des signaux force-déplacement de la machine de traction-compression.

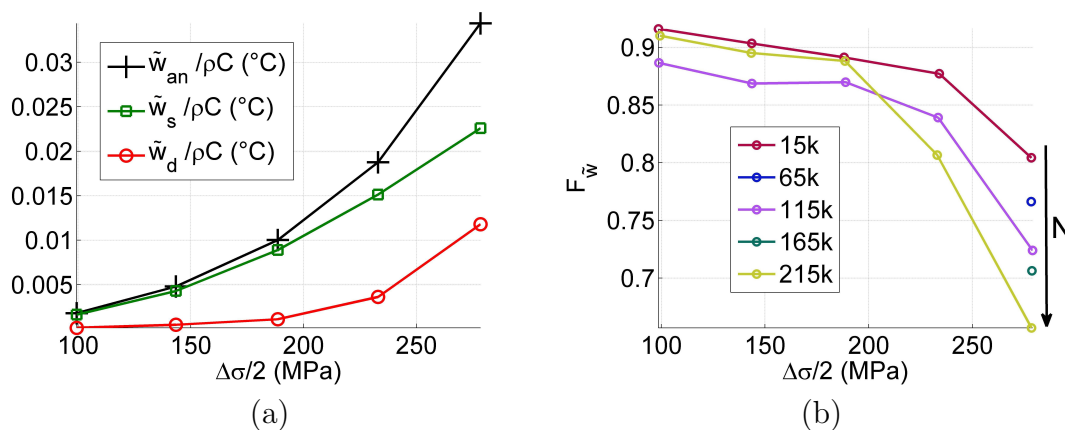


FIGURE 5.35 – HCF : DP600, (a) bilan d'énergie à 215k cycles et (b) évolution de la fraction d'énergie stockée par cycle avec le nombre de cycles

D'un point de vue plus global, on constate dans les deux types de sollicitation que la fraction d'énergie stockée diminue lorsque l'on se rapproche de la rupture du matériau.

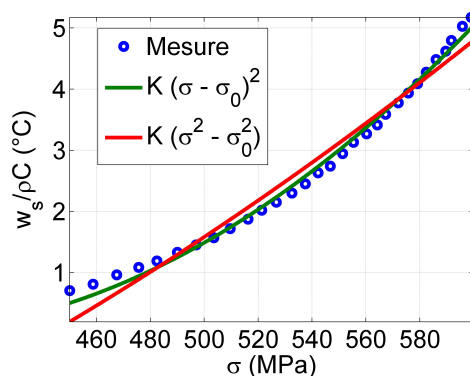


FIGURE 5.36 – Traction à 0.05 mm/s : DP600, Évolution de l'énergie stockée

La figure 5.36 représente également l'énergie stockée d'un essai de traction sur ce même matériau. Nous proposons dans le cas de l'essai de traction monotone d'exploiter

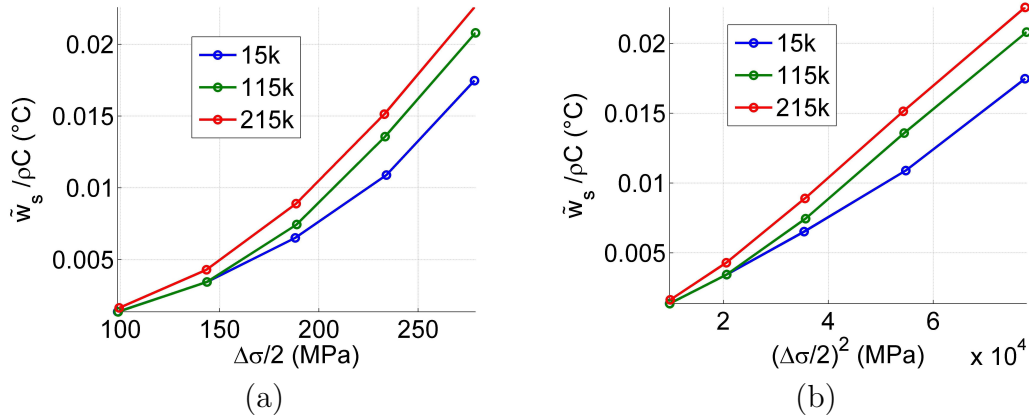


FIGURE 5.37 – HCF : DP600, évolution de l'énergie stockée par cycle avec le nombre de cycles

les modèles de Hort et [Szczepiński, 2001] présentés dans la partie bibliographique page 22 puis de décomposer la contrainte totale en la somme d'une contrainte σ_0 et d'une contrainte résiduelle σ_r pour le modèle de [Szczepiński, 2001]

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_r \quad (5.8)$$

puis d'identifier pour chaque forme les valeurs de K et σ_0 permettant de se rapprocher au mieux des valeurs expérimentales.

Les approximations obtenues sont tracées sur chacune des figures. Les valeurs de K et σ_0 obtenues sont

- pour la première approximation $w_s / \rho C = K(\sigma - \sigma_0)^2 = 10.10^{-5}(\sigma - 381)^2$
- pour la seconde approximation $w_s / \rho C = K(\sigma^2 - \sigma_0^2) = 2,9.10^{-5}(\sigma^2 - 442^2)$, on peut remarquer que cette dernière approximation est quasiment équivalente à une approximation linéaire

avec w_s en J.m^{-3} , ρ en kg.m^{-3} , C en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, σ et σ_0 en MPa.

On observe alors que l'approximation de la forme $K(\sigma - \sigma_0)^2$ est la plus pertinente pour cet essai de traction et que la valeur de σ_0 obtenue est du même ordre de grandeur que la limite d'élasticité pour chacune des formes proposées.

La figure 5.37(a) présente l'énergie stockée par cycle en fonction de l'amplitude de contrainte lors d'essais HCF menés successivement sur un échantillon en acier DP600. La figure 5.37(b) représente ces mêmes essais en fonction de l'amplitude de contrainte au carré. On constate expérimentalement que l'énergie stockée par cycle évolue linéairement avec le carré de l'étendue de contrainte

$$\tilde{w}_s \propto (\Delta\sigma)^2 \quad (5.9)$$

Ce paragraphe a présenté les bilans d'énergie en traction monotone et HCF. Dans les deux cas, nous avons constaté que les fractions d'énergie stockée diminuaient avec la plasticité. On a également remarqué que l'énergie stockée en traction et stockée par cycle en HCF semblent toutes deux proportionnelles à «une» contrainte au carré.

Conclusion & Perspectives

Dans cette étude, le premier objectif a été d'estimer les sources de chaleur mises en jeu lors d'essais de fatigue à grand et très grand nombre de cycles. Le but recherché est de caractériser l'évolution et la distribution en fatigue de ces sources de chaleur.

Les évolutions ont été observées en HCF et VHCF . Différents types de comportement ont été mis en évidence selon le matériau sollicité et leur état de fatigue : adaptation élastique, adaptation plastique. Les résultats ont montré l'existence et une augmentation de l'énergie dissipée quel que soit le chargement imposé. Aucun état stable n'a pu être observé concernant les énergies de déformation, dissipée ou stockée pour la majorité des matériaux étudiés. Le fait que le matériau ne se stabilise pas implique une évolution de l'état du matériau (cinétique de fatigue) qui le conduira à la rupture. Ce résultat indique qu'une limite de fatigue impliquant un nombre de cycles infini n'existe pas dans le domaine de sollicitation que nous avons pu étudier avec les moyens expérimentaux développés.

La détermination de champs de sources de chaleur en fatigue HCF a permis de retrouver leurs caractères hétérogènes [Berthel *et al.*, 2007] dans la zone utile parallélépipédique d'une éprouvette sous un chargement uniaxial. L'existence de zones de hautes et basses dissipations présentes dès le début de l'essai jusqu'à l'apparition d'une fissure mésoscopique montre, selon nous, l'importance de l'état initial du matériau. Ce dernier semble bien avoir des caractéristiques hétérogènes même à l'échelle mésoscopique. Dans le même esprit, en VHCF on a constaté qu'une zone de forte contrainte n'était pas un facteur suffisant pour localiser la dissipation. Là encore, les hétérogénéités microstructurales initiales jouent certainement un rôle. Il convient toutefois de rester prudent étant donné les incertitudes qui règnent encore sur les modes de chargement dans le domaine de la fatigue ultrasonique. Enfin, les comparaisons entre les microstructures à l'échelle mésoscopique et macroscopique avec les distributions de dissipation ont montré une assez bonne concordance. Ce résultat a permis de balayer les doutes qui pouvaient exister sur la détermination de la dissipation dans le cas de la VHCF. La cinétique d'un profil de dissipation a ensuite été présentée. On a alors vu que la dissipation permettait de détecter de manière précoce la présence de zones potentielles de rupture.

Enfin, une comparaison des réponses dissipatives du cuivre en HCF et VHCF a mis en évidence le fait que l'énergie dissipée par cycle n'est pas influencée par la fréquence de sollicitation. La dissipation du cuivre est par conséquent de nature plastique. Ce résultat est important car il donne un sens à l'utilisation de machines ultrasoniques. Un essai de fatigue mené à basse fréquence semble bien impliquer les mêmes types de phénomènes dissipatifs que ceux rencontrés à hautes fréquences.

Par la suite, une étude a comparé les bilans d'énergie effectués sur le DP600 en traction monotone et en HCF. Les énergies stockées ont par la suite été utilisées pour voir si elles s'accordaient à des propositions présentes dans la littérature. On a constaté qu'elles étaient, *grosso modo*, proportionnelles au carré «d'une» contrainte dans les deux cas.

Dans le prolongement de ces travaux en HCF, il serait intéressant à court terme de repousser les limites techniques du dispositif de synchronisation synchrocam rencontrées dès que la précision sur les temps d'acquisition doit être inférieure au centième de seconde. Le nouveau dispositif en cours de réalisation devrait alors nous permettre de déterminer des champs de bilans d'énergie à des fréquences de plusieurs dizaines de Hz. Dans ce travail, la détermination de l'énergie de déformation a été faite à partir des signaux force et déplacement.

À moyen terme, il serait intéressant (dans le cadre de Disfat ?) de renforcer les liens entre les champs d'énergie et les aspects microstructuraux. Des travaux de ce type ont d'ailleurs déjà été réalisés à l'échelle du grain [Bodelot, 2008]. Tout en restant à une échelle mésoscopique, on pourrait par exemple comparer, plus quantitativement, les champs d'énergie dissipée à des distributions de bandes de glissement (persistantes ou non).

Dans le cas de la VHCF, des travaux à court terme sont nécessaires pour améliorer d'une part, certains aspects expérimentaux (refroidissement convectif et système d'attache), et d'autre part, le système de fatigue ultrasonique lui-même (régime instationnaire au démarrage et dimensionnement élastique des éprouvettes).

À moyen terme, il est nécessaire d'avoir une meilleure compréhension du fonctionnement du système de fatigue ultrasonique. En effet, les principales hypothèses à partir desquelles il est conçu sont discutables (élasticité, vibration libre). Des mesures de la puissance consommée par le système est par exemple nécessaire. On n'est pas, par exemple, en mesure aujourd'hui d'affirmer que l'augmentation de la dissipation obtenue expérimentalement est uniquement due à une évolution du comportement du matériau dans la mesure où l'on ne contrôle pas la constance de l'énergie électrique apportée au système piézoélectrique pour maintenir un état constant de vibration forcée. Du point de vue dynamique, il serait intéressant d'aller inspecter plus finement le comportement de l'échantillon (modes de vibrations) en exploitant par exemple les techniques de corrélation d'images en utilisant des caméras visibles à très hautes vitesses d'acquisition (1 million d'images par seconde).

À plus long terme, il serait nécessaire de clarifier la raison de la différence (ou de l'égalité) entre le nombre de cycles à rupture en HCF et VHCF. Ce nombre de cycles à rupture est en effet généralement supérieur en VHCF. De nombreuses hypothèses peuvent être avancées. Parmi elles, il y a les effet du temps ou de la température qui ont déjà commencé à être explorés [Furuya *et al.*, 2002, Hong *et al.*, 2003, Stanzl-Tschegg et Mayer, 2001]. Un autre domaine à étudier serait de discerner la phase d'amorçage de fissure et de propagation (à quelle échelle ?) en n'oubliant pas que les essais quasi-statiques et ultrasoniques sont techniquement très différents.

Bibliographie

- [Bailey et Hirsch, 1960] BAILEY, J. E. et HIRSCH, P. B. (1960). The dislocation distribution, flow stress, and stored energy in cold-worked polycrystalline silver. *Philosophical Magazine*, 5(53):485–497.
- [Bathias, 1999] BATHIAS, C. (1999). There is no infinite fatigue life in metallic materials. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 22(7):559–565.
- [Bathias et Bâillon, 1997] BATHIAS, C. et BÂILLON, J. (1997). *La Fatigue des matériaux et des structures*. Hermès.
- [Bathias et Paris, 2004] BATHIAS, C. et PARIS, P. (2004). *Gigacycle fatigue in mechanical practice*. CRC Press, 1st édition.
- [Bathias et Pineau, 2008] BATHIAS, C. et PINEAU, A. (2008). *Fatigue des matériaux et des structures : Introduction, endurance, amorçage et propagation des fissures, fatigue oligocyclique et gigacyclique*. Numéro vol. 1 de Traité MIM : mécanique et ingénierie des matériaux. Matériaux et métallurgie. Hermès Science Publications.
- [Bayraktar et al., 2009] BAYRAKTAR, E., MORA, R., GARCIA, I.-M. et BATHIAS, C. (2009). Heat treatment, surface roughness and corrosion effects on the damage mechanism of mechanical components in the very high cycle fatigue regime. *International Journal of Fatigue*, 31(10):1532 – 1540.
- [Benzerga et al., 2005] BENZERGA, A., BRÉCHET, Y., NEEDLEMAN, A. et der GIESSEN, E. V. (2005). The stored energy of cold work : Predictions from discrete dislocation plasticity. *Acta Materialia*, 53(18):4765 – 4779.
- [Berthel, 2007] BERTHEL, B. (2007). *Mesures thermographiques de champs de dissipation accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc.
- [Berthel et al., 2008] BERTHEL, B., CHRYSOCHOOS, A., WATTRISSE, B. et GALTIER, A. (2008). Infrared image processing for the calorimetric analysis of fatigue phenomena. *Experimental Mechanics*, 48:79–90. 10.1007/s11340-007-9092-2.
- [Berthel et al., 2007] BERTHEL, B., WATTRISSE, B., CHRYSOCHOOS, A. et GALTIER, A. (2007). Thermographic analysis of fatigue dissipation properties of steel sheets. *Strain*, 43(3):273–279.
- [Bever et al., 1973] BEVER, M., HOLT, D. et TITCHENER, A. (1973). The stored energy of cold work. *Progress in Materials Science*, 17(0):5 – 177.
- [Boccarda, 1968] BOCCARA, N. (1968). *Les Principes de la thermodynamique classique*. Sup. Le Physicien. Presses Universitaires de France.

- [Bodelot, 2008] BODELOT, L. (2008). *Étude couplée des champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I.
- [Bodelot et al., 2011] BODELOT, L., CHARKALUK, E., SABATIER, L. et DUFRÉNOY, P. (2011). Experimental study of heterogeneities in strain and temperature fields at the microstructural level of polycrystalline metals through fully-coupled full-field measurements by digital image correlation and infrared thermography. *Mechanics of Materials*, 43(11):654 – 670.
- [Boulanger, 2004] BOULANGER, T. (2004). *Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc.
- [Boulanger et al., 2004] BOULANGER, T., CHRYSOCHOOS, A., MABRU, C. et GALTIER, A. (2004). Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels. *International Journal of Fatigue*, 26(3):221 – 229.
- [Callen, 1960] CALLEN, H. (1960). *Thermodynamics : an introduction to the physical theories of equilibrium thermostatics and irreversible thermodynamics*. Wiley.
- [Charkaluk et Constantinescu, 2004] CHARKALUK, E. et CONSTANTINESCU, A. (2004). Dissipation and fatigue damage - A unified method to treat fatigue damage. *MP Materialprüfung*, 46:524–530.
- [Charkaluk et Constantinescu, 2006] CHARKALUK, E. et CONSTANTINESCU, A. (2006). Estimation of the mesoscopic thermoplastic dissipation in high-cycle fatigue. *Comptes Rendus Mécanique*, 334(6):373 – 379.
- [Charkaluk et Constantinescu, 2009] CHARKALUK, E. et CONSTANTINESCU, A. (2009). Dissipative aspects in high cycle fatigue. *Mechanics of Materials*, 41(5):483 – 494.
- [Chrysochoos, 1995] CHRYSOCHOOS, A. (1995). Analyse du comportement des matériaux par thermographie infrarouge. In EYROLLES, éditeur : *Photomécanique 1995 : Étude du comportement des matériaux et des structures*, page 203 – 211.
- [Chrysochoos et al., 2008] CHRYSOCHOOS, A., BERTHEL, B., LATOURTE, F., GALTIER, A., PAGANO, S. et WATTRISSE, B. (2008). Local energy analysis of high-cycle fatigue using digital image correlation and infrared thermography. *Journal of Strain Analysis*, 43(Special issue paper):411–421. LMGC :08-021.
- [Chrysochoos et al., 2011] CHRYSOCHOOS, A., BLANCHE, A., BERTHEL, B. et WATTRISSE, B. (2011). Energy balance properties of steels subjected to high cycle fatigue. In *SEM 2011 : Experimental Mechanics in the Age of Modeling and Simulation*, Uncasville, USA.
- [Chrysochoos et al., 1989] CHRYSOCHOOS, A., CHEZEAUX, J.-C. et CAUMON, H. (1989). Analyse thermomécanique des lois de comportement par thermographie infrarouge. *Revue de Physique Appliquée*, 24(2):215–225.
- [Chrysochoos et al., 2010] CHRYSOCHOOS, A., HUON, V., JOURDAN, F., MURACIOLE, J.-M., PEYROUX, R. et WATTRISSE, B. (2010). Use of full-field digital image correlation and infrared thermography measurements for the thermomechanical analysis of material behaviour. *Strain*, 46(1):117–130.

-
- [Chrysochoos et Louche, 2000] CHRYSOCHOOS, A. et LOUCHE, H. (2000). An infra-red image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation. *International Journal of Engineering Science*, 38(16):1759 – 1788.
- [Chrysochoos et Peyroux, 1998] CHRYSOCHOOS, A. et PEYROUX, R. (1998). Analyse expérimentale et modélisation numérique des couplages thermomécaniques dans les matériaux solides. *Revue Générale de Thermique*, 37(7):582 – 606.
- [Chrysochoos et al., 2009] CHRYSOCHOOS, A., WATTRISSE, B., MURACCIOLE, J.-M. et EL KAÏM, Y. (2009). Fields of stored energy associated with localized necking of steel. *Mechanics of Materials and Structures*, 4(2):245–262.
- [Coirier et Nadot-Martin, 2007] COIRIER, J. et NADOT-MARTIN, C. (2007). *Mécanique des milieux continus*. Sciences sup. Dunod.
- [Dentsoras et Kouvaritakis, 1995] DENTSORAS, A. J. et KOUVARITAKIS, E. P. (1995). Effects of vibration frequency on fatigue crack propagation of a polymer at resonance. *Engineering Fracture Mechanics*, 50(4):467 – 473.
- [Doudard, 2004] DOUDARD, C. (2004). *Détermination rapide des propriétés en fatigue à grand nombre de cycles à partir d’essais d’échauffement*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Doudard et Calloch, 2009] DOUDARD, C. et CALLOCH, S. (2009). Influence of hardening type on self-heating of metallic materials under cyclic loadings at low amplitude. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 28(2):233 – 240.
- [Doudard et al., 2004] DOUDARD, C., CALLOCH, S., HILD, F., CUGY, P. et GALTIER, A. (2004). Identification of the scatter in high cycle fatigue from temperature measurements. *Comptes Rendus Mecanique*, 332:795–801. CRAS9 Contrat Arcelor Mittal.
- [Doudard et al., 2010] DOUDARD, C., CALLOCH, S., HILD, F. et ROUX, S. (2010). Identification of heat source fields from infra-red thermography : Determination of ‘self-heating’ in a dual-phase steel by using a dog bone sample. *Mechanics of Materials*, 42:55 – 62.
- [Ezanno et al., 2010] EZANNO, A., DOUDARD, C., CALLOCH, S., MILLOT, T. et HEUZÉ, J.-L. (2010). Fast characterization of high-cycle fatigue properties of a cast copper-aluminum alloy by self-heating measurements under cyclic loadings. *Procedia Engineering*, 2(1):967 – 976. Fatigue 2010.
- [Fargione et al., 2002] FARGIONE, G., GERACI, A., LA ROSA, G. et RISITANO, A. (2002). Rapid determination of the fatigue curve by the thermographic method. *International Journal of Fatigue*, 24(1):11 – 19.
- [Farren et Taylor, 1925] FARREN, W. S. et TAYLOR, G. I. (1925). The heat developed during plastic extension of metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 107(743):422–451.
- [Fraux, 2010] FRAUX, D. (2010). *Caractérisation thermomécanique par thermographie infrarouge du comportement d’éprouvettes en acier sollicitées en fatigue*. Thèse de doctorat, Université de Reims.
- [Furuya et al., 2002] FURUYA, Y., MATSUOKA, S., ABE, T. et YAMAGUCHI, K. (2002). Gigacycle fatigue properties for high-strength low-alloy steel at 100 hz, 600 hz, and 20 khz. *Scripta Materialia*, 46(2):157 – 162.
-

- [Galtier, 1993] GALTIER, A. (1993). *Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations Uni ou Multi-axiales*. Thèse de doctorat, ENSAM Bordeaux.
- [Galtier et al., 2002] GALTIER, A., BOUAZIZ, O. et LAMBERT, A. (2002). Influence de la microstructure des aciers sur leur propriétés mécaniques. *Mécanique & Industries*, 3(5):457 – 462.
- [Germain, 1986a] GERMAIN, P. (1986a). *Mécanique*. Numéro vol. 1 de École polytechnique. Ellipses.
- [Germain, 1986b] GERMAIN, P. (1986b). *Mécanique*. Numéro vol. 2 de Mécanique. École Polytechnique.
- [Geymonat et al., 2002] GEYMONAT, G., HILD, F. et PAGANO, S. (2002). Identification of elastic parameters by displacement field measurement. *Comptes Rendus Mécanique*, 330(6):403 – 408.
- [Halphen et Son Nguyen, 1975] HALPHEN, B. et SON NGUYEN, Q. (1975). Sur les matériaux standard généralisés. *Journal de Mécanique*, 14:39–63.
- [Hodowany et al., 2000] HODOWANY, J., RAVICHANDRAN, G., ROSAKIS, A. J. et ROSAKIS, P. (2000). Partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *Experimental Mechanics*, 40(2):113–123.
- [Hong et al., 2003] HONG, S.-G., YOON, S. et LEE, S.-B. (2003). The effect of temperature on low-cycle fatigue behavior of prior cold worked 316l stainless steel. *International Journal of Fatigue*, 25(9–11):1293 – 1300. International Conference on Fatigue Damage of Structural Materials IV.
- [Honorat et al., 2005] HONORAT, V., MOREAU, S., MURACCIOLE, J., WATTRISSE, B. et CHRYSOCHOOS, A. (2005). Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an irfpa camera. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 2:153 – 171.
- [Huang et al., 2011] HUANG, Z. Y., WAGNER, D., BATHIAS, C. et CHABOCHE, J. L. (2011). Cumulative fatigue damage in low cycle fatigue and gigacycle fatigue for low carbon-manganese steel. *International Journal of Fatigue*, 33(2):115 – 121.
- [Jenkin et Lehmann, 1929] JENKIN, C. F. et LEHMANN, G. D. (1929). High frequency fatigue. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 125(796):pp. 83–119.
- [Kazymyrovych, 2009] KAZYMYROVYCH, V. (2009). Very high cycle fatigue of engineering materials : A literature review. Rapport technique 2009 :22, Karlstad University, Department of Mechanical and Materials Enineering.
- [Kazymyrovych et al., 2010] KAZYMYROVYCH, V., BERGSTRÖM, J. et THUVANDER, F. (2010). Local stresses and material damping in very high cycle fatigue. *International Journal of Fatigue*, 32(10):1669 – 1674.
- [Krapez et Pacou, 2002] KRAPEZ, J.-C. et PACOU, D. (2002). Thermography detection of early thermal effects during fatigue tests of steel and aluminum samples. *AIP Conference Proceedings*, 615(1):1545–1552.
- [La Rosa et Risitano, 2000] LA ROSA, G. et RISITANO, A. (2000). Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components. *International Journal of Fatigue*, 22(1):65 – 73.

-
- [Latourte, 2007] LATOURTE, F. (2007). *Identification des paramètres d'une loi élastoplastique de Prager et calcul de champs de contrainte dans des matériaux hétérogènes*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc.
- [Latourte et al., 2008] LATOURTE, F., CHRYSOCHOOS, A., PAGANO, S. et WATTRISSE, B. (2008). Elastoplastic behavior identification for heterogeneous loadings and materials. *Experimental Mechanics*, 48:435–449.
- [Lemaître et Chaboche, 2004] LEMAÎTRE, J. et CHABOCHE, J. (2004). *Mécanique des matériaux solides*. Sciences sup. Dunod.
- [Liaw et al., 2000] LIAW, P., WANG, H., JIANG, L., YANG, B., HUANG, J., KUO, R. et HUANG, J. (2000). Thermographic detection of fatigue damage of pressure vessel steels at 1,000 hz and 20 hz. *Scripta Materialia*, 42(4):389 – 395.
- [Louche, 1999] LOUCHE, H. (1999). *Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc.
- [Louche et Chrysochoos, 2001] LOUCHE, H. et CHRYSOCHOOS, A. (2001). Thermal and dissipative effects accompanying lüders band propagation. *Materials Science and Engineering : A*, 307(1-2):15 – 22.
- [Luong, 1995] LUONG, M. P. (1995). Infrared thermographic scanning of fatigue in metals. *Nuclear Engineering and Design*, 158(2-3):363 – 376.
- [Luong, 1998] LUONG, M. P. (1998). Fatigue limit evaluation of metals using an infrared thermographic technique. *Mechanics of Materials*, 28(1-4):155 – 163.
- [Mabru et Chrysochoos, 2001] MABRU, C. et CHRYSOCHOOS, A. (2001). Dissipation et couplages accompagnant la fatigue de matériaux métalliques. *In Photomécanique 2001, Poitiers, France, 14-26 avril*, pages 375–382.
- [Maquin et Pierron, 2009] MAQUIN, F. et PIERRON, F. (2009). Heat dissipation measurements in low stress cyclic loading of metallic materials : From internal friction to micro-plasticity. *Mechanics of Materials*, 41(8):928 – 942.
- [Mareau, 2007] MAREAU, C. (2007). *Modélisation micromécanique de l'échauffement et de la microplasticité des aciers sous sollicitations cycliques*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech.
- [Mareau et al., 2009] MAREAU, C., FAVIER, V., WEBER, B. et GALTIER, A. (2009). Influence of the free surface and the mean stress on the heat dissipation in steels under cyclic loading. *International Journal of Fatigue*, 31(8-9):1407 – 1412.
- [Mareau et al., 2012] MAREAU, C., FAVIER, V., WEBER, B., GALTIER, A. et BERVEILLER, M. (2012). Micromechanical modeling of the interactions between the microstructure and the dissipative deformation mechanisms in steels under cyclic loading. *International Journal of Plasticity*, 32–33(0):106 – 120.
- [Marines et al., 2003] MARINES, I., DOMINGUEZ, G., BAUDRY, G., VITTORI, J. F., RATHERY, S., DOUCET, J. P. et BATHIAS, C. (2003). Ultrasonic fatigue tests on bearing steel aisi-sae 52100 at frequency of 20 and 30 khz. *International Journal of Fatigue*, 25(9-11):1037 – 1046. International Conference on Fatigue Damage of Structural Materials IV.
- [Mason, 1950] MASON, W. (1950). *Piezoelectric crystals and their application to ultrasonics*. The Bell Telephone Laboratories series. Van Nostrand.
-

- [Meneghetti, 2007] MENEGHETTI, G. (2007). Analysis of the fatigue strength of a stainless steel based on the energy dissipation. *International Journal of Fatigue*, 29(1):81 – 94.
- [Meneghetti et Quaresimin, 2011] MENEGHETTI, G. et QUARESIMIN, M. (2011). Fatigue strength assessment of a short fiber composite based on the specific heat dissipation. *Composites Part B : Engineering*, 42(2):217 – 225.
- [Meshaka, 2002] MESHAKA, Y. (2002). *Couplage thermomécanique et approche non entière de l'irréversibilité en viscoélasticité*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine - INPL. A. Oustaloup (Pr - Président), A. Le Méhauté (Docteur d'Etat -Rapporteur), A. Chrysochoos (Pr - Rapporteur), A. Galtier (Ingénieur de Recherche -Arcelor-IRSID), S. André (MdC), C. Cunat (Pr).
- [Meshaka et al., 2007] MESHAKA, Y., GALTIER, A., ANDRÉ, S. et CUNAT, C. (2007). Thermomechanical coupling and dnlr formalism. study of steel behavior under mechanical cyclic loadings. *International Journal of Mechanical Sciences*, 49(5):597 – 607.
- [Modest, 2003] MODEST, M. (2003). *Radiative Heat Transfer*. Chemical, Petrochemical & Process. Elsevier Science.
- [Morrissey et al., 1999] MORRISSEY, R. J., MCDOWELL, D. L. et NICHOLAS, T. (1999). Frequency and stress ratio effects in high cycle fatigue of ti-6al-4v. *International Journal of Fatigue*, 21(7):679 – 685.
- [Mughrabi, 1999] MUGHRABI, H. (1999). On the life-controlling microstructural fatigue mechanisms in ductile metals and alloys in the gigacycle regime. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 22(7):633–641.
- [Mughrabi, 2002] MUGHRABI, H. (2002). On ‘multi-stage’ fatigue life diagrams and the relevant life-controlling mechanisms in ultrahigh-cycle fatigue. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 25(8-9):755–764.
- [Mughrabi, 2006] MUGHRABI, H. (2006). Specific features and mechanisms of fatigue in the ultrahigh-cycle regime. *International Journal of Fatigue*, 28(11):1501 – 1508. Third International Conference on Very High Cycle Fatigue (VHCF-3).
- [Mughrabi, 2009] MUGHRABI, H. (2009). Cyclic slip irreversibilities and the evolution of fatigue damage. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 40:1257–1279. 10.1007/s11661-009-9839-8.
- [Oliferuk et al., 2004a] OLIFERUK, W., KORBEL, A. et BOCHNIAK, W. (2004a). Estimation of energy storage rate during macroscopic non-homogeneous plastic deformation of polycrystalline materials. *Journal Of Theoretical And Applied Mechanics*, 42(4):817–826.
- [Oliferuk et al., 1996] OLIFERUK, W., KORBEL, A. et GRABSKI, M. W. (1996). Mode of deformation and the rate of energy storage during uniaxial tensile deformation of austenitic steel. *Materials Science and Engineering : A*, 220(1-2):123 – 128.
- [Oliferuk et Maj, 2009] OLIFERUK, W. et MAJ, M. (2009). Stress–strain curve and stored energy during uniaxial deformation of polycrystals. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 28(2):266 – 272.
- [Oliferuk et al., 2004b] OLIFERUK, W., MAJ, M. et RANIECKI, B. (2004b). Experimental analysis of energy storage rate components during tensile deformation of polycrystals. *Materials Science and Engineering : A*, 374(1-2):77 – 81.

-
- [Oliferuk *et al.*, 1995] OLIFERUK, W., ŚWIĄTNICKI, W. A. et GRABSKI, M. W. (1995). Effect of the grain size on the rate of energy storage during the tensile deformation of an austenitic steel. *Materials Science and Engineering : A*, 197(1):49 – 58.
- [Pajani, 1989] PAJANI, D. (1989). *Mesure par thermographie infrarouge*. ADD Ed.
- [Pajani, 2001] PAJANI, D. (2001). Thermographie - principes et mesure. Rapport technique, Techniques de l'Ingénieur.
- [Palin-Luc, 1996] PALIN-LUC, T. (1996). *Fatigue multiaxiale d'une fonte GS sous sollicitations combinées d'amplitude variable*. Thèse de doctorat, ENSAM.
- [Palin-Luc *et al.*, 2010] PALIN-LUC, T., PÉREZ-MORA, R., BATHIAS, C., DOMÍNGUEZ, G., PARIS, P. C. et ARANA, J. L. (2010). Fatigue crack initiation and growth on a steel in the very high cycle regime with sea water corrosion. *Engineering Fracture Mechanics*, 77(11):1953 – 1962. International Conference on Crack Paths 2009.
- [Papadopoulos et Panoskaltsis, 1996] PAPADOPOULOS, I. V. et PANOSKALTSIS, V. P. (1996). Invariant formulation of a gradient dependant multiaxial high-cycle fatigue criterion. *Engineering Fracture Mechanics*, 55(4):513–528.
- [Papini et Gallet, 1994] PAPINI, F. et GALLET, P. (1994). *Thermographie Infrarouge - Image et Mesure*. MASSON Mesures Physiques.
- [Poncelet, 2007] PONCELET, M. (2007). *Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles*. Thèse de doctorat, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
- [Poncelet *et al.*, 2007] PONCELET, M., DOUDARD, C., CALLOCH, S., HILD, F., WEBER, B. et GALTIER, A. (2007). Prediction of self-heating measurements under proportional and non-proportional multiaxial cyclic loadings. *Comptes Rendus Mécanique*, 335:81–86. Wos Cras12 Contrat Arcelor Mittal.
- [Pyttel *et al.*, 2011] PYTTEL, B., SCHWERDT, D. et BERGER, C. (2011). Very high cycle fatigue - is there a fatigue limit? *International Journal of Fatigue*, 33(1):49 – 58. Advances in Very High Cycle Fatigue.
- [Rabbe *et al.*, 2000] RABBE, P., LIEURADE, H.-p. et GALTIER, A. (2000). Essais de fatigue - partie 1. Rapport technique, Techniques de l'Ingénieur.
- [Ranc, 2004] RANC, N. (2004). *Etude des champs de température et de déformation dans les matériaux métalliques sollicités à grande vitesse de déformation*. Thèse de doctorat, Université de Nanterre - Paris X.
- [Ranc *et al.*, 2008] RANC, N., WAGNER, D. et PARIS, P. (2008). Study of thermal effects associated with crack propagation during very high cycle fatigue tests. *Acta Materialia*, 56(15):4012 – 4021.
- [Rittel *et al.*, 2012] RITTEL, D., KIDANE, A., ALKHADER, M., VENKERT, A., LANDAU, P. et RAVICHANDRAN, G. (2012). On the dynamically stored energy of cold work in pure single crystal and polycrystalline copper. *Acta Materialia*, 60(9):3719 – 3728.
- [Rittel *et al.*, 2006] RITTEL, D., RAVICHANDRAN, G. et VENKERT, A. (2006). The mechanical response of pure iron at high strain rates under dominant shear. *Materials Science and Engineering : A*, 432(1–2):191 – 201.
-

- [Rittel *et al.*, 2009] RITTEL, D., SILVA, M., POON, B. et RAVICHANDRAN, G. (2009). Thermomechanical behavior of single crystalline tantalum in the static and dynamic regime. *Mechanics of Materials*, 41(12):1323 – 1329.
- [Rosakis *et al.*, 2000] ROSAKIS, P., ROSAKIS, A., RAVICHANDRAN, G. et HODOWANY, J. (2000). A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48(3):581 – 607.
- [Sakai *et al.*, 2001] SAKAI, T., TANAKA, N., TAKEDA, M., KANEMITSU, M. et OGUMA, N. (2001). Characteristic s-n property of high strength steels in ultra-wide life regime under rotating bending. *Environmentally Conscious Design and Inverse Manufacturing, International Symposium on*, 0:432.
- [Schijve, 2003] SCHIJVE, J. (2003). Fatigue of structures and materials in the 20th century and the state of the art. *International Journal of Fatigue*, 25(8):679 – 702.
- [Schütz, 1996] SCHÜTZ, W. (1996). A history of fatigue. *Engineering Fracture Mechanics*, 54(2):263 – 300.
- [Setowaki *et al.*, 2011] SETOWAKI, S., ICHIKAWA, Y. et NONAKA, I. (2011). Effect of frequency on high cycle fatigue strength of railway axle steel. In *VHCF 5 : The 5th International Conference on Very High Cycle Fatigue*.
- [Sohar *et al.*, 2008] SOHAR, C., BETZWAR-KOTAS, A., GIERL, C., WEISS, B. et DANNINGER, H. (2008). Gigacycle fatigue behavior of a high chromium alloyed cold work tool steel. *International Journal of Fatigue*, 30(7):1137 – 1149.
- [Stanzl-Tschegg et Mayer, 2001] STANZL-TSCHEGG, S. et MAYER, H. (2001). Fatigue and fatigue crack growth of aluminium alloys at very high numbers of cycles. *International Journal of Fatigue*, 23, Supplement 1(0):231 – 237.
- [Stanzl-Tschegg *et al.*, 2007] STANZL-TSCHEGG, S., MUGHRABI, H. et SCHOENBAUER, B. (2007). Life time and cyclic slip of copper in the vhc regime. *International Journal of Fatigue*, 29(9-11):2050 – 2059. Fatigue Damage of Structural Materials VI, The Sixth International Conference on Fatigue Damage of Structural Materials.
- [Stanzl-Tschegg et Schönbauer, 2010] STANZL-TSCHEGG, S. E. et SCHÖNBAUER, B. (2010). Mechanisms of strain localization, crack initiation and fracture of polycrystalline copper in the vhc regime. *International Journal of Fatigue*, 32(6):886 – 893. Selected Papers of the 17th European Conference of Fracture (ECF 17).
- [Suquet, 2003] SUQUET, P. (2003). *Rupture et plasticité*. École polytechnique, Département de mécanique.
- [Szczepliński, 2001] SZCZEPIŃSKI, W. (2001). The stored energy in metals and the concept of residual microstresses in plasticity. *Archives of Mechanics*, 53(6):615–629.
- [Taylor et Quinney, 1934] TAYLOR, G. I. et QUINNEY, H. (1934). The latent energy remaining in a metal after cold working. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 143(849):307–326.
- [Tsutsumi *et al.*, 2009] TSUTSUMI, N., MURAKAMI, Y. et DOQUET, V. (2009). Effect of test frequency on fatigue strength of low carbon steel. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 32(6):473–483.

-
- [Wagner *et al.*, 2010] WAGNER, D., RANC, N., BATHIAS, C. et PARIS, P. (2010). Fatigue crack initiation detection by an infrared thermography method. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 33(1):12–21.
- [Wattrisse *et al.*, 2001a] WATTRISSE, B., CHRYSOCHOOS, A., MURACCIOLE, J.-M. et NÉMOZ-GAILLARD, M. (2001a). Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation. *Experimental Mechanics*, 41:29–39. 10.1007/BF02323101.
- [Wattrisse *et al.*, 2001b] WATTRISSE, B., CHRYSOCHOOS, A., MURACCIOLE, J.-M. et NÉMOZ-GAILLARD, M. (2001b). Kinematic manifestations of localisation phenomena in steels by digital image correlation. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 20(2):189 – 211.
- [Weber, 1999] WEBER, B. (1999). *Fatigue multiaxiale des structures industrielles sous chargement quelconque*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- [Xue *et al.*, 2008] XUE, H., BAYRAKTAR, E. et BATHIAS, C. (2008). Damage mechanism of a nodular cast iron under the very high cycle fatigue regime. *Journal of Materials Processing Technology*, 202(1-3):216 – 223.
- [Yang *et al.*, 2005] YANG, B., LIAW, P., MORRISON, M., LIU, C., BUCHANAN, R., HUANG, J., KUO, R., HUANG, J. et FIELDEN, D. (2005). Temperature evolution during fatigue damage. *Intermetallics*, 13(3–4):419 – 428. International Workshop on Ordered Intermetallics and Advanced Metallic Materials.
- [Yang *et al.*, 2001] YANG, B., LIAW, P., WANG, H., JIANG, L., HUANG, J., KUO, R. et HUANG, J. (2001). Thermographic investigation of the fatigue behavior of reactor pressure vessel steels. *Materials Science and Engineering : A*, 314(1–2):131 – 139.

Table des figures

1	Projet ANR Disfat	x
1.1	Chargement cyclique en contrainte	3
1.2	Courbe SN	4
1.3	Courbe de Wöhler - Boucle d'hystérésis	5
1.4	Phénomène d'adaptation, d'accommodation et de rochet	6
1.5	Mécanismes d'intrusion extrusion à la surface de l'échantillon	7
1.6	Mécanismes d'initiation	9
1.7	Formation de fissures	10
1.8	Faciès de rupture et Œil de poisson	10
1.9	Courbe SN - effet fréquence	11
1.10	Courbe SN et effet de la température	12
1.11	Courbe SN et effet de l'oxydation	13
1.12	Évolution de la variation de température lors d'un essai de fatigue	14
1.13	Variation de température en fatigue	15
1.14	Évolution de température lors d'un essai de fatigue	16
1.15	Carte de dissipation intrinsèque	17
1.16	Source de chaleur et histoire de chargement	18
1.17	Champ de température en VHCF	19
1.18	Modélisations énergétiques	20
1.19	Bilan d'énergies	22
1.20	Champs énergétiques	23
1.21	Énergie stockée	23
1.22	Influence de la vitesse de déformation	24
1.23	Microstructure du cuivre	25
2.1	Illustration du premier principe de la thermodynamique	30
2.2	Trajets thermomécaniques [Chrysochoos <i>et al.</i> , 2010]	38
3.1	Spectre électromagnétique [Pajani, 2001]	39
3.2	Temps d'intégration	42
3.3	Dispositif de mesure d'émissivité	43
3.4	Du rayonnement IR à la température	45
3.5	Illustration des critères de qualité lors de la procédure d'étalonnage	45
3.6	Pixels défectueux	46
3.7	Échantillon et éprouvette de référence	47

3.8	Image de référence I_1 (a) et déformée I_2 (b)	48
3.9	Mouchetis	49
3.10	Dispositif d'acquisition couplée	50
3.11	Recalage en temps	51
3.12	Mire IR et CCD	52
3.13	Dispositif de sollicitation en fatigue VHCF	53
3.14	Forme de l'échantillon et distribution de contrainte	55
3.15	(a) Réponse d'un système conservatif (b) Réponse d'un système dissipatif	56
3.16	Relation tension - déplacement	56
3.17	Mode de vibration VHCF	57
4.1	Configuration lagrangienne et eulérienne	60
4.2	Pavé de lissage spatiotemporel	63
4.3	Champs de déformation et contraintes	66
4.4	Dimension d'un échantillon [Berthel, 2007]	67
4.5	Champ de température lissé - Courbure sur y négative	69
4.6	Estimation de τ	71
4.7	Détermination des fuites thermiques par méthode inverse	71
4.8	Pavé de lissage	74
4.9	Lissage de température	75
4.10	DP600, Sources de chaleur lors d'un essai de traction monotone	77
4.11	Exemple de boucle d'hystérésis sur le DP600 lors d'un essai HCF	78
5.1	Microstructure des différents matériaux	83
5.2	Dimensions des échantillons	84
5.3	Directions du laminage	84
5.4	Histoire de chargement	86
5.5	Exemple de sous-échantillonnage	86
5.6	Dimension de l'échantillon utilisé en VHCF	88
5.7	Comparaison entre contrainte et de température en VHCF	91
5.8	Décomposition de la température	93
5.9	Dissipation du cuivre en VHCF	95
5.10	Dissipation du laiton en VHCF	96
5.11	Énergies par cycle du DP600 en HCF	97
5.12	Énergies par cycle du cuivre et XC70 en HCF	98
5.13	Dissipation du cuivre en VHCF	99
5.14	Histoire de chargement sur le cuivre en VHCF	100
5.15	Température et dissipation du laiton en VHCF	100
5.16	Température et dissipation du fer Armco en VHCF	101
5.17	Champs thermoélastique et de dissipation du DP600 en HCF	103
5.18	Champs de dissipation du DP600 en HCF	103
5.19	Champ de dissipation du fer Armco en VHCF	104
5.20	Longueurs caractéristiques des sources de chaleur	105
5.21	Changement d'échelle	106
5.22	Sources de chaleur à différentes échelles	107
5.23	Dissipation et microstructure	108
5.24	Bandes de glissement	108
5.25	Dissipation et fissure	109
5.26	Dissipation et rupture	110

5.27	Dissipation et rupture	111
5.28	Dissipation et rupture	111
5.29	Dissipation et faciès de rupture	112
5.30	Courbe SN du cuivre - effet fréquence	114
5.31	Courbes d_1 vs σ	115
5.32	Comparaison HCF et VHCF	116
5.33	Traction : DP600, courbe de traction à 0.05 mm/s	117
5.34	Bilan d'énergie en traction monotone	117
5.35	Bilan d'énergie en HCF	118
5.36	Traction à 0.05 mm/s : DP600, Évolution de l'énergie stockée	118
5.37	HCF : DP600, évolution de l'énergie stockée	119

Liste des tableaux

2.1	Lois de comportement	34
2.2	Puissances et énergies d'un bilan d'énergie	36
3.1	Facteur d'émission de quelques matériaux	41
3.2	Émissivité - exemple pour $T_1 = 20\text{ °C}$ et $T_2 = 35\text{ °C}$	44
4.1	Constantes de fuites thermiques en traction monotone & HCF	73
4.2	Constantes de fuites thermiques en VHCF	73
5.1	Caractéristiques thermophysiques des matériaux	81
5.2	Composition du DP600, pourcentage en masse, solde en Fe	82
5.3	Caractéristiques mécaniques du DP600	82
5.4	Composition du Fer Armco, pourcentage en masse, solde en Fe	82
5.5	Principaux essais HCF	87
5.6	Dimension des échantillons (mm)	88
5.7	Principaux essais VHCF	90
5.8	VHCF : Histoire de chargement d'un échantillon en cuivre	99

Table des matières

Remerciements	i
Principales notations	v
Introduction générale	ix
1 Généralités sur la fatigue des matériaux	1
1.1 Historique	1
1.2 Caractéristiques des chargements cycliques	2
1.3 Courbe SN	3
1.4 Mécanismes microstructuraux en fatigue	7
1.4.1 Initiation de la fissure	7
1.4.2 Propagation des fissures	8
1.4.3 Rupture	9
1.5 Effet du temps et de l'environnement	10
1.6 Observation thermique en fatigue	13
1.7 Analyse des mesures thermiques	16
1.8 Modélisations	19
1.9 Bilan énergétique et énergie stockée	20
1.10 Bilan, Objectifs & Outils	26
1.10.1 Bilan	26
1.10.2 Objectifs	27
1.10.3 Outils	28
2 Cadre thermodynamique	29
2.1 Premier principe de la thermodynamique	29
2.2 Second principe de la thermodynamique	31
2.3 Inégalité de Clausius-Duhem	31
2.4 Méthode de l'état local	32
2.4.1 Postulat de l'état local	32
2.4.2 Variables d'état	32
2.5 Potentiel thermodynamique	32
2.6 Forces et flux thermodynamiques	32
2.7 Pseudo-potentiel de dissipation	33
2.8 Dissipation intrinsèque et thermique	34
2.9 Équation de la chaleur	34

2.9.1	Une première simplification de l'équation de la chaleur	35
2.10	Bilan d'énergie	35
2.10.1	Trajet thermomécanique	37
3	Cadre expérimental	39
3.1	Rappel sur le rayonnement infrarouge	39
3.1.1	Rayonnement thermique	39
3.1.2	Puissance rayonnée par une surface	40
3.1.3	Corps noir	40
3.1.4	Facteur d'émission	41
3.2	Dispositif IR	41
3.2.1	La caméra IR	42
3.2.2	Rayonnement réellement mesuré	42
3.2.3	Estimation de l'émissivité	43
3.2.4	Étalonnage pixel à pixel	44
3.2.5	Échantillon de référence	46
3.3	Dispositif CCD	47
3.3.1	Corrélation d'images numériques	47
3.4	Dispositif expérimental en traction monotone et HCF	49
3.4.1	Dispositif d'acquisition	49
3.4.2	Recalage en temps	51
3.4.3	Recalage en espace	52
3.5	Dispositif expérimental en VHCF	52
3.5.1	Estimation des contraintes	53
3.5.2	Calibration du système piézoélectrique	56
3.5.3	Modes de vibration	57
4	Traitement des données	59
4.1	Cadre mécanique	59
4.1.1	Configuration lagrangienne et eulérienne	59
4.1.2	Gradient de transformation	60
4.1.3	Déformations	60
4.1.4	Vitesse de déformations	61
4.1.5	Dérivée particulaire	61
4.2	Cadre mécanique et corrélation d'images numériques	62
4.3	Lissage spatiotemporel du déplacement	62
4.4	Estimation du champ de contrainte	63
4.5	Étude des sources de chaleur	67
4.6	Modèles de diffusion de la chaleur	67
4.6.1	Modèle 2D	67
4.6.2	Modèle 1D	68
4.6.3	Modèle 0D	69
4.7	Estimation des fuites thermiques	70
4.7.1	Identification d'un retour à l'équilibre thermique	70
4.7.2	Méthode inverse	70
4.7.3	Minimisation des sources	71
4.7.4	Calcul de tau 2D	72
4.7.5	Constantes de fuites thermiques obtenues expérimentalement	72

4.8	Calcul des sources de chaleur	73
4.8.1	Lissage spatiotemporel de la température	74
4.9	Bilan d'énergie	76
4.9.1	Bilan d'énergie 0D en traction monotone	76
4.9.2	Bilan d'énergie 0D en HCF	78
5	Résultats expérimentaux	81
5.1	Présentation des matériaux	81
5.2	Description des essais	84
5.2.1	Essais de traction monotone	84
5.2.2	Essais HCF	85
5.2.3	Essais VHCF	87
5.3	De l'intérêt d'un passage des températures aux sources de chaleur	91
5.3.1	État des lieux	91
5.3.2	Un premier pas vers les sources de chaleur en VHCF	92
5.4	Limite de fatigue, stabilité cyclique et cinétique	94
5.4.1	Existence d'une limite de fatigue	95
5.4.2	Stabilité cyclique	97
5.5	Localisation des effets dissipatifs en fatigue	102
5.6	Étude comparative de quelques propriétés énergétiques	113
5.6.1	Effet du gradient de contrainte et de la fréquence	113
5.6.2	Bilans d'énergie	116
	Conclusion & Perspectives	121
	Bibliographie	122

Effets dissipatifs en fatigue à grand et très grand nombre de cycles

Résumé : Cette étude présente une analyse mécanique et énergétique de la fatigue des matériaux métalliques à grand et très grand nombre de cycles. Des bilans d'énergie en fatigue sont réalisés à partir de techniques d'imagerie quantitatives. Les sources de chaleur sont déterminées à partir des champs de température mesurés par caméra infrarouge. Les champs cinématiques sont obtenus en utilisant une technique de corrélation d'images numériques et permettent d'estimer l'énergie de déformation mise en jeu. Un premier objectif est d'analyser la pertinence énergétique des concepts de limite de fatigue et d'état cyclique stabilisé. Un deuxième objectif est de comparer les champs de dissipation à l'échelle mésoscopique aux distributions de bandes de glissement. Enfin, la comparaison d'essais de fatigue conventionnelle (30-50 Hz) et ultrasonique (20 kHz) permet d'analyser les effets de la fréquence sur le comportement dissipatif du matériau.

Mots-clés : fatigue, dissipation, bilan d'énergie, thermographie infrarouge, corrélation d'image, microstructure, effet fréquence, bandes de glissement

Dissipative effects in high and very high cycle fatigue

Abstract : This work presents a mechanical and energy analysis of metallic materials during high and very high cycle fatigue tests. Energy balances are derived from quantitative imaging techniques. Heat sources are estimated from temperature fields measured by an infrared camera. Kinematic fields are obtained by using digital image correlation techniques and used to compute the deformation energy. A first aim is to analyse the energy relevance of the concepts of fatigue limit and stabilized cyclic behavior. A second aim is to compare dissipation fields at mesoscale with the microstructural distribution of slip bands. Finally, conventional (30-50 Hz) and ultrasonic (20 kHz) fatigue tests are used to analyse the frequency effect on the dissipative behavior of the material.

Key words : fatigue, dissipation, energy balance, infrared thermography, digital image correlation, microstructure, frequency effect, persistent slip bands

Discipline : Mécanique et Génie Civil

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil - UMR 5508
Université Montpellier II
CC 048 Place Eugène Bataillon
34095 MONTPELLIER cedex 5