



**HAL**  
open science

# Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles

Martin Poncelet

► **To cite this version:**

Martin Poncelet. Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles. Mécanique [physics.med-ph]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2007. Français. NNT: . tel-00200459

**HAL Id: tel-00200459**

**<https://theses.hal.science/tel-00200459>**

Submitted on 20 Dec 2007

**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.



ENSC-2007-N°74



**THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN**

Présentée par  
Monsieur Martin PONCELET

**pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN**

Domaine :  
MÉCANIQUE-GÉNIE MÉCANIQUE-GÉNIE CIVIL

**Sujet de la thèse :**  
**Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales  
des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand  
nombre de cycles**

Thèse présentée et soutenue à Cachan le 30 novembre 2007 devant le jury  
composé de :

BATSALE J.C.	Professeur des univ.	ENSAM	Président
CHRYSOCHOOS A.	Professeur des univ.	Montpellier II	Rapporteur
DANG VAN K.	Directeur de recherche	École Polytechnique	Rapporteur
PINEAU A.	Professeur des univ.	École des Mines	Examineur
CALLOCH S.	Professeur des univ.	ENSIETA	Co-directeur
DOUDARD C.	Enseignant chercheur	ENSIETA	Co-directeur
HILD F.	Directeur de recherche	ENS Cachan	Co-directeur
GALTIER A.	Docteur ingénieur	CETIM	Invité
WEBER B.	Docteur ingénieur	Arcelor Research	Invité

---

**LMT-Cachan**

(ENS Cachan/CNRS/Université Paris 6/PRES UniverSud Paris)  
61, avenue du Président Wilson, F-94230 CACHAN CEDEX



« Une société sans la science est aussi absurde qu'un poisson sans bicyclette. »

Pierre Desproges

Je tiens tout d'abord à remercier Sylvain Calloch et Cédric Doudard qui m'ont embarqué dans cette aventure. Je pense qu'aucun de nous trois ne pouvait alors deviner au devant de quelles difficultés expérimentales nous allions, ni le nombre d'heures de téléphone que nous passerions à se gratter la tête (j'en ai des preuves). La distance Paris-Brest, quoi qu'importante et parfois fort pénalisante, a été en grande partie compensée par leur optimisme et leur bonne humeur. Je tiens également à saluer François Hild qui dû s'accommoder comme moi de cette situation complexe en début de thèse. Son aide et son recul me furent par moment d'un grand secours. Je remercie également Bastien Weber et André Galtier pour la liberté et la confiance qu'ils nous ont accordées. J'ai été sincèrement très heureux de travailler pour eux, et j'espère que ma propre appréciation modérée - certains diraient négative - de mes résultats ne les a pas trop découragés. Enfin je tiens également à remercier tous les membres de mon jury de thèse. Ce fut un honneur et un plaisir de discuter avec eux des difficultés et des perspectives de mon travail.

Plusieurs autres personnes ont contribué - parfois de manière à peine visible, et pourtant importante - à cette étude. Je pense à André Chrysochoos et Christine Boué pour nos discussions concernant les mesures infrarouges. Certaines pistes n'ont pas (encore ?) abouti malgré l'investissement de plusieurs personnes que je remercie : Philippe Le Masson (mesure par microthermocouple), Bruno Passily (mesure de microdureté instrumentée), Nicolas Garraud (mesure interférométrique). D'autres pistes ont été plus fructueuses et je n'aurais pu les étudier seul. Merci donc à Hellie Tsitsiris pour cette folle nuit d'essais (mesure par caméra rapide et microscope longue distance) et moult merci à Maxime Vaché pour ses nombreuses simulations de Ray-tracing et l'intérêt qu'il a porté à mes mesures.

De nombreuses autres personnes ont contribué à leur manière à l'aboutissement - tout est relatif - de cette thèse. Les réunions d'UTR ont été à de nombreuses reprises le siège de longues discussions à propos de mes mesures et il me faut donc remercier tous ses participants. Les membres du centre d'essais - en particulier Raka - ont été très souvent attentifs à mes difficultés, et je leur en suis reconnaissant. Pour finir, les réflexions pertinentes et le soutien de Marc François m'ont été d'une grande aide lors de mes différents travaux expérimentaux. J'écouterai Coltrane moins fort lors de mes futurs essais ...

Reste à présent tous ceux du labo qui m'ont supporté, apporté joie et permis de ne pas (trop) aggraver mon état psychologique pendant ces trois ans. En vrac : Jean (pour cette discussion en remontant au RER un soir de dépit) ; Frisou (pour nos discussions sociétales) ; Karine, Nico M., Nico G., Seb G., Patto (pour leur bonne humeur) ; PAB, Sylvie P., Olivier H., Nico S. et Marc F. (pour les discussions « scientifiques » autour du bar) ; Catherine (pour son efficacité) ; Hugo (pour nos très nombreuses discussions et ce caveau rue des Lombards).

Enfin ceux « qui ne comprennent rien à ce que je fais mais cherchent à comprendre » : Alain & Béa ; Jim, Caro & Adèle ; Daniel. Merci à Vincent. Je n'ai pas les mots pour Elsa.



---

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Convention d'écriture</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'estimation rapide de propriétés à la fatigue par essai d'auto-échauffement</b>	<b>5</b>
1 Essais d'auto-échauffement et fatigue des matériaux . . . . .	6
1.1 Principe de l'essai d'auto-échauffement . . . . .	7
1.2 Prévision empirique de limite d'endurance . . . . .	11
2 Essais d'auto-échauffement et fatigue des structures . . . . .	15
2.1 Premières approches thermiques de la fatigue des structures . . . . .	15
2.2 Les essais d'auto-échauffement sur structures . . . . .	16
3 Modélisation unifiant essais d'auto-échauffement et FGNC des matériaux . . . . .	22
3.1 Observation de l'apparition progressive de la microplasticité . . . . .	22
3.2 Modélisation l'apparition progressive de la microplasticité . . . . .	27
3.3 Comportement thermique sous essais d'auto-échauffement . . . . .	31
3.4 Comportement à rupture sous essais de fatigue . . . . .	34
3.5 Démarche d'identification/prévision . . . . .	36
4 Conclusion . . . . .	38
<b>2 Chargement multiaxial : cas de la sollicitation de traction-torsion sur tube</b>	<b>41</b>
1 La fatigue multiaxiale : enjeux et difficultés . . . . .	43
1.1 Nécessité de la prise en compte de la multiaxialité des contraintes . . . . .	43
1.2 Les campagnes expérimentales classiques de fatigue multiaxiale . . . . .	46
1.3 Les essais d'auto-échauffement, alternative judicieuse ? . . . . .	48
2 Essais d'auto-échauffement sous sollicitations multiaxiales . . . . .	52
2.1 Campagne expérimentale de bitraction proportionnelle . . . . .	52
2.2 Campagne expérimentale de traction-torsion . . . . .	57
2.3 Conclusions quant aux essais d'auto-échauffement multiaxiaux . . . . .	83
3 Prévision en fatigue à grand nombre de cycles . . . . .	84
3.1 Extension du modèle aux chargements multiaxiaux hétérogènes . . . . .	84
3.2 Cas de la traction . . . . .	86

3.3	Cas des chargements multiaxiaux . . . . .	89
3.4	Conclusion sur le modèle à activation par contrainte équivalente . . .	93
4	Une autre extension du modèle. . . . .	95
4.1	De l'activation d'un système de glissement à la rupture . . . . .	96
4.2	Application au cas de la traction-torsion . . . . .	100
5	Conclusions . . . . .	104
<b>3</b>	<b>Hétérogénéité : cas de tôles avec effet de surface</b>	<b>107</b>
1	Effets de surface, fatigue. . . et auto-échauffement ? . . . . .	108
1.1	La surface, un bord libre . . . . .	110
1.2	La surface, une épaisseur . . . . .	113
1.3	Et les essais d'auto-échauffement ? . . . . .	115
2	Vers un modèle probabiliste hétérogène . . . . .	123
2.1	Approche 0D . . . . .	124
2.2	Approche 1D . . . . .	128
3	Conception d'éprouvettes de démonstration . . . . .	132
4	Développement d'un protocole expérimental . . . . .	139
4.1	Mesure de champ de température par radiométrie . . . . .	142
4.2	Moyen de sollicitation mécanique . . . . .	155
4.3	Effet du couplage thermoélastique . . . . .	164
4.4	Revêtement à haute émissivité . . . . .	171
4.5	Système optique . . . . .	186
4.6	Environnement thermique . . . . .	194
4.7	Synthèse du protocole expérimental . . . . .	200
5	Résultats et discussion . . . . .	203
5.1	Éprouvettes de démonstration . . . . .	203
5.2	Éprouvettes d'acier 22MnB5 . . . . .	208
6	Conclusions . . . . .	211
	<b>Conclusion</b>	<b>213</b>
	<b>A L'acquisition synchrone, une solution ?</b>	<b>217</b>
	<b>B Est-il possible de « voir » un foyer ?</b>	<b>221</b>
	<b>C Article sur les essais biaxiaux</b>	<b>227</b>
	<b>D Géométrie des éprouvettes tubulaires</b>	<b>239</b>
	<b>E Prise en compte d'un effet de surface sur éprouvette tubulaire ?</b>	<b>241</b>
1	Différences entre éprouvettes tubulaires et cylindriques . . . . .	241
2	Introduction d'une hétérogénéité intrinsèque . . . . .	244
3	Application aux résultats . . . . .	247

---

<b>F Principe de la corrélation d'images</b>	<b>251</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>253</b>



---

# Table des figures

1.1	Température d'une éprouvette soumise à un essai d'auto-échauffement . . .	8
1.2	Exemples de montages d'essais d'auto-échauffement . . . . .	9
1.3	Régimes transitoires typiques lors d'essais d'auto-échauffement . . . . .	10
1.4	Estimation empirique de $\Sigma_\infty$ par méthode [Luong, 1992] . . . . .	11
1.5	Estimation empirique de $\Sigma_\infty$ par méthode [Krapez et Pacou, 2002] . . . . .	13
1.6	Essai sur structure : approche globale de [Arnould et al., 2005] . . . . .	17
1.7	Essai sur structure : approche locale de [Luong, 1998] . . . . .	18
1.8	Eprouvettes entaillées de [Medgenberg et Ummenhofer, 2006] . . . . .	19
1.9	Essai sur structure : approche locale de [Medgenberg et Ummenhofer, 2006]	20
1.10	Essai sur structure : approche unidirectionnelle de [Meneghetti, 2007] . . . . .	21
1.11	Hétérogénéité de la microplasticité : carte d'énergie dissipée . . . . .	23
1.12	Apparition de bandes de cisaillement et de microfissures . . . . .	24
1.13	Mécanisme d'intrusion/extrusion . . . . .	25
1.14	Hétérogénéité de la microplasticité : micrographies . . . . .	26
1.15	Hétérogénéité de la microplasticité : carte de relief topographique . . . . .	27
1.16	Régime transitoire d'un essai d'auto-échauffement et réponse du modèle . .	33
1.17	Courbe d'auto-échauffement et réponse du modèle . . . . .	33
1.18	Identification des paramètres du modèle pour la nuance DP600 LC. . . . .	37
1.19	Prévision de la dispersion pour les essais de fatigue . . . . .	38
2.1	Chargement d'un cylindre roulant sur un plan . . . . .	44
2.2	Chargement d'une aube de turbine . . . . .	44
2.3	Chargement d'un fémur pendant la marche . . . . .	45
2.4	Types de sollicitations utilisées en fatigue multiaxiale . . . . .	46
2.5	Surface d'isoprobabilité type . . . . .	47
2.6	Exemple de séquence de chargement lors d'une détection de surface . . . . .	51
2.7	Assemblage de l'éprouvette biaxiale cruciforme . . . . .	54
2.8	Les directions de chargement dans le plan des contraintes ( $\Sigma_1, \Sigma_2$ ). . . . .	54
2.9	Validation du choix d'offset $\bar{\theta}_s$ lors l'essai sur éprouvette cruciforme . . . . .	55
2.10	Surface d'iso-auto-échauffement (éprouvette cruciforme en acier DP600 LC)	55
2.11	Identifications de surface d'iso-auto-échauffement . . . . .	56
2.12	Influence de $\alpha_H$ sous contrainte moyenne non-nulle . . . . .	57
2.13	Plage angulaire des essais proportionnels selon le type de sollicitation . . .	58
2.14	Architecture de la machine de traction-torsion . . . . .	59
2.15	Montage de traction-torsion . . . . .	60
2.16	Micrographies du brut d'acier C45 . . . . .	61

2.17	Filiation de dureté sur le brut d'acier C45 . . . . .	62
2.18	Courbe de traction de la nuance C45. . . . .	62
2.19	Description générale des chargements . . . . .	63
2.20	Courbe d'auto-échauffement en traction et torsion pures . . . . .	63
2.21	Hétérogénéité thermique de l'éprouvette tubulaire . . . . .	65
2.22	Variation de $H_{m+2}$ avec la direction du chargement $\Phi$ . . . . .	68
2.23	Identification de $m$ sur la courbe d'auto-échauffement en torsion . . . . .	69
2.24	Surface d'iso-auto-échauffement (éprouvette tubulaire en acier C45) . . . . .	70
2.25	Surface d'iso-auto-échauffement dans le plan $(H_{m+2}^{\frac{1}{m+2}}\Sigma_0, H_{m+2}^{\frac{1}{m+2}}\tau_{0M})$ . . . . .	72
2.26	Courbe d'auto-échauffement avec contrainte moyenne . . . . .	73
2.27	Effet de la contrainte moyenne de torsion . . . . .	73
2.28	Trajet stellaire . . . . .	75
2.29	Courbe d'auto-échauffement sous trajet stellaire . . . . .	75
2.30	Courbe d'auto-échauffement sous trajet stellaire en fonction de $\Sigma_{\text{eff diss}}$ . . . . .	76
2.31	Trajet circulaire . . . . .	77
2.32	Courbe d'auto-échauffement sous trajet circulaire . . . . .	78
2.33	Dissipation lors de chargements proportionnels et non-proportionnels . . . . .	79
2.34	Variation de $D_f$ en fonction de $\Sigma_0/\Sigma_0(\text{max})$ et $\sigma_y^{\mu}/\sigma_y^{\mu}(\text{max})$ et $\Phi$ . . . . .	81
2.35	Courbe d'auto-échauffement sous trajet circulaire en fonction de $\Sigma_{\text{eff diss}}$ . . . . .	83
2.36	Éprouvette de fatigue en traction . . . . .	87
2.37	Courbe de Wöhler en traction à $R = -1$ de l'acier C45 utilisé . . . . .	88
2.38	Prévision des courbes de Wöhler en traction à $R = -1$ . . . . .	89
2.39	Géométrie des éprouvettes de fatigue simulées par EF . . . . .	90
2.40	Simulation EF des éprouvettes tubulaires de fatigue . . . . .	91
2.41	Profil des macrofissures sous chargements multiaxiaux . . . . .	93
2.42	Courbe de Wöhler pour des trajets homogènes circulaire et proportionnel . . . . .	95
2.43	Angles d'Euler définissant le plan de glissement cristallographique . . . . .	96
2.44	Courbes de Wöhler de trajets hétérogènes proportionnel et non-proportionnel . . . . .	100
2.45	Identification de $m$ et $\alpha/S_0$ . . . . .	102
2.46	Surface d'iso-auto-échauffement (second modèle) . . . . .	102
2.47	Courbes d'auto-échauffement pour différents trajets (second modèle) . . . . .	103
2.48	Variation de $\kappa$ en fonction de $\Phi'$ et $\delta$ . . . . .	103
2.49	Relations mesure sur structure/mesure locale . . . . .	105
3.1	Vitesse de propagation de fissure en surface et à coeur . . . . .	109
3.2	Modèle d'inclusion en surface et à coeur . . . . .	111
3.3	Nocivité d'un défaut en fonction de sa profondeur . . . . .	112
3.4	Influence des contraintes résiduelles sur la tenue à la fatigue . . . . .	114
3.5	Micrographie de 22MnB5 décarburé et non-décarburé . . . . .	118
3.6	Filiations de microdureté sur 22MnB5 décarburé et non-décarburé . . . . .	119
3.7	Géométrie des éprouvettes de 22MnB5 . . . . .	119
3.8	Courbes d'auto-échauffement de l'acier 22MnB5 décarburé et non-décarburé . . . . .	120
3.9	Principe des mesures thermographiques sur tôle . . . . .	122

3.10	Modélisation de l'effet de surface . . . . .	124
3.11	Prévision des courbes d'auto-échauffement du 22MnB5 . . . . .	125
3.12	Identification sur les courbes d'auto-échauffement de l'acier 22MnB5 . . . . .	127
3.13	Calcul avec échange thermique au bord pour les éprouvettes de 22MnB5 . . . . .	131
3.14	Évolution de la température au cours d'un essai . . . . .	132
3.15	Géométrie des éprouvettes sandwich . . . . .	133
3.16	Effet de la résistance thermique aux l'interfaces du sandwich . . . . .	135
3.17	Fabrication des éprouvettes de démonstration . . . . .	135
3.18	Modélisation de la résistance thermique aux interfaces . . . . .	137
3.19	Effet de la résistance thermique aux interfaces . . . . .	137
3.20	Simulation du champ thermique des éprouvettes sandwich . . . . .	138
3.21	Calcul avec échange thermique au bord pour les éprouvettes sandwich . . . . .	139
3.22	Schéma de la chaîne de mesure . . . . .	140
3.23	Illustration de la loi de Planck . . . . .	143
3.24	Principe de la mesure du NETD . . . . .	144
3.25	Déectivité des détecteurs IR . . . . .	146
3.26	Schéma de l'objectif de microscopie infrarouge G1 . . . . .	148
3.27	Réponse du capteur matriciel . . . . .	151
3.28	Erreur absolue du capteur CMOS avec correction embarquée et pixel à pixel . . . . .	152
3.29	Protocole d'acquisition . . . . .	154
3.30	Évolution des bruits temporels et spatiaux en fonction du moyennage . . . . .	155
3.31	Modélisation mécanique des éprouvettes parallélépipédiques . . . . .	156
3.32	Cadrage et mouchetis pour la mesure par <i>CORRELI<sup>LMT</sup></i> . . . . .	158
3.33	Montage de mesure du champ de déformation sous chargement dynamique . . . . .	159
3.34	Champ de déformation $\epsilon_{yy}$ au cours d'un cycle de chargement . . . . .	159
3.35	Analyse fréquentielle du déplacement de l'objectif . . . . .	160
3.36	Trépied et montage de la caméra infrarouge . . . . .	161
3.37	Principe de la correction du déplacement de l'éprouvette . . . . .	162
3.38	Image test de la mesure de déplacement transverse . . . . .	163
3.39	Déplacement mesuré pendant une acquisition . . . . .	164
3.40	Moyennes temporelles des séquences avec et sans correction . . . . .	165
3.41	Différence des moyennes temporelles des séquences avec et sans correction . . . . .	165
3.42	Température au cours d'un cycle de chargement : Mesure sur sandwich . . . . .	166
3.43	Effet de la conduction sur le couplage thermoélastique . . . . .	169
3.44	Température au cours d'un cycle de chargement : Modélisation . . . . .	170
3.45	Hétérogénéité microscopique du revêtement NEXTEL . . . . .	173
3.46	Revêtement de nanoparticules de carbone . . . . .	174
3.47	Support des dépôts de carbone d'épaisseur croissante . . . . .	175
3.48	Principe de la mesure de réflexion . . . . .	176
3.49	Mesure de l'émissivité en fonction de l'épaisseur du revêtement . . . . .	177
3.50	Principe et résultat de la mesure d'émissivité apparente . . . . .	179
3.51	Revêtement au bord d'une éprouvette . . . . .	181
3.52	Modélisation de l'effet de $e_{rev}$ sur les mesures d'auto-échauffement . . . . .	182

3.53	Température au cours d'un cycle de chargement : Mesure sur 22MnB5 . . .	183
3.54	Éprouvette à hétérogénéité de revêtement artificielle . . . . .	184
3.55	Conduction trans-revêtement : comparaison essai/modèle . . . . .	185
3.56	Schéma du montage expérimental . . . . .	187
3.57	Effet Narcisse obtenu avec l'objectif G1 . . . . .	188
3.58	Effet de l'arrière-plan sur la mesure de température . . . . .	189
3.59	Effet du nombre de dioptries simulés dans le calcul de ray-tracing . . . . .	190
3.60	Simulation numérique de l'effet de Narcisse inverse . . . . .	191
3.61	Mesure de l'effet Narcisse inverse . . . . .	192
3.62	Schéma du montage expérimental (optimisation optique) . . . . .	194
3.63	Influence de la température des mors sur la température mesurée . . . . .	195
3.64	Exemple de convection . . . . .	196
3.65	Dispositif de contrôle de convection . . . . .	197
3.66	Effet de la convection sur la mesure . . . . .	198
3.67	Principe de la mesure fragmentée . . . . .	199
3.68	Montage expérimental complet . . . . .	202
3.69	Mesure du champ de température de l'éprouvette sandwich à fort contraste .	204
3.70	Mesure du champ de température de l'éprouvette sandwich à faible contraste	205
3.71	Projection d'un champ thermique expérimental sur la base enrichie . . . . .	206
3.72	Température différentielle des éprouvettes de 22MnB5 . . . . .	208
3.73	Température différentielle des éprouvettes de 22MnB5 (moyenne de la série)	209
A.1	Puissance dissipée au cours d'un cycle par un foyer . . . . .	218
A.2	Puissance dissipée par la population de foyers au cours d'un cycle . . . . .	219
B.1	Amplitude de la température dans le cas d'un régime non-pulsé et pulsé . . .	222
B.2	Décomposition de Fourier de la puissance dissipée par un foyer . . . . .	223
B.3	Champ de température d'une source de chaleur constante hémisphérique . .	225
E.1	Courbe d'auto-échauffement d'éprouvettes tubulaire et cylindrique . . . . .	242
E.2	Mesure thermographique sur éprouvette de traction-torsion . . . . .	243
E.3	État de surface des éprouvettes de traction-torsion . . . . .	244
E.4	Modélisation d'un effet de surface sur les éprouvettes de traction-torsion . .	245
E.5	Effet de surface sur les éprouvettes de traction-torsion . . . . .	247
E.6	État de surface des éprouvettes de traction-torsion . . . . .	248
E.7	Courbe d'auto-échauffement d'éprouvettes rectifiée et polie . . . . .	249

---

# Liste des tableaux

1.1	Estimation de limite d'endurance pour divers matériaux . . . . .	15
2.1	Composition chimique de la nuance DP600 LC . . . . .	53
2.2	Propriétés mécaniques de la nuance DP600 LC . . . . .	53
2.3	Composition chimique de la nuance C45 . . . . .	60
2.4	Propriétés mécaniques de la nuance C45. . . . .	61
2.5	Valeurs de $H_{m+2}$ pour différents trajets de chargement . . . . .	71
2.6	Variation de $D$ avec la direction d'un trajet elliptique . . . . .	80
2.7	Valeurs de $G_{m+2}^{circ}$ pour différentes valeurs de $m$ . . . . .	83
2.8	Campagne de torsion pure. . . . .	92
2.9	Campagne de traction-torsion $\Phi = \pi/4$ . . . . .	92
2.10	Campagne de trajet circulaire. . . . .	92
2.11	Différence entre $\bar{\Sigma}_{\infty}^{prev}$ et $\bar{\Sigma}_{\infty}^{mes}$ (premier modèle) . . . . .	93
2.12	Valeurs des coefficients d'hétérogénéité des deux modèles . . . . .	101
2.13	Différence entre $\bar{\Sigma}_{\infty}^{prev}$ et $\bar{\Sigma}_{\infty}^{mes}$ (second modèle) . . . . .	103
3.1	Influence du fini d'usinage sur l'endurance . . . . .	110
3.2	Composition chimique de la nuance d'acier 22MnB5 . . . . .	116
3.3	Caractéristiques mécaniques monotones de la nuance acier 22MnB5 . . . . .	117
3.4	Campagne de traction pure sur acier 22MnB5 décarburé . . . . .	117
3.5	Campagne de traction pure sur acier 22MnB5 non-décarburé . . . . .	117
3.6	Comparaison des flux dans et aux limites de l'éprouvette . . . . .	123
3.7	Estimation des limites d'endurances de l'acier 22MnB5 . . . . .	127
3.8	Temps caractéristiques propres des composantes du champ thermique . . . . .	130
3.9	Influence des conditions limites sur les pseudo-pulsations . . . . .	131
3.10	Composition chimique des nuances acier 22MnB5, DP600 LC et P260 . . . . .	134
3.11	Caractéristiques mécaniques des nuances d'acier 22MnB5, DP60 et P260 . . . . .	134
3.12	Paramètres de modélisation des éprouvettes de démonstration . . . . .	136
3.13	Étalonnages de la caméra infrarouge . . . . .	150
3.14	Influence de différents phénomènes sur la mesure de température . . . . .	201
3.15	Comparaison de $\theta_1$ et $\theta_2$ obtenues par simulations et mesures expérimentales . . . . .	207



# Convention d'écriture

## Convention d'écriture spécifique au chapitre III

De nombreux traitements sont réalisés au cours du chapitre III sur des films numériques. Par soucis de précision et de brièveté nous utiliserons - sauf mention explicite - les conventions suivantes :  $i$  (resp.  $j$ ) est l'indice du pixel selon  $x$  (resp.  $y$ ) et  $p$  est l'indice de l'image selon  $t$ . En outre les différentes moyennes réalisées sont résumées et explicitées ci-dessous

Notation	Désignation	Expression
$\underline{\underline{\underline{\theta}}}$	Film de $q$ images de $n \times m$ pixels	$\theta_{i=[1,n],j=[1,m],p=[1,q]}$
$\underline{\underline{\theta}}_p$	Image $p$ du film $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$	$\theta_{i=[1,n],j=[1,m],p}$
$\theta_{i,j,p}$	Pixel $i, j$ de l'image $p$ du film $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$	
$\underline{\underline{\theta}}^I$	Moyenne spatiale du film $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$ selon $x$	$\theta_{j,p}^I = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_{i,j,p}$
$\underline{\underline{\theta}}^J$	Moyenne spatiale du film $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$ selon $y$	$\theta_{i,p}^J = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \theta_{i,j,p}$
$\underline{\underline{\theta}}^P$	Moyenne temporelle du film $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$	$\theta_{i,j}^P = \frac{1}{q} \sum_{p=1}^q \theta_{i,j,p}$
$\underline{\underline{\underline{\theta}}}^{J(t)}$	Moy. temp. mobile (fenêtre de $t$ pixels selon $y$ )	$\theta_{i,j,p}^{P(t)} = \frac{1}{t} \sum_{r=0}^{t-1} \theta_{i,j,p+r}$
$\underline{\underline{\underline{\theta}}}^{P(t)}$	Moy. temp. mobile (fenêtre de $t$ images)	$\theta_{i,j,p}^{P(t)} = \frac{1}{t} \sum_{r=0}^{t-1} \theta_{i,j,p+r}$
$\underline{\underline{\underline{\theta}}}^{P[s,t]}$	Moy. temp. sur $t$ images « modulo » $s$	$\theta_{i,j,p}^{P[s,t]} = \frac{1}{t} \sum_{r=0}^{t-1} \theta_{i,j,p+r \times s}$
$\underline{\underline{\theta}}^I{}^2$	Écart-type selon $x$	$\theta_{j,p}^I{}^2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\theta_{i,j,p} - \theta_{j,p}^I)^2}{n}}$
$\underline{\underline{\theta}}^{IJ}{}^2$	Écart-type spatial	$\theta_p^{IJ}{}^2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (\theta_{i,j,p} - \theta_p^{IJ})^2}{nm}}$
$\underline{\underline{\theta}}^{P2}$	Écart-type temporel	$\theta_{i,j}^{P2} = \sqrt{\frac{\sum_{p=1}^q (\theta_{i,j,p} - \theta_{i,j}^P)^2}{q}}$

Ainsi par exemple  $\underline{\underline{\underline{\theta}}}^{I(3),J(3),P}$  est la moyenne temporelle et spatiale (fenêtre mobile de  $3 \times 3$  pixels) du film  $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$  :

$$\theta_{i,j}^{I(3),J(3),P} = \frac{1}{q} \sum_{p=1}^q \frac{1}{3} \sum_{l=0}^2 \frac{1}{3} \sum_{k=0}^2 \theta_{i+k,j+l,p}$$

et  $\underline{\underline{\underline{\theta}}}^{J,P[30,10]}$  est la moyenne temporelle (« modulo » 10 images) et spatiale (selon  $y$ ) du film initial  $\underline{\underline{\underline{\theta}}}$

$$\theta_{i,p}^{J,P[30,10]} = \frac{1}{10} \sum_{r=0}^9 \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \theta_{i,j,p+r \times 30}$$

Dans le cas de calcul d'écart-type, l'ordre des exposant correspond à l'ordre des opérations. Si l'on cherche l'écart-type du bruit temporel moyen sur toute l'image d'un film  $\underline{\underline{\theta}}$ , on calcule  $\theta^{P^2, I, J}$ , tandis que si l'on cherche l'écart-type du bruit temporel du film composé des images moyennées spatialement, on calcule  $\theta^{I, J, P^2}$ . Si l'on veut réaliser une moyenne mobile temporelle sur  $r$  images pour diminuer le bruit temporel, on calcule  $\theta^{P(r), P^2, I, J}$ .

---

# Introduction

La présente étude est une approche mécanique et thermique des phénomènes hétérogènes de fatigue mécanique à grand nombre de cycles.

C'est suite à l'essor conjoint de la mécanique (différenciation et développement des concepts liés à la cinématique et à la statique, notion de relation de comportement mécanique. . .) et de la thermique (différenciation des concepts de chaleur et de températures, relation de comportement thermique. . .) que les premières observations de phénomènes « thermomécaniques » vont avoir lieu au passage du XVIII au XIX<sup>e</sup> siècle. Par exemple, Gay Lussac mesure la dilatation thermique des gaz en 1802. L'intérêt pour de tels phénomènes va se justifier d'autant plus par l'équivalence chaleur-énergie démontrée par Joule en 1847 et par l'émergence de la thermodynamique en général. Dès lors, la température n'est plus seulement une indication parmi d'autres des conditions expérimentales. La température est le complément des mesures cinématiques, sans laquelle une modélisation énergétique rigoureuse d'un système mécanique n'est pas possible.

La fatigue à grand nombre de cycles des métaux, quant à elle, est apparue avec la révolution industrielle et sera tout de suite un sujet d'étude (Wilhelm Albert publie des résultats dès 1837). Elle s'avère un phénomène complexe : ce qui peut apparaître de prime abord comme une « brusque », « inattendue » et « nette » rupture de la matière sous une charge cyclique est en fait lié à un enchaînement de différents processus au cours de la sollicitation mécanique. Généralement, dès les premiers cycles de sollicitation, la pièce, macroscopiquement élastique, est le siège de microplasticité localisée en de multiples points qui va, lentement, les cycles s'accumulant, engendrer un endommagement, lui-même responsable de l'initiation de microfissures (après environ 80 à 90% de la durée de vie pour une éprouvette, moins pour une structure en général). La propagation de ces fissures se fait alors au rythme de la sollicitation, jusqu'à ce que l'une d'entre elles (ou la réunion de plusieurs) soit prépondérante et amène à la ruine complète et brutale de la structure mécanique. Chacune de ces étapes, qui requiert une modélisation différente, est très dépendante de la microstructure et/ou des défauts de la pièce : localisation dans des grains/groupes de grains plus « favorables » que d'autres ou situés près de défauts, arrêt des microfissures à certains joints de grains/certaines inclusions, ce qui explique en partie l'aspect aléatoire de la rupture par fatigue observé expérimentalement. Cette dispersion des résultats de mesure, ainsi que la durée d'un essai (attente de la rupture ou arrêt à un nombre de cycles suffisant que l'on considère comme « infini ») est un frein majeur à la réalisation d'une campagne d'essais de fatigue traditionnelle consistant à solliciter « jusqu'à rupture » un nombre représentatif d'éprouvettes (généralement plusieurs dizaines). Le phénomène de fatigue étant relativement bien compris, deux directions de recherche se sont distinguées : l'étude de la propagation des fissures dans la pièce d'une part, l'étude de la phase d'amorçage d'autre part.

Si dans le cas de sollicitations uniaxiales et homogènes la modélisation de ces pre-

miers stades est performante, le cas des chargements de structures réelles reste difficile à traiter pour deux raisons : le phénomène de fatigue est sensible à la multiaxialité des contraintes et très sensible aux hétérogénéités. Or une pièce réelle est dans la très grande majorité des cas soumise à un chargement d'une part multiaxial, et d'autre part hétérogène (hétérogénéité structurelle). En outre le matériau constitutif de la pièce a lui-même des propriétés hétérogènes de par son (ses) procédé(s) d'obtention (hétérogénéité intrinsèque). Considérons à titre d'exemple un vilebrequin de moteur à combustion. Il est sollicité par une combinaison de flexion rotative et de torsion répétée (chargement multiaxial non-proportionnel). La flexion génère à l'échelle de la pièce des hétérogénéités de contraintes (hétérogénéités structurelles), et les singularités géométriques - gorges, perçages, mais aussi contacts avec les autres pièces - viennent superposer localement d'autres fortes hétérogénéités (structurelles). La pièce étant obtenue par matriçage, les propriétés du matériau ont toutes les chances d'être anisotropes, ce qu'il faudra prendre en compte lors des chargements multiaxiaux. Certaines surfaces sont laissées brutes de matriçage, d'où des gradients de propriété suite au refroidissement différent de la surface par rapport au coeur (hétérogénéité intrinsèque). D'autres surfaces sont usinées et traitées ce qui introduit des contraintes résiduelles et/ou d'autres hétérogénéités de propriétés (hétérogénéité intrinsèque). Dans la majorité des cas ces hétérogénéités sont situées à proximité de la surface de la pièce (cf. exemple précédent) et affectent grandement la résistance à la fatigue : ceci fait partie de ce qui est communément appelé des « effets de surface ».

L'étude de la fatigue doit donc s'étendre aux cas multiaxiaux et hétérogènes. Malheureusement, l'expérimentation multiaxiale est très lourde (machines rares, éprouvettes chères, nombre d'essais très important à cause de la dispersion...) et reste un frein aux progrès de la modélisation. Dans le même temps, l'étude expérimentale de chargements hétérogènes est aussi pénalisante : une rupture de pièce est le résultat de la combinaison de la dispersion et de l'hétérogénéité *a priori* inconnue, et seule une campagne avec de nombreux essais permettra de quantifier leurs contributions respectives. Dans le cadre des études de chargements multiaxiaux et/ou de cas hétérogènes, on peut se demander à juste titre s'il n'y avait pas un moyen d'outrepasser l'aspect quasi binaire (rupture ou non) des essais de fatigue et par là même, de s'affranchir de la multiplicité de ces essais ? Serait-il même possible, lors d'un essai hétérogène, d'obtenir directement l'hétérogénéité cherchée ? Il faudrait pour cela être capable de mesurer la tenue à la fatigue en tout point de la structure au cours de la sollicitation, et non plus seulement sa rupture complète. La fatigue se caractérisant macroscopiquement dans les derniers stades par la propagation d'une macrofissure qui ne dépend que très faiblement des propriétés locales de tenue à la fatigue, il faut donc s'intéresser aux premiers stades de la fatigue, c'est-à-dire ceux précédant l'apparition des fissures sus-citées. Une première piste est d'étudier l'apparition de plasticité et/ou endommagement de manière optique (observation de bande de glissement persistante par exemple) dans toute la structure (tout le moins, sur toute la surface). Une autre idée est de quantifier la microplasticité via le dégagement de chaleur local qui lui est lié. C'est le pari actuel de certaines mesures thermographiques.

Welter, dès 1937, montre en effet expérimentalement une forte corrélation entre l'amplitude de contrainte provoquant une forte variation de la température stabilisée de l'éprouvette

et sa limite d'endurance. Depuis, des travaux [Luong, 1992, Krapez et al., 1999] ont prouvé empiriquement l'intérêt de telles approches thermiques. Plus récemment, des modèles basés sur une apparition de microplasticité [Charkaluc et Constantinescu, 2006] permettent d'expliquer qualitativement le comportement thermique des éprouvettes de fatigue, voire de relier quantitativement mesures thermiques et propriétés de fatigue [Doudard et al., 2004]. Non seulement de telles méthodes permettent une approche différente des mécanismes régissant la fatigue, mais elles pallient également la lenteur des campagnes de fatigue habituelles. Une prévision de la limite d'endurance et de la dispersion des résultats de fatigue via une mesure thermique sous sollicitation cyclique croissante par palier - appelée par la suite « essai d'auto-échauffement » - est actuellement possible en moins d'une ou deux heures, là où plusieurs semaines sont traditionnellement nécessaires pour des essais de fatigue.

Fort des remarques précédentes, il semble digne d'intérêt d'étendre ces méthodes aux cas multiaxiaux et/ou hétérogènes, si fastidieux à traiter expérimentalement avec les méthodes traditionnelles. Concernant les cas multiaxiaux, deux extensions [Doudard, 2004] ont déjà été proposées, mais la validation n'a été réalisée que d'un point de vue thermique sous chargement proportionnel. Il est donc nécessaire de confronter ces extensions à des campagnes plus exhaustives, comprenant des chargements proportionnels et non-proportionnels, et leurs équivalents en termes d'essais de fatigue. Concernant les cas hétérogènes, plusieurs travaux traitent déjà des structures lors d'essais d'auto-échauffement. Certains ont une approche moyenne ou ponctuelle [Luong, 1998, Arnould et al., 2005] et en tirent une estimation globale de la durée de vie, tandis que d'autres [Berthel et al., 2007, Medgenberg et Ummenhofer, 2007, Meneghetti, 2007] cherchent à remonter à un champ de propriétés hétérogènes grâce à des mesures de champ de température. Une première discussion sur les conditions permettant une approche ponctuelle valable est donc nécessaire. D'autre part ces hétérogénéités sont pour l'instant à l'échelle de la structure (concentration de contrainte, etc.) [Medgenberg et Ummenhofer, 2007], voire à une échelle inférieure [Berthel et al., 2007] mais ne semblent pas qualifier à proprement parler l'hétérogénéité de microplasticité. Jusqu'à ce jour aucune étude ne traite explicitement des effets de surface - pourtant très présents en fatigue - et il semble donc intéressant d'y étendre l'approche, qui pourrait ainsi rendre compte de ces effets sur la prévision de résistance à la fatigue de la structure globale.

Le présent travail sera en conséquence divisé en trois parties. Dans un premier chapitre, le principe des essais d'auto-échauffement ainsi que les principales études les concernant seront rappelés pour les études de matériaux comme pour les structures. Le cadre unifiant la fatigue et les essais d'auto-échauffement proposé par [Doudard, 2004] sera ensuite décrit.

Dans un second chapitre, l'aspect multiaxial - et dans une moindre mesure, hétérogène - sera traité. Dans un premier temps les difficultés de la fatigue multiaxiale seront brièvement présentées afin de bien comprendre tout l'intérêt de l'application de telles méthodes à ces études. Le modèle sera par la suite étendu aux chargements multiaxiaux hétérogènes. Pour ce faire, une campagne d'essais d'auto-échauffement multiaxiaux sous chargement de traction-torsion proportionnel et non-proportionnel est tout d'abord réalisée. Afin d'être confronté aux résultats thermiques expérimentaux, le modèle est alors enrichi grâce à une contrainte équivalente pilotant l'activation de la microplasticité. Un facteur d'hétérogénéité

est également introduit pour prendre en compte l'hétérogénéité structurale. Dans un second temps, une campagne de fatigue sous les mêmes types de chargements est menée et les prévisions du modèle étendu sont comparées à ces résultats. Fort de ceci, un autre modèle basé sur une prise en compte de la microplasticité au niveau des plans de glissement des grains et de la contrainte hydrostatique est étendu aux cas hétérogènes afin de mieux rendre compte des résultats de fatigue sous chargements non-proportionnels.

Dans un troisième et dernier chapitre, le cas des effets de surface en fatigue - c'est-à-dire un cas particulier d'hétérogénéité intrinsèque, unidirectionnelle - est discuté. Est-il possible de mesurer puis d'identifier les dites hétérogénéités grâce à une mesure de champ de température ? Pour répondre à cela, plusieurs types d'éprouvette à hétérogénéité connue ou non sont utilisées. Un modèle simple, basé sur la chaleur dissipée du modèle de [Doudard et al., 2004] est proposé afin de rendre compte des propriétés de fatigue des éprouvettes et de prévoir leur température en surface. Les hétérogénéités des champs à mesurer se révélant *a priori* très faibles (amplitude inférieure à 0,01 K), un protocole expérimental est mis au point afin de discuter de la faisabilité d'une identification inverse. Il repose sur la mesure du champ de température stabilisée sur la tranche de la tôle grâce à une caméra infrarouge munie d'un objectif de microscopie. La mesure, particulièrement délicate, nécessite un revêtement de l'éprouvette optimal et son environnement doit être judicieusement choisi - et dans la mesure du possible, contrôlé - afin de diminuer l'influence des perturbations pendant la mesure. Le dépouillement, basé sur une mesure différentielle, permet également de minimiser les artefacts et le niveau du bruit de mesure. Enfin prévisions et résultats expérimentaux sont confrontés.

---

# L'estimation rapide de propriétés à la fatigue par essai d'auto-échauffement

*« Dis-moi comment tu t'échauffes, je te dirai comment tu te fatigues ! »*

*Sylvain Calloch, pendant mon stage de DEA*

## Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Essais d'auto-échauffement et fatigue des matériaux . . . . .</b>	<b>6</b>
1.1	Principe de l'essai d'auto-échauffement . . . . .	7
1.2	Prévision empirique de limite d'endurance . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Essais d'auto-échauffement et fatigue des structures . . . . .</b>	<b>15</b>
2.1	Premières approches thermiques de la fatigue des structures . . . . .	15
2.2	Les essais d'auto-échauffement sur structures . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Modélisation unifiant essais d'auto-échauffement et FGNC des matériaux</b>	<b>22</b>
3.1	Observation de l'apparition progressive de la microplasticité . . . . .	22
3.2	Modélisation l'apparition progressive de la microplasticité . . . . .	27
3.3	Comportement thermique sous essais d'auto-échauffement . . . . .	31
3.4	Comportement à rupture sous essais de fatigue . . . . .	34
3.5	Démarche d'identification/prévision . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>38</b>

---

Ce premier chapitre a pour but de présenter le contexte actuel des essais d'auto-échauffement. Ces essais - ou tout au moins le phénomène qui leur est associé - sont documentés depuis plusieurs dizaines d'années, mais sont restés relativement peu connus en regard des recherches sur le phénomène de fatigue proprement dit. Ce n'est qu'au début des années 1990 qu'un regain d'intérêt voit le jour suite à la publication de [Luong, 1992] et la thèse de [Galtier, 1993] qui montrent la relation empirique entre tenue à la fatigue (estimée via de nombreux et longs essais sous chargement cyclique) et température sous sollicitation cyclique (obtenue en quelques minutes tout au plus). Depuis plusieurs équipes de recherche travaillent sur le(s) lien(s) entre ces essais et ceux de fatigue, dans le cas d'éprouvettes comme de structures réelles. Il est donc tout d'abord proposé de réaliser un bref « tour d'horizon » des méthodes expérimentales et théoriques utilisées dans le cadre de l'étude des matériaux (partie 1) puis des structures (partie 2.2) par essais d'auto-échauffement. Nous reviendrons ensuite sur l'interprétation physique des essais d'auto-échauffement qui repose sur l'activation de foyers de microplasticité, puis sur le modèle proposé par [Doudard et al., 2004], qui lie la dispersion des essais de fatigue aux résultats d'essais d'auto-échauffement. Enfin nous discuterons des conditions dans lesquelles il est possible de mesurer les changements de température occasionnés par ces foyers de microplasticité.

## 1 Les essais d'auto-échauffement, une autre approche de la fatigue des matériaux

Rapporté pour la première fois<sup>1</sup> en 1829 sur des chaînes de treuil d'extraction minières, un nouveau type de rupture mécanique est décrit par Wilhelm Albert en 1837<sup>2</sup>. Ce phénomène est décrit par Jean-Victor Poncelet<sup>2</sup> dès 1839 comme une « fatigue » du matériau due à l'application répétée de charges. Les études portent alors essentiellement sur les faciès de rupture et leur position, permettant à William Rankine<sup>2</sup> de « comprendre » en 1842 l'importance du rôle de l'hétérogénéité des contraintes sur la vie de la pièce. L'étude statistique des ruptures par fatigue à grand nombre de cycles est commencée par Sir William Fairbairn et August Wöhler<sup>2</sup> en 1860, aboutissant 10 ans plus tard, d'une part, au concept de limite d'endurance et, d'autre part, au rôle majeur de l'amplitude du chargement par rapport à celui des surcharges. Enfin, en 1903, Sir James Alfred Ewing<sup>2</sup> observe l'apparition de microfissures pendant un chargement cyclique.

Deux champs de prospection vont alors se différencier. D'un côté, les études de la propagation des fissures à proprement parler et de l'autre celles concernant leur amorçage. La progression des fissures ne correspond qu'à une courte période de la durée de vie d'une éprouvette (« petite » structure), mais peut représenter une part importante de la durée de

---

<sup>1</sup>Selon [Pook, 2007], le phénomène de fatigue est observé et discuté dès le XV<sup>e</sup> siècle avec l'utilisation des ressorts en horlogerie, et des règles de conceptions sont même publiées durant le XVIII<sup>e</sup> (William Blakey, *L'art de faire les ressorts des montres*, Amsterdam, 1780)

<sup>2</sup>Toutes les références historiques de ce rapport - exceptées celles comportant explicitement une autre référence - sont tirées de [Schütz, 1996].

vie d'une pièce réelle (« grande » structure). Elle se doit d'être étudiée car elle est à la fois ce qui amène la rupture finale et le seul phénomène facilement observable sur des pièces en service. Ainsi sans compréhension ni modélisation de leur propagation, le seul moyen sûr de prévenir les ruptures par fatigue serait de réaliser des maintenances très fréquentes et de changer une pièce dès qu'une microfissure apparaît, ce qui n'est économiquement pas viable. Comprendre les mécanismes d'amorçage permet d'estimer la durée de la mise en service avant la première maintenance, voire d'éviter purement et simplement - statistiquement tout au moins - l'apparition de microfissures, et par là même la rupture par fatigue. Ces processus d'initiation sont progressivement compris grâce à de multiples campagnes de fatigue (influence des paramètres de chargement, des propriétés du matériau, de l'environnement), des observations microscopiques (de l'activité microplastique, de l'apparition d'endommagement) et des modélisations du comportement sous chargement cyclique.

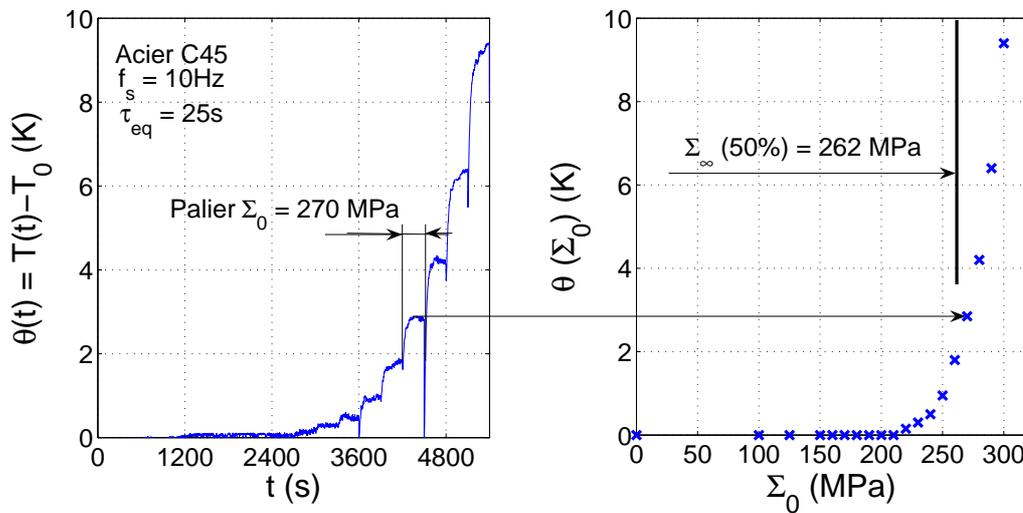
Parmi ces différentes études de l'amorçage, quelques unes vont noter un lien entre la température de l'éprouvette et sa tenue à la fatigue. Un siècle après la publication d'Albert<sup>2</sup>, Moore et Kommers [Moore et Kommers, 1921], puis Welter [Welter, 1937] et Locati<sup>3</sup> en 1951 rapportent une corrélation entre la température stabilisée d'éprouvettes en acier sous chargement cyclique et leur limite d'endurance. On peut remarquer que cette température - plus précisément la température différentielle entre l'éprouvette et les mors qui la tiennent - évolue durant la vie de l'éprouvette comme montré sur la figure 1.1 (a). Dans un premier temps elle augmente rapidement sous l'effet d'une dissipation de chaleur provoquée par le chargement, puis se stabilise lorsqu'un équilibre entre dissipation et perte de chaleur dans l'environnement (air comme mors) s'établit, et enfin croît tardivement jusqu'à la rupture pendant la période de propagation de la fissure prépondérante. Outre que cette dernière augmentation est un moyen simple de détecter l'imminente rupture, l'autre point intéressant est l'évolution de la température stabilisée (c'est-à-dire sur le palier) en fonction de l'amplitude du chargement cyclique. S'il est évident sur la figure 1.1 (a) que cette température augmente avec l'amplitude, il faut tracer la figure 1.1 (b) pour constater à quel point le changement de régime entre « lent » puis « rapide » accroissements de température avec l'amplitude de contrainte correspond au dépassement de la limite d'endurance. Cette « signature thermique » d'une éprouvette, que l'on peut rapidement mesurer, contient donc des informations concernant la tenue à la fatigue de celle-ci, habituellement longue à obtenir.

## 1.1 Principe de l'essai d'auto-échauffement

La « signature thermique » d'une éprouvette est obtenue grâce à ce que l'on appellera par la suite un « essai d'auto-échauffement ». L'idée générale est de solliciter cycliquement une éprouvette de fatigue avec une machine d'essai et de mesurer la température de sa zone utile. Le chargement est habituellement sinusoïdal, à fréquence et amplitude constantes au cours de chaque mesure. La fréquence est couramment comprise entre quelques Hertz et quelques dizaines de Hertz. Différentes méthodes expérimentales basées sur ce principe ont été mises au point. Elles diffèrent par le protocole (type de sollicitation, durée), le type d'acquisition

---

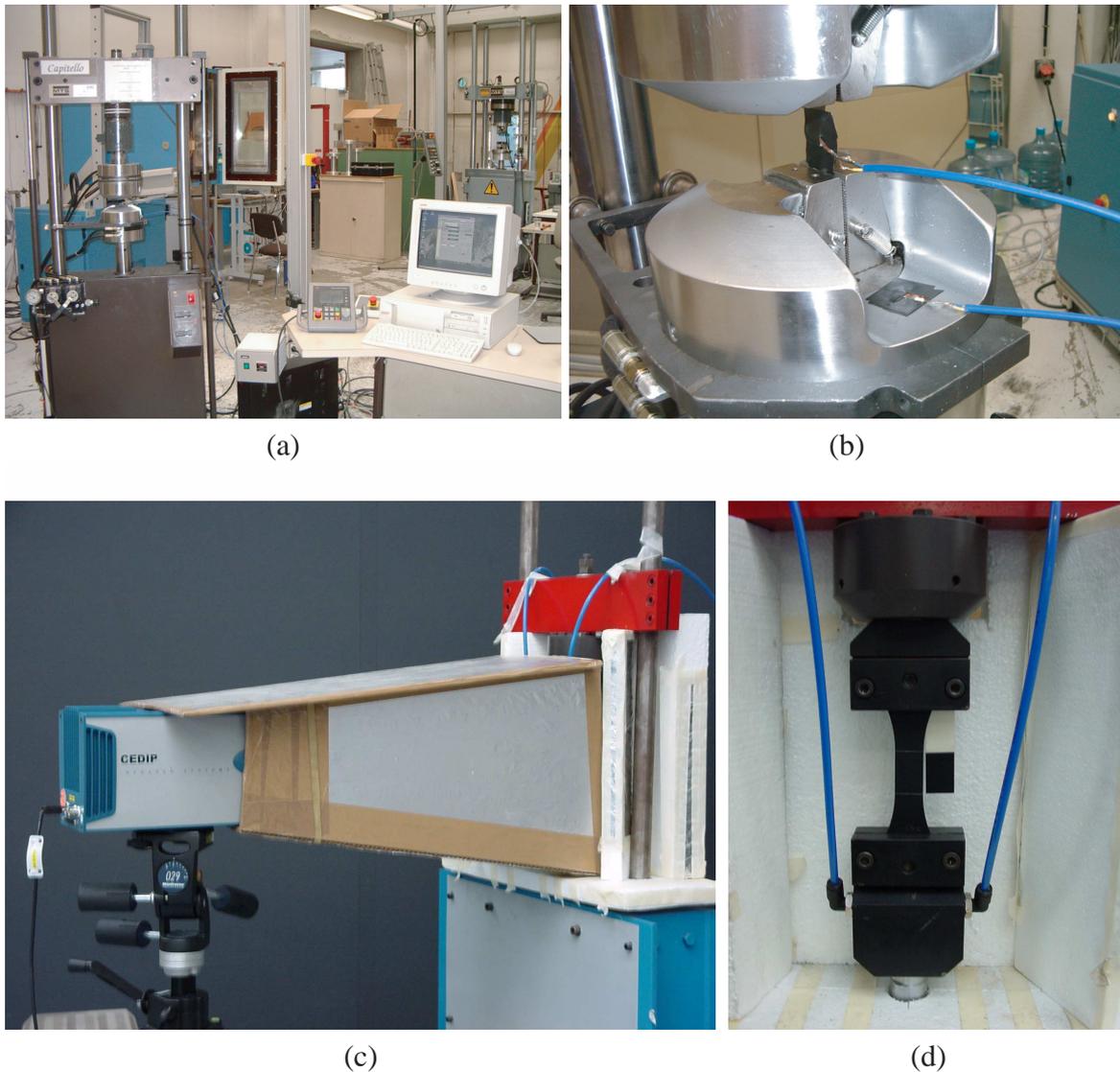
<sup>3</sup>Référence issue de [Cazaud, 1959].



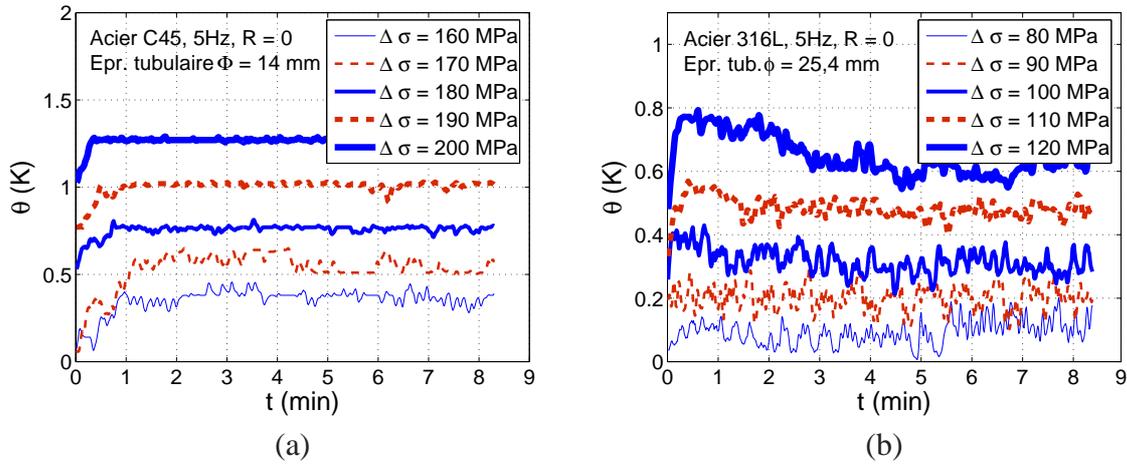
**FIG. 1.1 :** Température d'une éprouvette soumise à un essai d'auto-échauffement : variation de la température d'une éprouvette d'acier C45 soumise à des paliers d'amplitude de chargement croissants, construction de la « courbe d'auto-échauffement » (variation de la température stabilisée de l'éprouvette avec l'amplitude de chargement).

(ponctuelle ou non, fréquence basse ou élevée), le mode de dépouillement (analyse de la température au cours d'un cycle ou de la température moyenne, méthode empirique ou non) et permettent donc d'obtenir des informations complémentaires.

Lorsque la mesure thermique est effectuée à l'aide de thermocouples [Galtier et al., 2002, Doudard, 2004], ceux-ci sont situés en général au centre de la zone utile et sur un, deux ou plusieurs des mors en contact avec l'éprouvette comme montré en figure 1.1 (a). La technologie des thermocouples ne permet alors pas d'obtenir d'informations autres que moyennée en espace (quelques millimètres carrés pour les thermocouples standard) et en temps sur plusieurs cycles (à moins d'utiliser des microthermocouples dont le temps de réponse peut être suffisamment faible mais dont la mise en place est très contraignante [Masson et Dumons, 2006]). Cette mesure multiponctuelle permet d'avoir en temps réel ou *a posteriori* la température différentielle de la zone utile. Une modélisation thermique « 0D » de la pièce (on considère la température homogène au sein de la pièce) lie alors directement ce résultat à l'énergie dissipée moyenne dans cette partie de l'éprouvette. Dans d'autres cas [Luong, 1992, La Rosa et Risitano, 2000, Mabru et Chrysochoos, 2001], le champ de température sur la totalité de la zone utile est mesuré via une caméra infrarouge comme montré figure 1.1 (b). Outre la richesse spatiale d'une telle mesure, la fréquence d'acquisition est potentiellement bien plus élevée qu'avec une mesure par contact traditionnelle (plusieurs dizaines, voire centaines de Hertz). Ainsi certains [Krapez et Pacou, 2002, Maquin, 2006] utilisent prioritairement cet instrument parce qu'ils cherchent l'évolution thermique au cours des cycles et non la répartition spatiale. La connaissance de ce champ et une modélisation cette fois-ci mono, bi, ou tridimensionnelle permet par analyse inverse de retrouver également l'énergie dissipée.



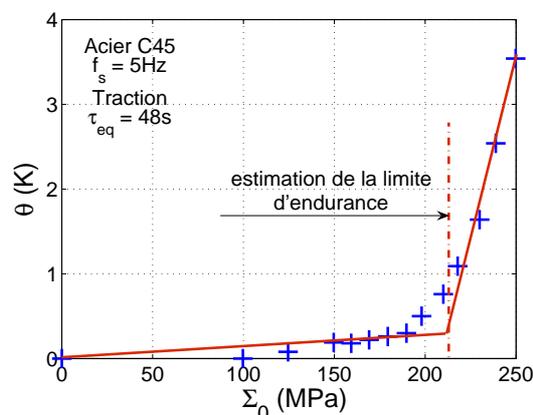
**FIG. 1.2 :** Exemples de montages d'essais d'auto-échauffement. (a) : Mesure bi-punctuelle par thermocouple de Doudard *et al.* [Doudard, 2004]. (b) Montage de l'éprouvette et disposition des thermocouples. (c) Mesure de champ par caméra infrarouge de Maquin [Maquin, 2006]. (d) Montage de l'éprouvette dans l'enceinte.



**FIG. 1.3** : Exemple de régimes transitoires durant un essai d'auto-échauffement. (a) Matériau présentant une énergie dissipée constante par cycle. (b) Matériau présentant un écrouissage isotrope (les géométries des éprouvettes sont différentes pour chaque matériau).

Les protocoles utilisent soit la température moyennée temporellement sur plusieurs cycles, soit la variation de la température au cours des cycles de chargement. Certains [Luong, 1992, La Rosa et Risitano, 2000] mesurent par exemple la température moyenne stabilisée (donc après plusieurs milliers de cycles de chargement) tandis que d'autres utilisent l'évolution de la température moyenne lors des premiers cycles [Krapez et al., 1999], voire les tous premiers cycles [Krapez et Pacou, 2002, Maquin, 2006]. Si le comportement thermique de l'éprouvette peut être modélisé par un système du premier ordre - ce qui est toujours le cas - et que l'énergie dissipée par cycle est constante, régimes transitoire et stabilisé permettent alors tous deux de retrouver la même énergie dissipée. Néanmoins cette hypothèse d'invariabilité de l'énergie dissipée par cycle est mise en défaut dans certains cas, par exemple lorsque la contrainte vient à dépasser la limite initiale d'élasticité, ce qui provoque un intense dégagement de chaleur « perturbant » la réponse thermique. Ce phénomène est fréquent lors de chargements élevés, à rapport de charge  $R = \sigma_{max}/\sigma_{min}$  supérieurs à  $-1$  (voir figure 1.1 (a)). D'autres phénomènes, comme des durcissements ou des adoucissements cycliques peuvent également modifier la réponse thermique non stabilisée. Les températures stabilisée et transitoire ne contiennent pas les mêmes informations et doivent être traitées bien distinctement.

Enfin, d'autres équipes de chercheurs [Krapez et al., 1999, Boulanger et al., 2004] étudient la variation de la température au cours des cycles de chargement par des procédés d'analyse fréquentielle. Ces méthodes sont dans la continuité des nombreuses études mises au point depuis les années 1960 concernant la mesure de champs de contraintes sous chargement cyclique par thermoélasticité (TSA : Thermoelastic Stress Analysis). Les variations par cycle recherchées sont ici bien inférieures au degré Kelvin, mais une des grandes forces de ces méthodes est que l'analyse fréquentielle permet de filtrer le bruit très efficacement, si



**FIG. 1.4** : Estimation empirique de la limite d'endurance à partir d'une courbe d'auto-échauffement proposée par [Luong, 1992]. La courbe d'auto-échauffement est légèrement différente de celle présentée en figure 1.1 car la machine d'essai (ici de traction-torsion) perturbe légèrement la mesure thermique. La méthode de [Luong, 1992] permet de s'affranchir de tels problèmes ou d'échauffement dus à d'autres phénomènes que la microplasticité (anélasticité, etc.).

bien qu'actuellement des amplitudes de température très faibles peuvent être détectées (de l'ordre du milliKelvin comme nous le verrons dans le chapitre 3). Quoi qu'il en soit, bien que la méthode expérimentale soit différente, c'est encore une fois très souvent l'énergie dissipée par cycle qui est recherchée, ou alors une modification du comportement thermoélastique global.

## 1.2 Prédiction empirique de limite d'endurance

À partir des mesures « brutes » issues d'essais d'auto-échauffement, plusieurs méthodes de dépouillement ont été développées. La plus répandue est celle de [Luong, 1992], qui consiste à réaliser une série de mesures en appliquant des paliers d'amplitude de contrainte croissants. *A posteriori* la courbe de variation de la température stabilisée en fonction de l'amplitude de contrainte appliquée - appelée par la suite « courbe d'auto-échauffement » - est tracée. Enfin, une estimation empirique de la limite d'endurance du matériau est donnée par l'intersection de deux droites, l'une passant par les premiers points de la courbe et l'autre par les derniers comme montré figure 1.4. Une méthode légèrement différente n'utilise pas la première droite et estime la limite d'endurance à partir de l'intersection de la deuxième droite avec l'axe des abscisses. La pente de la première droite étant faible, les deux méthodes donnent des résultats très proches.

L'idée sous-jacente est que l'élévation de température est causée par une énergie dissipée due à des déformations microplastiques. Ce n'est pas de la macroplasticité (on voit sur la figure 1.4 qu'on est bien en deçà de la limite d'élasticité), mais bien de la microplasti-

ité, correspondant aux mécanismes d'amorçage de microfissures<sup>4</sup>. Ainsi, une forte élévation de température provient d'une intense activité microplastique, qui mènera à long terme à l'initiation d'un grand nombre de microfissures et, par là même, à une probabilité de rupture élevée. Enfin, il est à remarquer que la croissance de la courbe d'auto-échauffement (température moyenne stabilisée pour chaque palier d'amplitude de contrainte en fonction de cette amplitude) est régulière, ce qui signifierait que l'activité microplastique n'a pas de comportement « à seuil », mais apparaît progressivement en fonction de l'amplitude de contrainte. Néanmoins, ces explications ne restent que qualitatives.

D'autres méthodes [Brémont, 1996, Krapez et al., 1999] sont basées sur l'analyse des composantes fréquentielles de la température. L'avantage de telles techniques est que la mesure est alors bien moins sensible aux perturbations extérieures, mais dans le même temps l'amplitude des températures à mesurer est bien plus faible (voir en Annexe A). Celles-ci supposent la décomposition de l'évolution temporelle de la température  $\theta(t)$  selon

$$\theta(t) = D_T \frac{t}{P} + \bar{\theta}_1 \sin(2\pi f_r t + \varphi_1) + \bar{\theta}_2 \sin(4\pi f_r t + \varphi_2), \quad (1.1)$$

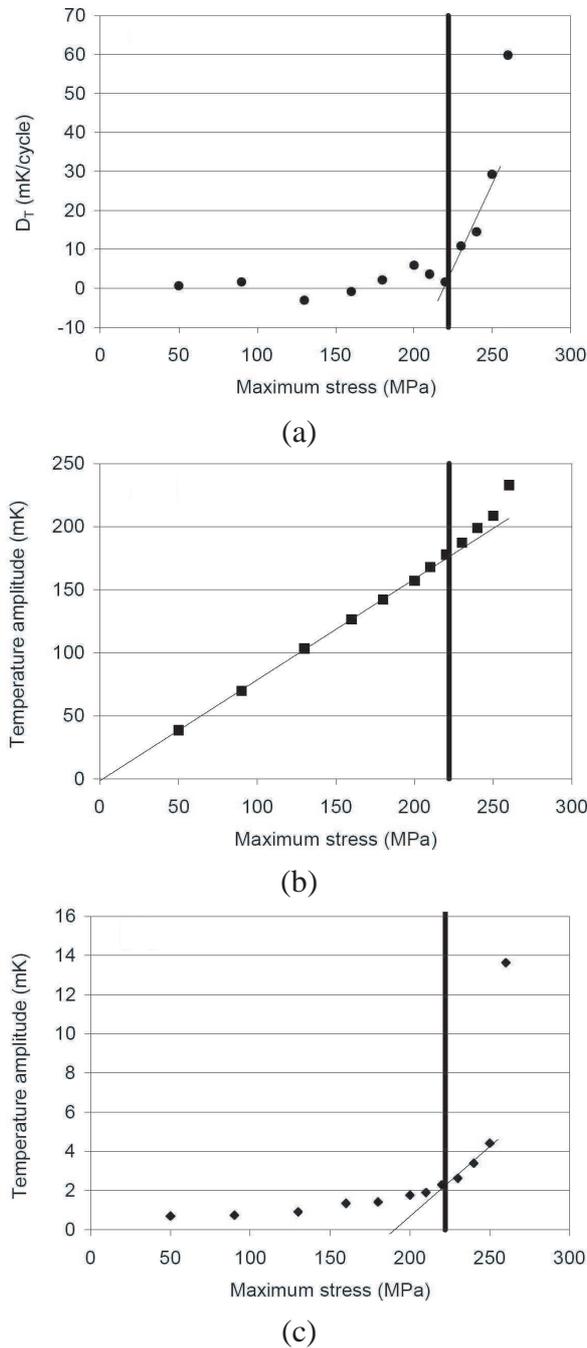
où  $D_T$  est la dérive moyenne par cycle,  $\bar{\theta}_1$  la composante fondamentale (c'est-à-dire à la même fréquence que la sollicitation),  $\bar{\theta}_2$  la première harmonique (fréquence double),  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  les déphasages respectifs et  $P$  la période de sollicitation. De manière relativement similaire à [Luong, 1992], il s'agit alors de tracer (figure 1.5) l'évolution de la composante de dérive, du fondamental ou de la première harmonique du signal thermique en fonction de l'amplitude de contrainte. Comme précédemment un changement de régime<sup>5</sup> apparaît au passage de la limite d'endurance et est mis en évidence par des régressions linéaires.

Comme le montre le tableau 1.2, les estimations à partir des essais d'auto-échauffement se sont révélées en bon accord avec les limites d'endurances mesurées via des campagnes de fatigue traditionnelles pour différents matériaux (aciers, aciers inoxydables, superalliage à base nickel...). Il semble aussi que l'on retrouve ce lien pour les fontes GS [Bérard et al., 1998, Wang et al., 1999]. En outre, ces méthodes thermiques sont intéressantes à plus d'un titre :

- Les résultats sont répétables. L'utilisation de la même séquence de chargement (amplitude croissante par palier) sur différentes éprouvettes dans les mêmes conditions expérimentales permet d'obtenir les mêmes résultats.
- L'effet d'histoire dû à la séquence de chargement est faible voire négligeable. Ainsi, utiliser une éprouvette par palier d'amplitude n'est pas nécessaire. L'effet d'histoire peut devenir non négligeable dans les cas de contraintes maximales élevés, proches de la limite d'élasticité, comme cela peut être le cas lors des derniers paliers de chargement avec un rapport de charge supérieur à  $-1$ . Un effet d'histoire peut également être présent lors d'un écrouissage non stable.

<sup>4</sup>Plus précisément, les foyers de microplasticité activés peuvent n'amorcer aucune fissure s'il y a adaptation, ce qui peut arriver si l'amplitude de contrainte n'est que peu supérieure à la limite d'élasticité du foyer considéré. On comprend donc que l'estimation de limite d'endurance par la méthode Luong est *a priori* légèrement conservative.

<sup>5</sup>Si les changements de régimes de  $D_T$  et  $\bar{\theta}_2$  sont des conséquences directes de l'activation microplastique, celui de  $\bar{\theta}_1$ , constaté expérimentalement, n'est pas expliqué.



**FIG. 1.5** : Estimation empirique de la limite d'endurance à partir d'une courbe d'échauffement proposée par [Krapez et Pacou, 2002] pour un acier inoxydable A316 sollicité à 2 Hz (le trait plein représente la limite d'endurance à  $10^6$  cycles) : (a) évolution de  $D_T$  en fonction de  $\Sigma_0$ , (b) évolution de  $\bar{\theta}_1$  en fonction de  $\Sigma_0$ , (c) évolution de  $\bar{\theta}_2$  en fonction de  $\Sigma_0$ .

- Fréquence de sollicitation et température stabilisée sont le plus souvent proportionnelles [Galtier, 1993, Krapez et al., 1999]. Ainsi on peut ramener une courbe d'auto-échauffement obtenue à une fréquence  $f_1$  à une courbe équivalente à une fréquence  $f_2$  en multipliant la première par  $f_2/f_1$ .

On perçoit alors tout l'intérêt de ces méthodes : il est possible, avec *une* éprouvette, *sans attendre sa rupture*, d'obtenir une bonne estimation de la limite d'endurance là où les protocoles traditionnels (type Staircase) requièrent plusieurs éprouvettes, sollicitées pendant plusieurs millions de cycles s'il n'y a pas rupture. Ces méthodes thermiques peuvent donc prendre - selon celle utilisée - de quelques minutes à une ou deux heures contrairement à plusieurs jours pour une méthode classique *dans le meilleur des cas*. Leur application à la fatigue multiaxiale, grande consommatrice d'éprouvettes, de temps d'essai et nécessitant des machines d'essai peu répandues, va donc se justifier pleinement comme nous allons le voir en partie 1 du chapitre 2.

Quelles sont les limites actuelles de ces méthodes ? Tout d'abord tous les matériaux ne sont pas des candidats potentiels. Les modélisations actuelles [Doudard et al., 2004, Charkaluc et Constantinescu, 2006] des essais d'auto-échauffement sont basées sur l'apparition de foyers de microplasticité conduisant à la naissance de microfissures. Il semblerait donc - en toute rigueur - que les matériaux dont l'amorçage des fissures ne se fait pas en de tels foyers (par exemple les matériaux dont les fissures s'initient sur des défauts de fonderie) ne présentent pas de lien fort entre essais d'auto-échauffement et résultats de fatigue, ce qui est pourtant expérimentalement le cas [Bérard et al., 1998]. D'autre part, certains matériaux, de par leur propriétés thermiques - en particulier une conductivité très élevée, comme le cuivre - sont expérimentalement difficiles à étudier (ce qui n'exclut pas pour autant un possible lien entre courbe d'auto-échauffement et tenue à la fatigue). Ensuite les alliages d'aluminium, par exemple, ont à la fois une haute conduction thermique et une dissipation d'énergie faible, ce qui rend les mesures de températures très ardues [Krapez et al., 2000, Mabru et Chrysochoos, 2001]. Enfin, l'estimation est souvent tributaire de la mesure expérimentale dont le dernier palier d'amplitude de contrainte est souvent choisi arbitrairement. De fait, lorsque l'on réalise la régression linéaire sur les derniers points de la courbe d'auto-échauffement, celle-là dépend du palier d'amplitude de contrainte au delà duquel l'opérateur a décidé d'arrêter l'essai. Enfin, la majorité des méthodes appliquées sont empiriques : hormis celles que nous citerons en partie 3 de ce chapitre, peu se basent sur une modélisation thermo-mécanique expliquant quantitativement la dissipation de chaleur. Il y a donc une certaine incompréhension des mécanismes sous-jacents et l'exploitation des informations expérimentales n'est donc sans aucun doute pas optimale. En particulier, quel est le sens de cette « limite d'endurance » estimée, là où les spécialistes de la fatigue n'utilisent que le terme « limite d'endurance à X% de probabilité de rupture pour une durée de vie de Y cycles » ? En quoi l'information contenue dans la tendance générale de la courbe d'auto-échauffement - plus précisément au niveau de la transition - est-elle exploitable ? Comme nous le verrons en partie 3 de ce chapitre, la modélisation proposée par [Doudard et al., 2004], liant intimement fatigue à grand nombre de cycles et essais d'auto-échauffement répond en grande partie à ces questions.

Matériau	Méthode	$R$	$\sigma_D^{TH}$	$\sigma_D^{SC}$	Erreur (%)	Référence
Acier XC48	AF	-1	292	298	-2.0	[Krapez et al., 1999]
Acier C30	?	0	400	414	-3.5	[Geraci et al., 1992]
Acier DP600	TMS	-1	274	275	-0.4	[Doudard, 2004]
Acier 316L	AF	-1	205	222	-7.6	[Krapez et al., 2000]
Alliage de cuivre	TMS	-1	155	145	7	[Quellec, 2004]
Inconel 718	TMS	-1	675	660	2.2	[Krapez et al., 2000]
Al. 7010	AF	-1	225	210	7.1	[Krapez et al., 2000]
Al. 2024	?	0	214	239	-10.4	[Geraci et al., 1992]
Fibre de verre	TMS	0.1	15	15.8	-5.0	[La Rosa et al., 1998]

**TAB. 1.1** : Exemples de quelques estimations de limite d'endurance par essais d'auto-échauffement pour divers matériaux. Abréviations : analyse fréquentielle (AF), température moyenne stabilisée (TMS), rapport de charge ( $R$ ), limite d'endurance estimée par mesure thermique ( $\sigma_D^{TH}$ ), limite d'endurance obtenue par staircase ( $\sigma_D^{SC}$ ). [Geraci et al., 1992] sont rapportés par [Bérard et al., 1998].

## 2 Les essais d'auto-échauffement, une autre approche de la fatigue des structures

La fatigue des structures est différente de celle des éprouvettes de par le fait que, d'une part, le chargement est hétérogène - en amplitude comme en type de sollicitation - et, d'autre part, la propagation des fissures peut représenter une part importante de la durée de vie. Deux axes de recherche distincts sont donc possibles : soit l'amorçage de fissures au sein de structure hétérogène, soit leur propagation. L'étude de l'amorçage est alors très pénalisante car l'amorçage de fissures est le résultat de la combinaison de l'hétérogénéité structurale et de l'hétérogénéité intrinsèque à l'échelle microscopique, cause de la dispersion en fatigue. Si le but est d'obtenir (idéalement) un champ de probabilité de rupture de la pièce, il faudra alors tester jusqu'à rupture (ou tout au moins apparition de macrofissure) une très grande population de pièces. Les approches thermiques seraient-elles encore une fois d'intérêt ?

### 2.1 Premières approches thermiques de la fatigue des structures

La TSA<sup>6</sup> (Thermoelastic Stress Analysis) est depuis longtemps exploitée, autant dans le monde industriel que dans celui de la recherche, pour étudier amorçage et propagation de fissures dans les structures. Cette méthode, parce qu'elle donne accès au champ d'amplitude de la trace du tenseur des contraintes lors d'un chargement cyclique et qu'elle ne nécessite qu'une mesure de température, s'est répandue dès que les moyens expérimentaux l'ont permise (aux alentours des années 50, voir chapitre 3). Un grand nombre de sociétés propose

<sup>6</sup>Pour plus amples détails sur cette méthode ainsi que sur l'aspect mesure thermographique, se reporter au chapitre 3

actuellement des systèmes de mesure thermographique dédiés à la TSA.

Un premier type d'exploitation est la détection des fissures et/ou leur propagation (la présence d'une fissure modifie le champ de contrainte, et donc la « réponse thermoélastique »). Cette technique est devenue très performante grâce aux caméras infrarouges contemporaines, au progrès du traitement des images et à la puissance des microprocesseurs. Pour preuve, certains cherchent actuellement à l'appliquer *in situ* sur des chemins de fer anglais pour contrôler l'état des rails en exploitation [Greene et al., 2007]. Il suffit de parcourir les voies à l'aide d'un wagon spécialement équipé d'une caméra infrarouge observant le contact rail/roue. Le poids propre du wagon qui se déplace génère un champ de contrainte variable dans le temps et donc une réponse thermoélastique. Un deuxième type d'exploitation est l'observation par caméra infrarouge d'une structure complexe, *a priori* dépourvue de toute fissures, soumise à un chargement cyclique. Cette technique simple permet de détecter les zones les plus chargées de la structure (si tant est qu'il ne s'agisse pas de zones d'intense cisaillement. . .), et donc les plus à même de donner naissance à des fissures de fatigue.

Néanmoins ces techniques se bornent à la détection de fissures existantes ou à la simple mesure du « champ de contrainte » dans le régime élastique. Aucune d'entre elles ne permet, à proprement parler, d'estimer des caractéristiques de fatigue. Dans le même temps, nous avons pu voir que l'essai d'auto-échauffement, appliqué à une éprouvette, présente l'intérêt majeur de donner, rapidement, avec une grande répétabilité, par des méthodes empiriques ou non, des estimations de caractéristiques de fatigue. Qu'en est-il des essais d'auto-échauffement sur structures ?

## 2.2 Les essais d'auto-échauffement sur structures

L'application du principe des essais d'auto-échauffement aux structures est relativement récente en comparaison de celle de la TSA. Ceci vient d'une part de la « redécouverte » tardive<sup>7</sup> des essais d'auto-échauffement et d'autre part des difficultés d'analyse des mesures thermiques. Au sein d'une structure, l'équation de la chaleur tend en effet à uniformiser la répartition de température, et donc à empêcher toute approche locale. Tout une palette d'approches est actuellement utilisée, allant de l'approche globale de la structure à la recherche des champs d'énergie dissipée par méthode inverse.

### 2.2.1 L'approche globale

Cette approche consiste à mesurer « la » température de la structure (via un thermocouple ou une caméra infrarouge) et à la considérer comme homogène, ce qui est souvent une bonne approximation pour des petites pièces comme nous le verrons au chapitre 2 et au

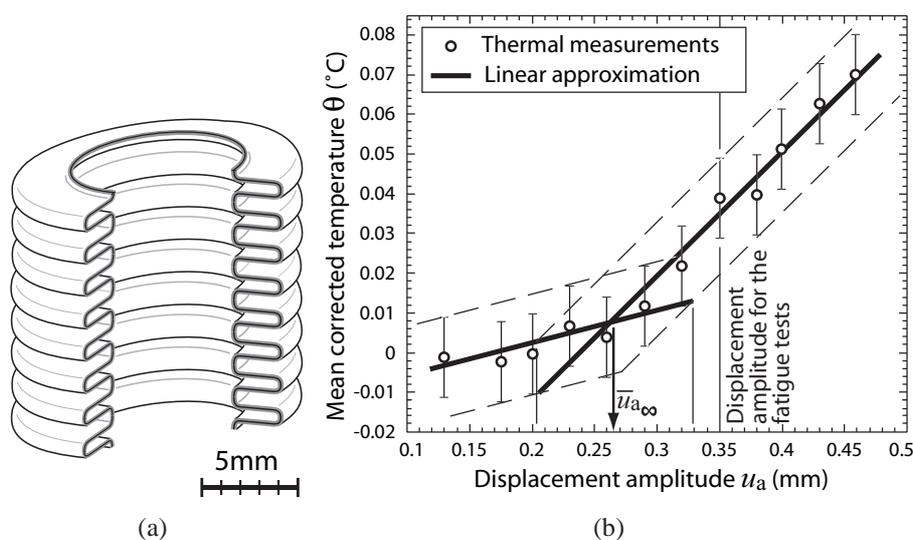
---

<sup>7</sup>Lorsque Locati étudie les essais d'auto-échauffement dans les années 50, la thermographie n'en est qu'à ses balbutiements (la mesure de champ se fait alors par déplacement d'un monocapteur). Les publications sur ce type d'essai réapparaissent « brusquement » dans les années 90, tandis que la thermographie (et donc la TSA) s'est continuellement améliorée pendant ces 40 ans.

chapitre 3. La structure est alors vue comme un « volume homogène » et les propriétés de fatigue estimées caractérisent le composant dans sa globalité.

Luong utilise une première fois cette approche lors de l'étude de bielles d'automobile [Luong, 1995] en traction-compression. Il ne fait alors que transposer exactement sa méthode thermographique expérimentale initialement développée pour des éprouvettes. En exploitant la courbe d'auto-échauffement obtenue selon son mode de dépouillement, il retrouve approximativement la limite d'endurance des bielles. Néanmoins, il ne mesure la température qu'en un point, ne prenant en compte ni l'hétérogénéité de contrainte, ni celle de température. Finalement, il considère un peu la bielle comme une éprouvette avec ses têtes d'amarages (ici tête et pied de bielle) dont on ne mesure la température qu'au centre de la zone utile (ici le corps de bielle).

Plus récemment, [Arnould et al., 2005] appliquent cette méthode à l'étude de soufflets de pressostat. Ce composant est à la fois structurellement hétérogène (forme complexe, voir figure 1.6 (a)), et intrinsèquement hétérogène (le soufflet est réalisé grâce à un procédé d'électrodéposition permettant d'obtenir des parois d'environ  $60 \mu\text{m}$  d'épaisseur, faites d'un sandwich métallique Ni/Cu/Ni). Cette structure est habituellement, par un jeu de pression différentielle, sollicitée en traction.



**FIG. 1.6** : Essai d'auto-échauffement sur structure : approche globale de [Arnould et al., 2005]. (a) structure considérée (b) courbe d'auto-échauffement en déplacement correspondante.

Afin de caractériser la tenue à la fatigue de ces soufflets, [Arnould et al., 2005] en sollicitent un à déplacement cyclique imposé (chargement maximum de 0,5 mm à 100 Hz) pendant qu'il en mesure la température par caméra infrarouge. Cette fois-ci la température considérée est la moyenne spatiale de celle mesurée sur toute la surface visible du soufflet, ce qui fait que le composant est bien pris au sens d'un élément de volume représentatif, contrairement à ce que proposait [Luong, 1995]. En vue d'identifier également des caractéristiques

du matériau en utilisant les mêmes résultats, il calcule au point le plus sollicité l'amplitude d'une contrainte équivalente due au chargement par méthode des éléments finis. En utilisant la méthode de dépouillement proposée par Luong, il trouve alors une limite d'endurance de la structure (figure 1.6 (b)) qu'il compare, grâce à la correspondance en contrainte précédemment décrite, à des résultats de fatigue. Les résultats se révèlent en accord.

### 2.2.2 L'approche thermique locale

**Mesure multiponctuelle** Une approche plus élaborée que celle de [Luong, 1995] est présentée 3 ans après. Il s'agit de réaliser, toujours sur des bielles dans les mêmes conditions, non plus une mesure ponctuelle, mais une mesure multiponctuelle permise par l'utilisation d'une caméra infrarouge [Luong, 1998]. Il trace alors plusieurs courbes d'auto-échauffement de la structure correspondant aux différents points considérés pour un même chargement global (figure 1.7). Encore une fois, il est possible de détecter une limite de fatigue de la structure, à l'amplitude de « contrainte » (ou plutôt d'effort global) provoquant une brusque augmentation de température. Quoiqu'il en soit, bien qu'il s'agisse d'une mesure de champ, l'exploitation est restreinte à un faible nombre de points. En outre, seul l'aspect purement thermique est abordé. Cette méthode n'offre donc qu'une multitude de courbes d'auto-échauffement, qui chacune ne qualifie pas un point spécifique de la structure puisqu'elle résulte des transferts de chaleur au sein de toute une pièce hétérogène en termes de dissipation d'énergie. Elle a l'unique avantage de prouver que la méthode précédente [Luong, 1995] n'est que très faiblement dépendante du point considéré.

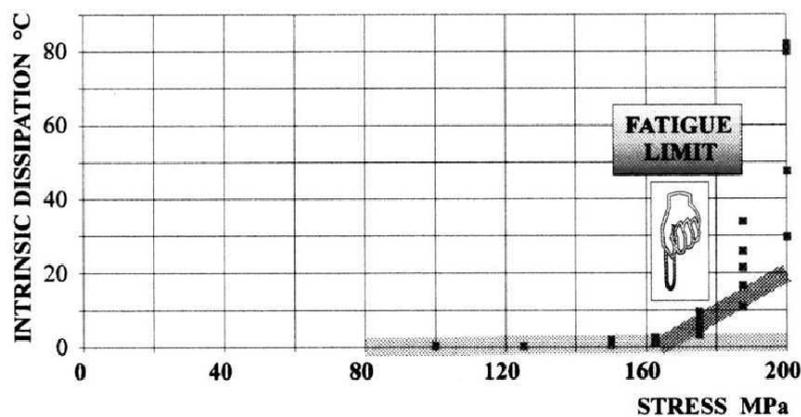


FIG. 1.7 : Essai d'auto-échauffement sur structure : approche locale de [Luong, 1998] considérant plusieurs points de la structure.

**Mesure de champ** Une autre approche purement thermique, basée sur des mesures de champ, est proposée par [Medgenberg et Ummenhofer, 2006] afin de montrer la corrélation entre l'endommagement de fatigue et la température d'éprouvettes entaillées. Pour cela il observe, à différents moments de la vie d'une éprouvette, la même zone de l'entaille (figure 1.8) au moyen d'une caméra infrarouge et d'un microscope optique. Pour détecter

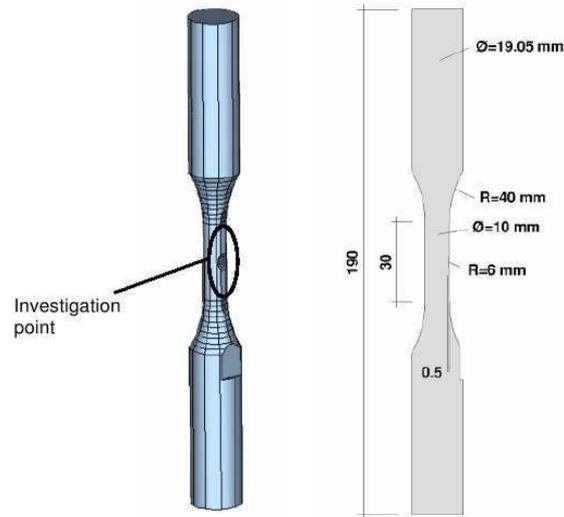


FIG. 1.8 : Eprouvettes entaillées de [Medgenberg et Ummenhofer, 2006]

thermiquement l'endommagement (à tout le moins la plasticité), il réalise une mesure différentielle par soustraction des variations temporelles du signal thermique de la zone étudiée et de celles d'une zone de référence purement élastique. Il obtient alors ce qu'il nomme des « cartes de température plastique » présentées figure 1.9. Ce traitement du signal temporel par acquisition synchrone permet de s'affranchir - du moins en première approximation comme nous le verrons au chapitre 3 - de l'homogénéisation de la chaleur (plus intense à l'endroit de la concentration de contrainte) due à la conduction, contrairement à la méthode de [Luong, 1998] qui travaille en régime établi. En outre, le principe de la mesure différentielle permet de diminuer les contributions des perturbations extérieures comme nous le verrons au chapitre 3.

### 2.2.3 L'approche énergétique locale

Le véritable passage d'une approche globale à une approche locale de la structure ne peut se faire qu'en inversant l'équation de la chaleur. Malheureusement cette opération est très délicate pour au moins deux raisons. Tout d'abord le problème est mal posé, puisque la mesure ne nous donne au mieux qu'une information 2D, tandis que le champ de source thermique cherché est *a priori* 3D. Ensuite l'opération nécessite l'inversion d'un laplacien, calcul problématique lorsqu'il s'applique à des données expérimentales bruitées. Néanmoins plusieurs équipes de recherche se sont déjà attelées à cette tâche, formulant différentes hypothèses et méthodes de lissage pour passer outre ces difficultés.

**Hypothèse d'unidirectionnalité** Un premier pas peut être fait en passant d'une approche globale (0D) à une approche unidirectionnelle des hétérogénéités (1D) comme le proposent par exemple [Doudard et al., 2007b] sur des éprouvettes « diabolo ». A partir du champ de température mesuré au cours d'un unique palier d'amplitude d'effort et connaissant la

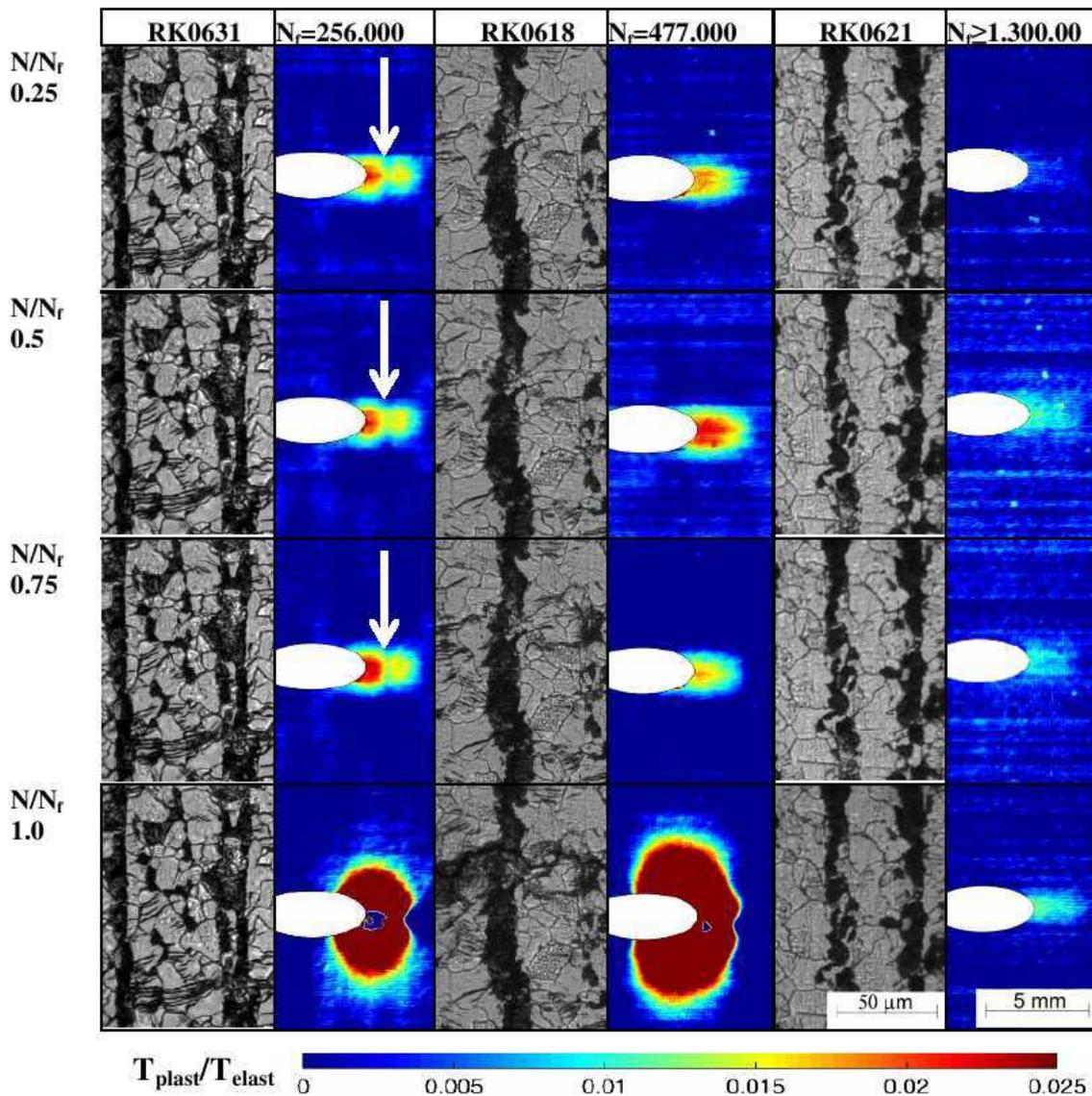
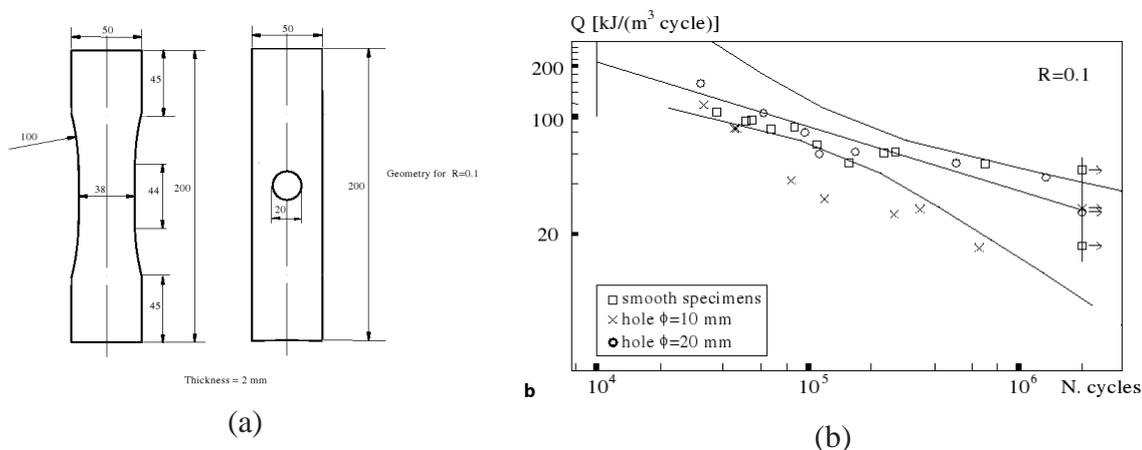


FIG. 1.9 : Essai d'auto-échauffement sur structure : approche locale de [Medgenberg et Ummenhofer, 2006]. Carte de « température plastique » et micrographie correspondante, pour différentes amplitudes de chargement (décroissantes de gauche à droite) et différents moments de la vie de l'éprouvette (croissants de haut en bas). L'ellipse blanche correspond à la zone observée par microscopie.



**FIG. 1.10** : Essai d'auto-échauffement sur structure : approche unidirectionnelle de [Meneghetti, 2007]. (a) éprouvettes-structures considérées (b) énergie dissipée volumique par cycle en fonction de de la durée de vie correspondante, pour différentes géométries.

géométrie de l'éprouvette (donc le champ de contrainte), il peut retrouver la relation énergie dissipée / amplitude de contrainte. L'intérêt d'un tel essai, outre de valider l'approche 1D dans ces conditions de gradient de contrainte quasi unidirectionnel, est de réduire encore plus le temps d'un essai d'auto-échauffement (application d'un seul palier d'amplitude au lieu d'une quinzaine).

Les limites de l'approche 1D sont montrées par [Meneghetti, 2007] dans le cas d'éprouvettes-structures. Celles-ci présentent - ou non - un perçage de diamètre 10 ou 20 mm comme le montre la figure 1.10 (a), si bien que le gradient de contrainte n'est plus simplement unidirectionnel. Il considère alors comme Doudard *et al.* la température constante dans une section de l'éprouvette perpendiculaire à son axe. Partant du champ thermique mesuré, il est capable de déterminer à une distribution d'énergie dissipée le long de l'éprouvette comme précédemment. Cette investigation de l'hétérogénéité du champ de ces éprouvettes-structures permet de montrer que la durée de vie des éprouvettes entaillées est identique à celle des éprouvettes lisses si l'on parle en termes d'énergie dissipée volumique par cycle (figure 1.10 (b)). Cette méthode atteint ses limites dès que l'on s'écarte trop de l'hypothèse d'unidirectionnalité, ce qui est le cas des éprouvettes avec perçage de 10 mm.

**Hypothèse de bidirectionnalité** Il est donc parfois nécessaire de passer à une prise en compte des hétérogénéités bidirectionnelles (2D). Comme bref exemple - mais nous reviendrons plusieurs fois sur ces travaux par la suite - [Berthel et al., 2007] utilisent la thermographie infrarouge pour obtenir une mesure de champ thermique de tôles d'acier *a priori* homogènes soumises à une sollicitation de traction cyclique. Sous l'hypothèse que la température est constante suivant l'épaisseur de l'éprouvette, il inverse l'équation de la chaleur après avoir réalisé un lissage spatio-temporel du signal thermique (il optimise pour cela une fonction proche de celle de l'équation (1.1), à ceci près que les paramètres sont obtenus par interpolation à l'aide de polynômes bi-dimensionnels sur des pavés spatiaux). Il

peut alors présenter de véritables champs d'énergie dissipée (pour exemple, voir figure 1.11), qui remettent d'ailleurs en cause la vision homogène des tôles utilisées. L'énergie dissipée volumique pouvant être reliée à la « durée de vie locale » comme nous venons brièvement de le voir avec les résultats de Meneghetti<sup>8</sup>, ces cartes de dissipations sont donc très fortement liées à des cartes de « tenue à la fatigue ». Dans le même temps, cette richesse d'information a un prix, puisque ce genre de protocole (thermographie, hétérogénéités 2D, lissage. . .) est complexe et bien plus difficile à mettre en place qu'une simple acquisition par thermocouple.

### 3 Modélisation unifiant essais d'auto-échauffement et FGNC des matériaux

L'interprétation des essais d'auto-échauffement a été pendant longtemps réalisée empiriquement. Comme nous l'avons souligné précédemment, ces méthodes sont relativement efficaces, mais d'une part, elles laissent plusieurs questions en suspens, et d'autre part, elles ne permettent pas une exploitation optimale des informations issues des mesures thermiques lors d'essais de fatigue à grand nombre de cycles. Pour ces raisons, quelques modèles construits sur des bases physiques ont récemment vu le jour, permettant de mieux appréhender les essais d'auto-échauffement et d'en tirer plus grand parti. Le présent modèle, développé par Doudard *et al.* [Doudard, 2004], permet de rendre compte à la fois de la signature thermique du matériau et de sa résistance à la fatigue dans des cas de sollicitation homogène, d'identifier la dispersion des résultats de fatigue à partir d'essais d'auto-échauffement identiques à ceux de [Luong, 1992]. Vu que ces mesures sont moyennées en temps sur plusieurs cycles, cette présentation du modèle se réduit à prendre en compte l'effet de la microplasticité et non celui de la thermoélasticité<sup>9</sup>. Cette troisième partie du chapitre 1 présente et justifie brièvement la version uniaxiale de ce modèle.

#### 3.1 Observation de l'apparition progressive de la microplasticité

Le phénomène d'apparition de microfissure n'est encore actuellement pas bien compris. Selon une modélisation relativement répandue [Lemaitre et Chaboche, 1988, Suresh, 1998], les microfissures<sup>10</sup> résultent de l'augmentation, cycle après cycle, d'endommagement localisé jusqu'à un niveau critique, ce qui peut être vu sur la série d'images de la figure 1.12. On voit tout d'abord l'apparition ( $N = 10^4$  cycles) des bandes de glissement persistantes, puis leur intensification ( $N = 6 \times 10^4$  cycles) et enfin l'apparition d'une microfissure ( $N = 1,2 \times 10^5$  cycles). Cet endommagement apparaît lui-même après environ 90 % de la

<sup>8</sup>Ces résultats nous seront d'ailleurs d'une grande utilité en partie 3 de ce chapitre 1.

<sup>9</sup>Cela se justifie car l'effet thermoélastique en régime établi s'annule sur un cycle. Ce dernier phénomène sera étudié dans le chapitre 3 où la mesure thermique par caméra donne accès aux variations sub-cycliques, contrairement aux thermocouples utilisés lors des essais des chapitres 1 et 2.

<sup>10</sup>Un des points difficiles de la modélisation de la fatigue est en particulier de savoir quand on considère qu'il y a ou non amorçage de microfissures. Pour l'instant, ce choix est encore arbitraire.

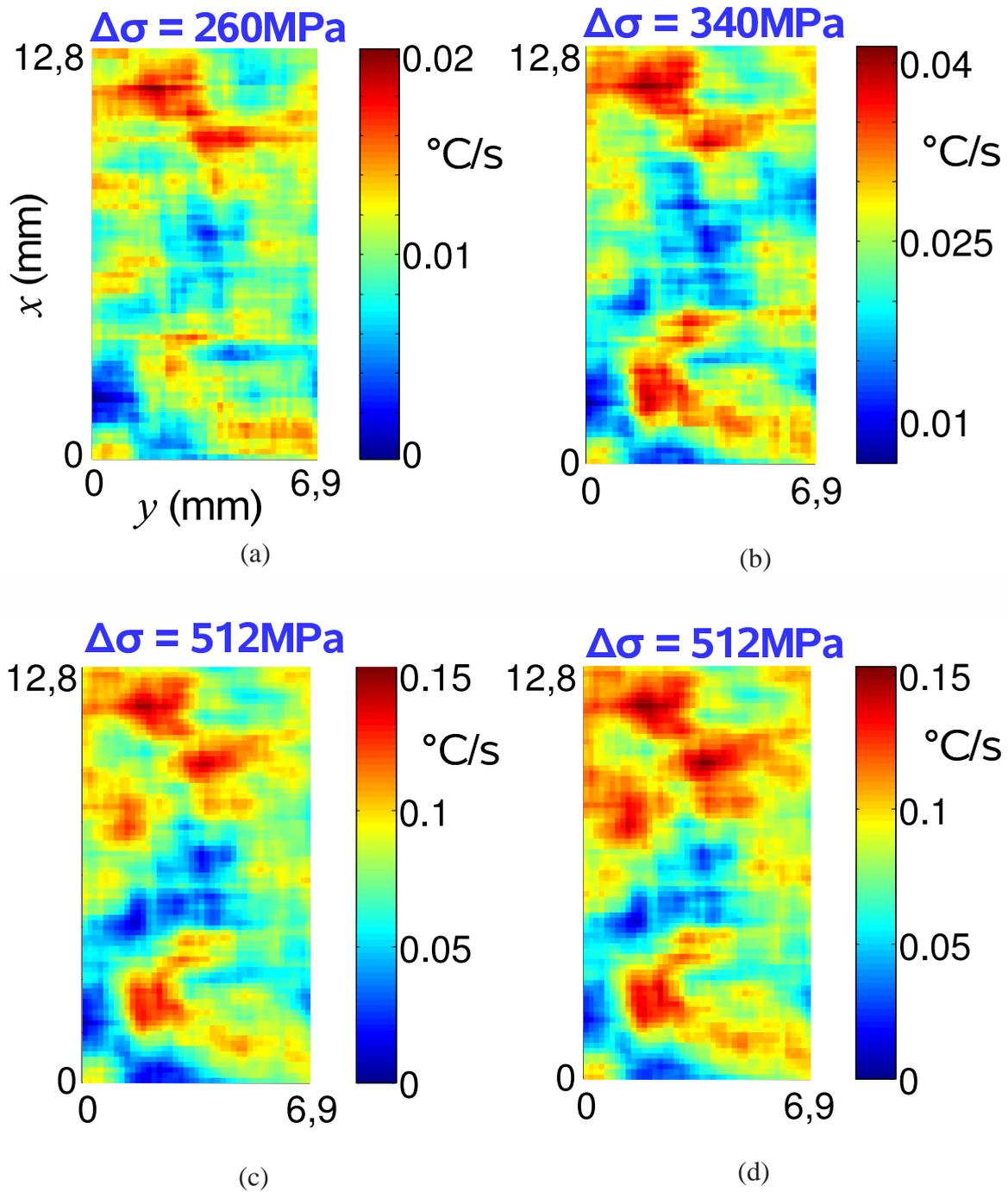
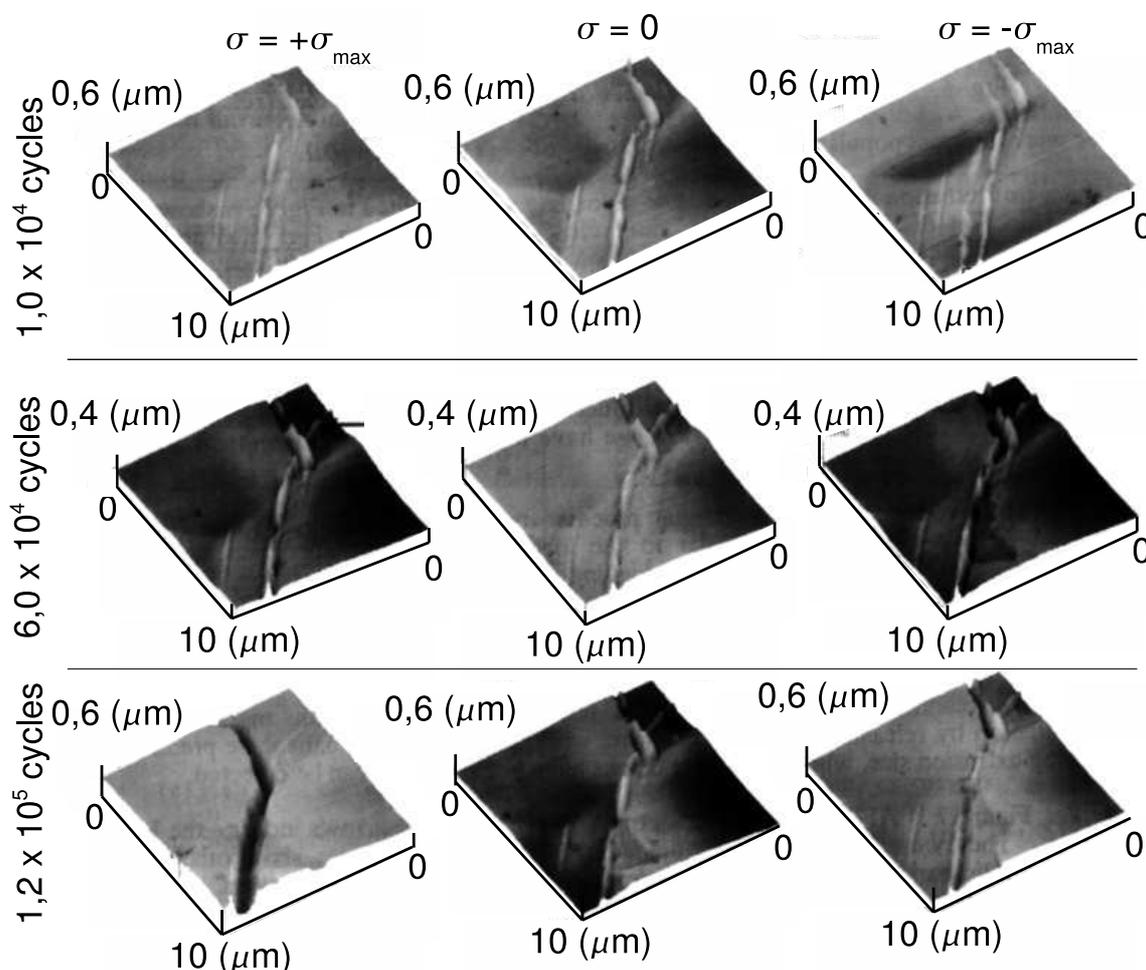


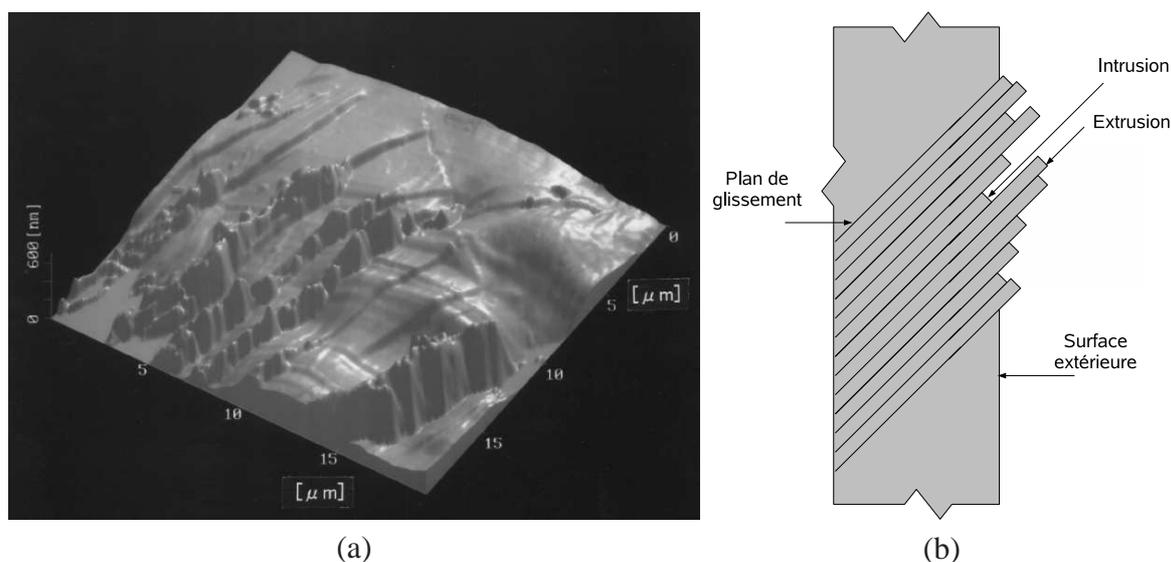
FIG. 1.11 : Observation des hétérogénéités de dissipation microplastique [Berthel et al., 2007] sur une même tôle d'acier dual phase DP600 LC sous chargements cycliques ( $R = -1$  à 30 Hz) pour différents paliers d'amplitude (a, b et c) et après 5000 (c) et 50000 cycles (d).



**FIG. 1.12 :** Apparition de bandes de cisaillement et de microfissures : suivi par AFM sur une plage de  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  de l'évolution du relief à la surface d'une éprouvette sollicitée en fatigue alternée à  $\pm 120\ \text{MPa}$  et  $f = 30\ \text{Hz}$ . (Laiton, 70 %Cu, 30 %Zn,  $R_e = 217\ \text{MPa}$ ,  $R_m = 317\ \text{MPa}$ ,  $A = 54\ \%$ ) [Nakai et al., 1999].

durée de vie, à cause de l'accumulation de déformations plastiques localisées. Cette forte activité microplastique se traduit en surface par la naissance, après quelques centaines de milliers de cycles, de bandes de glissement persistantes par le mécanisme d'intrusion/extrusion comme présenté en figure 1.13 (a) et schématisé en (b).

Différents travaux ont permis d'observer expérimentalement cette apparition progressive de microplasticité. [Cugy et Galtier, 2002] par exemple, réalisent des micrographies optiques de la surface d'une éprouvette en acier ferrito-perlitique (10 % de perlite) initialement polie après 400000 cycles, ce pour plusieurs paliers d'amplitude de chargement. Comme le montrent les figures 1.14 (a,b et c), la microplasticité apparaît localisée (on l'observe sous forme de « taches »). En outre l'intensité de la microplasticité, que l'on quantifie

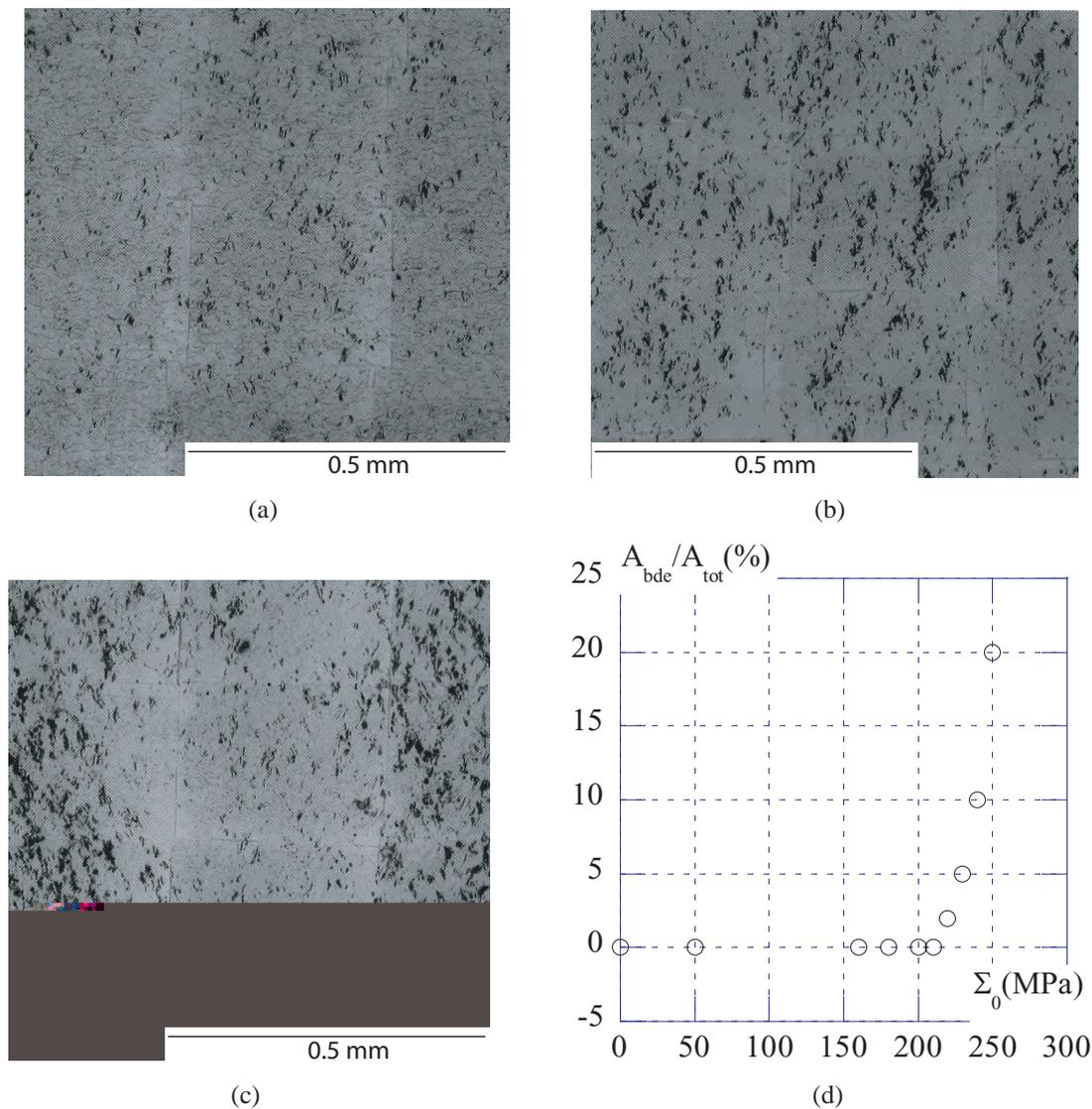


**FIG. 1.13 :** Mécanisme d'intrusion/extrusion : (a) observation AFM sur un acier au manganèse après  $3 \times 10^5$  cycles à une amplitude légèrement inférieure à la limite d'endurance ([Nakai et al., 1997]), (b) schématisation du mécanisme d'intrusion/extrusion.

en figure 1.14 (d) par le ratio de l'aire recouverte par les bandes de glissement persistantes sur l'aire totale observée, augmente progressivement avec l'amplitude du chargement.

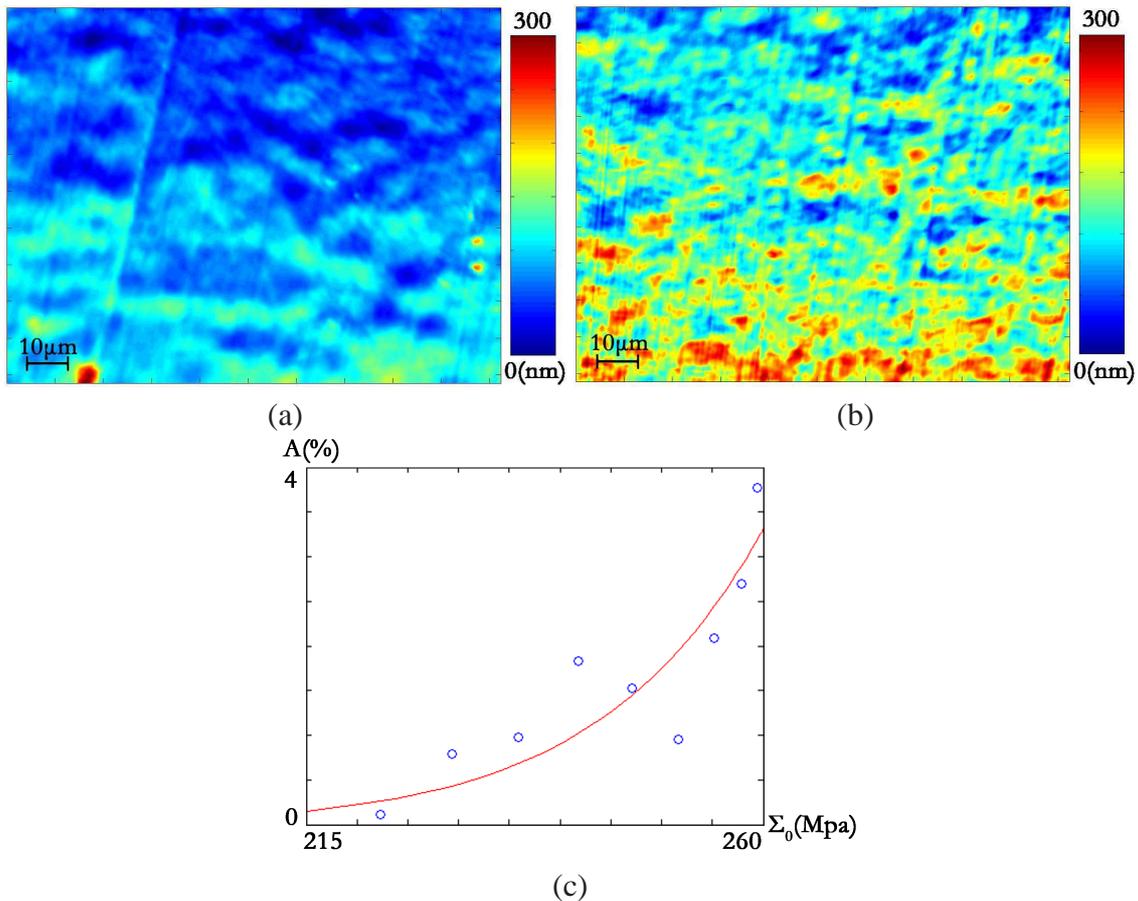
[Saint-Sulpice, 2005], tout en gardant la même démarche, conduit quant à lui des essais suivant un protocole expérimental différent. Il réalise des topographies de la surface d'une éprouvette en acier dual phase (DP600LC, acier ferrito-martensitique laminé à chaud avec environ 15 % de martensite) initialement polie avant et après 240000 cycles. Pour cela il utilise un interféromètre de Nomarski d'une résolution de l'ordre de la dizaine de picomètres [Amiot, 2005]. L'éprouvette présentant un gradient de contrainte, une seule est nécessaire à l'obtention de topographies pour différentes amplitudes de contrainte. On remarque, figure 1.15 (a) et (b) que l'apparition de la microplasticité est similaire à celle obtenue par [Cugy et Galtier, 2002], localisée en de multiples foyers. [Saint-Sulpice, 2005] détermine alors l'évolution de la microplasticité en utilisant le même principe que [Cugy et Galtier, 2002]. La figure 1.15 (c) montre que cette variation de microplasticité a la même allure progressive que celle de l'acier ferrito-perlitique de [Cugy et Galtier, 2002].

Enfin, d'un autre point de vue, [Berthel et al., 2007] étudie l'évolution du champ d'énergie dissipée au cours d'un chargement cyclique de plusieurs dizaines de milliers de cycles. Il utilise une éprouvette plate, macroscopiquement homogène, d'acier dual phase DP600. Ses mesures thermographiques montrent, figure 1.11, que la dissipation est fortement hétérogène, dissipation qui ne peut être qu'une conséquence de la microplasticité au vu du faible nombre de cycles réalisé. Le champ de dissipation semble évoluer avec le chargement, le nombre et l'intensité des « points chauds » augmentant avec l'amplitude des contraintes (figure 1.11 (a), (b) et (c)) et du temps (figure 1.11 (c) et (d)). Ses observa-



**FIG. 1.14 :** Répartition des bandes de glissement sur un acier ferrito-perlitique pour différentes amplitudes de chargement (a) 230 MPa, (b) 240 MPa et (c) 250 MPa. Évolution de l'aire recouverte par les BGP en fonction de l'amplitude [Cugy et Galtier, 2002].

tions tout au long de la vie d'éprouvettes permettent en outre de remarquer que les « points chauds » les plus intenses dès les premiers milliers de cycles de chargement seront ceux qui à terme initieront des fissures. On est alors en droit de se demander si les « points chauds » correspondent à des foyers. L'interprétation de ces résultats vis-à-vis du modèle présenté par la suite ne se révèle alors pas évidente, mais fort intéressante comme nous le montrons en Annexe B. Il semble en effet que ces observations ne correspondent pas exactement aux « foyers » de microplasticité, mais plutôt à des groupes de foyers, ce qui laisserait à penser que les foyers ne sont pas totalement indépendants les uns des autres contrairement à la



**FIG. 1.15 :** Observation des hétérogénéités d'apparition de foyers microplastiques sur un acier dual phase par interférométrie [Saint-Sulpice, 2005] avant (a) et après (b) cyclage. Évolution de l'aire recouverte par les BGP en fonction de l'amplitude du chargement (c)

modélisation proposée par la suite.

### 3.2 Modélisation l'apparition progressive de la microplasticité

Un des points cruciaux de la modélisation des essais d'auto-échauffement et de la prévision de la résistance à la fatigue est la manière dont l'on rend compte de l'apparition de la microplasticité. Les premiers liens empiriques proposés [Luong, 1992, Galtier, 1993] font l'approximation d'un comportement à seuil. Il est vrai qu'en première approche, les courbes d'apparition de microplasticité (figure 1.14 (d) par exemple) comme celle d'auto-échauffement (figure 1.1 (b) par exemple) sont bilinéaires. Cela revient, d'un point de vue des foyers de microplasticité, à considérer un volume constant de matière responsable du dégagement de chaleur, quelle que soit l'amplitude de chargement. Quoi qu'il en soit, bien que d'un point de vue de l'estimation de la limite d'endurance « moyenne » ces méthodes empiriques se soient révélées performantes, négliger l'apparition progressive de la microplasticité clôt d'emblée la discussion sur la dispersion de fatigue.

Des travaux de simulation d'agrégats polycristalins comme ceux de [Mareau et al., 2007] montrent en effet que l'aspect probabiliste de certains paramètres matériels tel que la taille de grains, l'orientation, explique l'aspect progressif de l'apparition de microplasticité - et donc l'augmentation régulière de la température. Néanmoins de telles modélisations numériques, très utiles pour comprendre les phénomènes en jeu, ne permettent pas de lier pragmatiquement et quantitativement des résultats expérimentaux d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles.

Deux voies ont été jusqu'à maintenant explorées afin de pallier le défaut de la méthode précédente, basée sur des modélisations analytiques de l'activation des foyers de microplasticité avec l'amplitude de chargement. [Charkaluc et Constantinescu, 2006] proposent une évolution continue et déterministe du volume relatif des foyers, ce qui permet d'être en accord avec les résultats d'essais d'auto-échauffement, mais ne permet pas de prévoir la dispersion de fatigue. Une autre méthode, proposée par [Doudard et al., 2004], consiste à introduire un processus probabiliste dépendant de deux paramètres matériels pour piloter l'activation des foyers. Si, de prime abord, cette modélisation semble simpliste au regard du nombre de paramètres réels qu'il faudrait prendre en compte, elle se révèle tous calculs faits pragmatique et performante car le modèle est entièrement analytique : il permet donc identification et prévision de manière instantanée ; de plus il est aisé d'enrichir le modèle en introduisant une dépendance d'un ou plusieurs paramètres à une grandeur que l'on veut étudier (par exemple l'influence de la taille de grain, de la prédéformation comme l'a fait [Doudard, 2004]) ; enfin, et surtout, il lie directement, au travers d'un unique paramètre, l'allure d'une courbe d'auto-échauffement et la dispersion de fatigue correspondante comme nous allons le voir.

L'hypothèse de base du modèle est donc une apparition progressive des foyers de microplasticité dès les premiers cycles de chargement. Ceci peut s'expliquer par le fait que tous les grains n'ont pas la même « prédisposition » à entrer en régime plastique. En effet, non seulement le grain (ou l'amas de grains) concerné est plus ou moins favorablement orienté par rapport à la charge, mais encore l'entourage - via la taille, la forme, l'orientation et la disposition des différents grains voisins - joue un grand rôle comme le montrent les travaux de [Sauzay et Jourdan, 2005, Sauzay, 2007]. Le choix est donc fait d'utiliser un processus probabiliste - prenant globalement en compte les divers facteurs sus-cités - pour piloter l'apparition progressive de microplasticité.

Afin de rendre compte de la distribution des foyers de microplasticité, [Doudard et al., 2004] choisissent un Processus Ponctuel de Poisson. Ce modèle suppose la non-interaction des foyers de microplasticité, ce qui peut être le cas compte tenu de la faible proportion de foyers par rapport au volume total considéré. La probabilité de trouver  $k$  foyers (appelés « sites » dans le cadre du Processus Ponctuel de Poisson) dans un domaine  $\Omega$  de volume  $V$  est donnée par

$$P_k(V) = \frac{(\lambda_P V)^k}{k!} \exp(-\lambda_P V), \quad (1.2)$$

où  $\lambda_P V$  est le nombre moyen de sites pour une amplitude de contrainte donnée et  $\lambda_P$  est « l'intensité » du processus.

Quel choix de dépendance de l'intensité  $\lambda_P$  à l'amplitude des contraintes faire ? Les deux travaux de [Cugy et Galtier, 2002, Saint-Sulpice, 2005] sus-cités nous apportent ici une aide substantielle. Ils nous donnent en effet tout deux accès à l'évolution de la proportion de bandes de glissement persistantes apparues après cyclage en fonction de l'amplitude du chargement. Or ces bandes de glissement persistantes étant le reflet, à long terme, de l'activité microplastique d'une part, et que  $\lambda_P V$  a la même signification d'un point de vue du modèle d'autre part, la forme de  $\lambda_P$  se doit d'être compatible avec ces relevés expérimentaux.

Le choix d'une loi puissance, dépendant de deux paramètres matériaux  $m$  et  $V_0 S_0^m$  semble adéquat, permettant d'avoir une évolution plus ou moins régulière - comportement linéaire pour une puissance  $m$  de 1, à seuil pour une puissance  $m$  infinie - et d'ajuster le « seuil » grâce au deuxième paramètre  $V_0 S_0^m$ . On suppose donc  $\lambda_P$  s'écrit comme suit

$$\lambda_P = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\Sigma_0}{S_0} \right)^m \quad (1.3)$$

où  $\Sigma_0$  est l'amplitude de contrainte. À titre d'exemple, une telle loi puissance est identifiée par la méthode des moindres carrés sur les résultats expérimentaux de [Saint-Sulpice, 2005] et tracée en figure 1.15 (c). Les valeurs obtenues sont  $m = 16 \pm 4$ , valeurs de l'ordre de grandeur de celles obtenues par essai d'auto-échauffement ( $m = 12,5$ ) avec le modèle présenté ci-dessous. Le choix d'une telle forme d'intensité du processus est donc validé.

### 3.2.1 Microplasticité d'un foyer

Le tenseur des contraintes dans un des foyers est connu en utilisant le modèle initialement proposé par [Berveiller et Zaoui, 1979]. [Lemaitre et Doghri, 1994] partent de l'hypothèse que l'endommagement en fatigue à grand nombre de cycles est localisé à une échelle microscopique, inférieure à celle du volume élémentaire mésoscopique considéré (VER, Volume Élémentaire Représentatif). La différence majeure avec le modèle précédemment cité est que dans le cadre des essais d'auto-échauffement - c'est-à-dire dans les premiers milliers de cycles de sollicitation - on ne considère pas que l'endommagement soit déjà apparu. En conséquence un foyer de microplasticité peut être modélisé par une simple inclusion élasto-plastique de volume  $V_f$  noyée dans une matrice purement élastique de volume total  $V_{VER}$ . Les tenseurs d'élasticité de l'inclusion et de la matrice sont supposés identiques. La limite d'élasticité de l'inclusion (appelée « microscopique » par la suite)  $\sigma_y^{\mu}$  est inférieure à la limite macroscopique  $\Sigma_y$ . Enfin on suppose la partition des déformations totales  $\epsilon$  en une déformation réversible (élastique)  $\epsilon^e$  et une déformation irréversible (plastique)  $\epsilon^p$ .

En faisant l'hypothèse que l'inclusion est petite par rapport à la matrice, on peut appliquer l'analyse d'Eshelby [Eshelby, 1957, Kröner, 1984] qui lie la déformation totale de l'inclusion à sa déformation plastique. Moyennant l'isotropie du VER et la sphéricité de l'inclusion, on peut alors exprimer la relation de localisation [Berveiller et Zaoui, 1979] entre la contrainte microscopique  $\sigma$  et la contrainte macroscopique  $\Sigma$

$$\sigma = \Sigma - 2\mu(1 - \beta)\epsilon^p, \quad (1.4)$$

où  $\mu$  est le module de cisaillement et  $\beta$  une constante dépendant du coefficient de Poisson  $\nu$ , provenant de l'analyse d'Eshelby [Eshelby, 1957]

$$\beta = \frac{2(4 - 5\nu)}{15(1 - \nu)}. \quad (1.5)$$

Afin de calculer la dissipation de l'inclusion par cycle, un choix de type de plasticité et d'érouissage doit être fait. On introduit donc une contrainte équivalente nommée « contrainte équivalente de plasticité » et notée  $\Sigma_p$ . Le critère de Von Mises est choisi pour son accord avec nos hypothèses (isotropie, symétrie traction/compression), sa bonne modélisation du seuil de plasticité des métaux et son usage fréquent. Nous avons donc, dans ce cas  $\Sigma_p = \Sigma_{VM}$ . D'autre part [Doudard, 2004] montre qu'un érouissage cinématique linéaire est suffisant pour rendre compte du comportement thermique de certains matériaux. On exprime donc le critère comme suit

$$f = J_2(\mathbf{S} - \mathbf{X}) - \sigma_y^H \leq 0, \quad (1.6)$$

où  $\mathbf{X}$  est la variable d'érouissage et  $J_2$  est le second invariant

$$J_2(\mathbf{S} - \mathbf{X}) = \sqrt{\frac{3}{2}(\mathbf{S} - \mathbf{X}) : (\mathbf{S} - \mathbf{X})} \quad (1.7)$$

avec  $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3}tr(\boldsymbol{\sigma})\mathbf{I}$  le déviateur des contraintes, et  $\mathbf{I}$  le tenseur identité. L'hypothèse de linéarité sur l'érouissage nous permet alors d'ajouter

$$\dot{\mathbf{X}} = \frac{2}{3}C\dot{\epsilon}^p, \quad (1.8)$$

avec  $C$  une constante qui dépend du matériau.

Avec ces différentes hypothèses, [Doudard, 2004] calcule le multiplicateur plastique  $\dot{p}$

$$\dot{p} = \frac{H(f)}{h} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \dot{\boldsymbol{\Sigma}}, \quad (1.9)$$

où  $H$  la fonction de Heaviside ( $H(x < 0) = 0$  et  $H(x \geq 0) = 1$ ) et  $h = C + 3\mu(1 - \beta)$

### 3.2.2 Calcul de la dissipation

Pour obtenir la dissipation du VER au cours d'un cycle, on utilise alors l'énergie libre de Helmholtz  $\Psi_f$  d'un foyer définie grâce aux différents éléments précédents

$$\rho\Psi_f = \frac{1}{2}\boldsymbol{\varepsilon}^e : \mathbf{E} : \boldsymbol{\varepsilon}^e - \alpha\theta\mathbf{I} : \mathbf{E} : \boldsymbol{\varepsilon}^e - \frac{c\theta^2}{2T_0} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\varepsilon}^p : \frac{2}{3}C\mathbf{I} : \boldsymbol{\varepsilon}^p, \quad (1.10)$$

en considérant de faibles variations de température. La puissance dissipée d'un foyer s'écrit alors

$$\Delta = V_f \left( \boldsymbol{\sigma} - \frac{\partial \Psi_f}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^p} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p. \quad (1.11)$$

Au vu du type d'érouissage choisi, l'expression précédente peut être réécrite comme suit

$$\Delta = \frac{V_f \sigma_y^m H(f)}{h} \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \dot{\Sigma}. \quad (1.12)$$

L'énergie dissipée par cycle  $D_f$  d'un foyer est alors obtenue par intégration de  $\Delta$  tout au long d'un cycle. Dans le cas général  $D_f$  s'exprime après simplification

$$D_f = \int_{cycle} \frac{V_f \sigma_y^m H(f)}{h} |\dot{\Sigma}| dt. \quad (1.13)$$

Dans le cas d'un chargement cyclique sinusoïdal, cette expression se simplifie en

$$D_f(\Sigma_0, \sigma_y) = \frac{4\sigma_y^m V_f}{h} \langle \Sigma_0 - \sigma_y^m \rangle \quad (1.14)$$

où  $\Sigma_0$  est l'amplitude du chargement (définition simple puisqu'ici nous sommes dans le cas uniaxial). La notation  $\langle . \rangle$  correspond à la partie positive. L'interprétation de ce résultat intermédiaire est celle d'un comportement à seuil : d'une part, lorsque l'amplitude équivalente du chargement  $\Sigma_0^{eq}$  est en dessous du seuil de plasticité microscopique  $\sigma_y^m$ , il n'y a pas de dissipation ; d'autre part, au delà de cette limite, la dissipation est linéaire en  $\Sigma_0$ .

Pour obtenir l'énergie dissipée totale, il faut alors intégrer  $D_f$  sur toute la population de foyers

$$D(\Sigma_0) = \int_0^{\Sigma_0} D_f(\Sigma_0, \sigma) \frac{d\lambda_P}{d\sigma} d\sigma. \quad (1.15)$$

ce qui donne

$$D = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0)^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (1.16)$$

### 3.3 Comportement thermique sous essais d'auto-échauffement

Le comportement thermique sous sollicitation cyclique est obtenu par résolution du modèle thermique de l'éprouvette. [Doudard et al., 2004] proposent une approche 0D, c'est-à-dire une approche moyenne de la température de la zone utile. Ainsi, cela revient à considérer l'éprouvette comme un élément de volume, siège d'une dissipation d'énergie homogène puisqu'à la fois la sollicitation et les propriétés matériau le sont. En outre les variations de températures étant faibles ( $< 10 K$ ), on peut négliger les variations des constantes (thermo)physiques ( $c$ ,  $\rho$ ), négliger la convection interne et linéariser les différents échanges thermiques avec l'environnement (conduction, convection, rayonnement). Ces derniers ne sont alors, en première approximation, pris en compte que globalement<sup>11</sup>, comme proposé par [Chrysochoos et Louche, 2000]. L'équation de la chaleur s'écrit

$$\dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} = \frac{f_r D}{\rho c} \quad (1.17)$$

<sup>11</sup> L'hypothèse de pertes « globalisées » sera abandonnée lorsque nous prendrons en compte les hétérogénéités de dissipation en partie 2.2.3 du chapitre 2. Nous verrons alors que l'homogénéité supposée plus haut dans ce paragraphe se justifie pleinement

avec  $\theta$  la variation de la température moyenne de l'éprouvette et  $\tau_{eq}$  le « temps caractéristique thermique » de l'éprouvette, conséquence de la prise en compte globale des échanges thermiques et de l'inertie thermique de l'éprouvette. Le terme source est logiquement le produit de l'énergie totale dissipée par cycle  $D$  par la fréquence de sollicitation  $f_r$ . L'addition d'une seule condition ( $\theta(t=0) = 0$ ) est nécessaire à la résolution de la précédente équation. La solution est

$$\theta(t) = \bar{\theta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right) \right], \quad (1.18)$$

avec  $\bar{\theta}$  la solution stabilisée

$$\bar{\theta} = \frac{\eta V_f m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0)^{m+2}}{V_0 S_0^m} \quad (1.19)$$

où  $\eta V_f = \frac{4f_r \tau_{eq}}{h\rho c} V_f$  est une constante<sup>12</sup> dépendant des paramètres ( $h$ ,  $\rho$ ,  $c$ ,  $V_f$ ), de la fréquence de sollicitation ( $f_r$ ) et de la géométrie et des échanges thermiques ( $\tau_{eq}$ ).

Plusieurs remarques concernant la réponse thermique du modèle sont dignes d'intérêt. Tout d'abord, la réponse thermique du modèle pour un palier d'amplitude de contrainte donnée correspond à la réponse d'un système du premier ordre à un échelon, ce qui est expérimentalement bien vérifié (voir figure 1.16), sauf dans les cas précédemment cités en partie 1.1.

Ensuite l'hypothèse d'un processus probabiliste pilotant l'activation de la micropasticité permet d'obtenir - et c'était le but recherché - une évolution de la température stabilisée en fonction de l'amplitude de contrainte régulière, ce qui correspond à celle observée expérimentalement (voir figure 1.17). Le modèle montre également, à tout le moins d'un point de vue théorique, que les estimations de limite d'endurance obtenues via les méthodes empiriques doivent dépendre du protocole expérimental et pas seulement du matériau. En effet ces méthodes reposant sur des tracés de droites asymptotiques, et le modèle donnant une évolution en loi puissance, ces droites doivent dépendre du dernier palier réalisé lors de l'essai.

Contrairement au modèle proposé par [Charkaluc et Constantinescu, 2006], la variation de température dépend de différents paramètres<sup>13</sup> fixes. Les prévisions de courbes d'auto-échauffement du modèle de [Charkaluc et Constantinescu, 2006], qui ne prend pas explicitement l'aspect probabiliste en compte, nécessitent en effet un ajustement de la fraction volumique  $f_v$  des inclusions pour chaque niveau de chargement.

Les paramètres à identifier sont au nombre de trois :  $\eta V_f$ ,  $V_0 S_0^m$  et  $m$ . Au vu de l'équation (1.19), ce dernier paramètre joue sur la « raideur » du coude de la courbe d'auto-échauffement puisqu'il est en exposant de l'amplitude de contrainte, tandis que l'influence

<sup>12</sup>Ainsi la température stabilisée est proportionnelle à la fréquence et au temps caractéristique  $\tau_{eq}$ , ce qui est expérimentalement corroboré. En conséquence, il est aisé - *a priori* - de ramener une courbe d'auto-échauffement pour une fréquence de sollicitation et une géométrie donnée à une courbe « équivalente » à fin de comparaison.

<sup>13</sup>Ces paramètres sont certes identifiés en partie sur la courbe expérimentale dans le cas de la figure 1.17, mais nous verrons que cette identification nous permettra de réelles prévisions satisfaisantes, autant thermiquement qu'en durée de vie

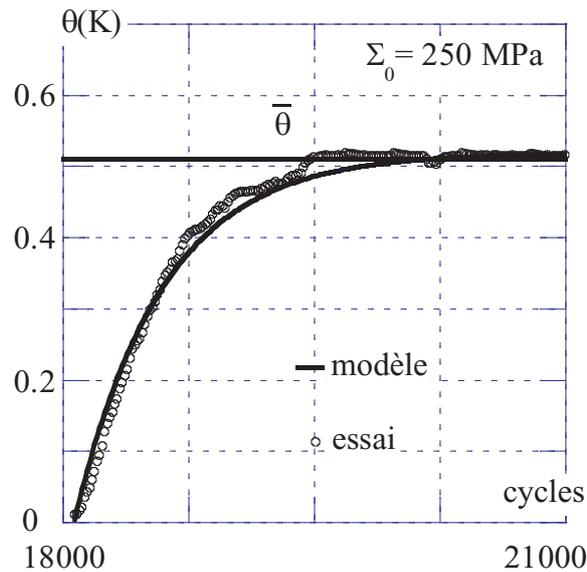


FIG. 1.16 : Régime transitoire de la température moyenne lors d'une essai d'auto-échauffement et réponse du modèle identifié sur le résultat expérimental (matériau : acier dual-phase (DP600 LC)).

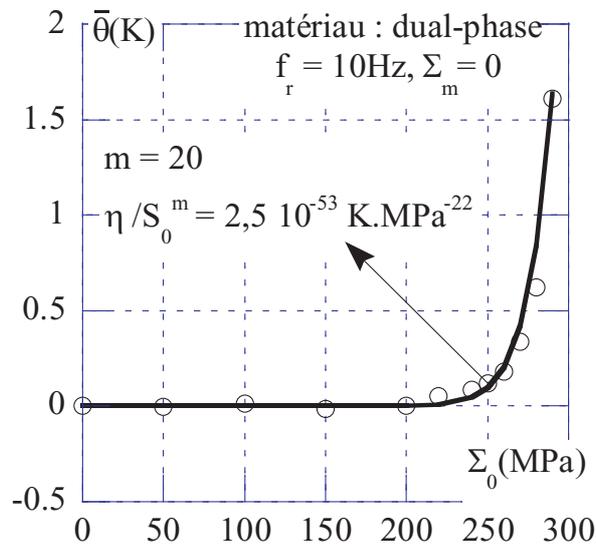


FIG. 1.17 : Courbe d'auto-échauffement et réponse du modèle après identification de  $m$  et de  $\eta V_f$  sur les résultats expérimentaux (matériau : acier dual-phase (DP600 LC)).

des deux autres paramètres est identique (translation de la courbe selon l'axe des abscisses puisque ces paramètres sont respectivement au numérateur et au dénominateur du coefficient multipliant l'amplitude de contrainte). Il sera donc impossible d'identifier à la fois  $\eta V_f$  et  $V_0 S_0^m$  sur une courbe d'auto-échauffement, si bien que des résultats de fatigue seront nécessaires pour compléter l'identification. L'utilisation d'une acquisition synchrone

ne supprime pas cet inconvénient puisqu'elle contient peu ou prou la même « information microplastique » que la température moyenne (Annexe A).

### 3.4 Comportement à rupture sous essais de fatigue

Nous venons de voir que le modèle est capable de rendre compte du comportement thermique typique des éprouvettes de fatigue sous sollicitation cyclique. Il est également capable de prévoir la rupture de celles-ci en introduisant deux nouvelles hypothèses : celle de maillon le plus faible - pour obtenir la probabilité de rupture - et celle d'énergie dissipée critique - pour obtenir la durée de vie.

#### 3.4.1 Limite d'endurance

Au vu des hypothèses précédentes, la rupture d'une pièce, selon le modèle, est la conséquence d'un amorçage de fissure antérieur, lui-même provoqué par un foyer de microplasticité. On peut donc supposer que la condition *sine qua non* de non-rupture au bout d'un temps infini est l'absence de foyer dans le volume considéré. Cette hypothèse de maillon le plus faible est fréquemment utilisée en fatigue à grand nombre de cycles afin de décrire le comportement à « durée de vie infinie », c'est-à-dire la limite d'endurance. Ainsi, la probabilité de rupture est celle de trouver au moins un foyer

$$P_F = P_{k \geq 1}(V) = 1 - P_{k=0}(V). \quad (1.20)$$

D'après l'équation (1.2), cette probabilité est donc reliée à l'amplitude des contraintes (uniformes) par

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \left( \frac{\Sigma_0}{S_0} \right)^m \right]. \quad (1.21)$$

ce qui correspond au modèle de Weibull<sup>14</sup> [Weibull, 1951].  $V_0 S_0^m$  et  $m$  sont donc à présent interprétés comme respectivement le facteur d'échelle (qui translate la courbe de probabilité selon l'axe de l'amplitude de contrainte) et le module de Weibull (qui modifie la dispersion : comportement déterministe pour  $m \rightarrow \infty$ , probabilité de rupture indépendante de l'amplitude pour  $m = 0$ ).

La probabilité de rupture d'une structure s'obtient alors, puisque nous sommes sous l'hypothèse du maillon le plus faible, par intégration sur l'ensemble du volume de celle-là. On obtient ainsi

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V_{eff}}{V_0} \left( \frac{\Sigma_F}{S_0} \right)^m \right]. \quad (1.22)$$

avec  $V_{eff} = V \times H_m$  le « volume effectif » qui est le produit du volume total de la structure  $V$  par un facteur d'hétérogénéité [Hild et al., 1992]  $H_m$

$$H_m = \frac{1}{V} \int \left( \frac{\Sigma_0}{\Sigma_F} \right)^m dV \quad \text{où} \quad \Sigma_F = \max_V (\Sigma_0) \quad (1.23)$$

<sup>14</sup>Ceci est uniquement dû à l'association de trois hypothèses : processus ponctuel de Poisson, intensité du processus en loi puissance et maillon le plus faible.

Ce volume effectif représente donc le « volume homogène, soumis au maximum du champ de contrainte appliqué à la structure, équivalent au volume total de la structure soumis au chargement hétérogène ». Deux phénomènes observés en fatigue à grand nombre de cycles sont donc conjointement pris en compte par la notion de volume effectif : d'une part l'effet de volume, conséquence de la plus grande probabilité de trouver un foyer dans un grand volume que dans un plus petit ; d'autre part l'effet d'hétérogénéité du chargement, c'est-à-dire qu'une structure soumise à un chargement hétérogène a une plus faible probabilité de rupture que la même structure, chargée par une contrainte homogène égale au maximum de celle du chargement hétérogène, car les foyers situés dans les zones à plus faibles contraintes ont une probabilité d'initier la rupture plus faible.

Afin de décrire la distribution de limite d'endurance, on définit alors la limite d'endurance moyenne  $\bar{\Sigma}_\infty$ , l'écart type associé  $\bar{\Sigma}_\infty^2$  ainsi que le coefficient de variation  $CV$

$$\bar{\Sigma}_\infty = \int_0^\infty \Sigma_0 \frac{dP_F}{d\Sigma_0} d\Sigma_0, \quad (1.24)$$

$$\bar{\Sigma}_\infty^2 = \int_0^\infty \left( \Sigma_0^2 - \bar{\Sigma}_\infty^2 \right) \frac{dP_F}{d\Sigma_0} d\Sigma_0, \quad (1.25)$$

$$CV = \frac{\bar{\Sigma}_\infty^2}{\bar{\Sigma}_\infty^2}, \quad (1.26)$$

qui s'explicitent ici

$$\bar{\Sigma}_\infty = S_0 \left( \frac{V_0}{V_{eff}} \right)^{(1/m)} \Gamma \left( 1 + \frac{1}{m} \right), \quad (1.27)$$

$$\bar{\Sigma}_\infty^2 = S_0^2 \left( \frac{V_0}{V_{eff}} \right)^{(2/m)} \sqrt{\Gamma \left( 1 + \frac{2}{m} \right) - \Gamma^2 \left( 1 + \frac{1}{m} \right)}, \quad (1.28)$$

$$CV = \frac{\sqrt{\Gamma \left( 1 + \frac{2}{m} \right) - \Gamma^2 \left( 1 + \frac{1}{m} \right)}}{\Gamma \left( 1 + \frac{1}{m} \right)}. \quad (1.29)$$

On retrouve alors les rôles de  $V_0 S_0^m$  et  $m$  précédemment décrits : le premier agit sur la valeur moyenne de la limite d'endurance pour un volume effectif donné, tandis que le deuxième joue sur la dispersion ( $CV$  ne dépend que de  $m$ ).

### 3.4.2 Durée de vie

La prévision de la durée de vie repose sur un critère d'énergie dissipée critique pour différentes raisons. Tout d'abord nous avons vu que la seule énergie « s'accumulant » dans le cadre du présent modèle est l'énergie dissipée, ce qui restreint notre choix. Ensuite il a été montré, dans un premier temps pour la fatigue à faible nombre de cycles, puis dans un second pour celle à grand nombre de cycles [Ellyin et Golos, 1988], que la durée de vie est bien

corrélée à l'énergie dissipée autant prévue par calcul de structure [Charkaluk et al., 2002] que mesurée par thermographie [Meneghetti, 2007]. Enfin un critère en énergie est particulièrement intéressant car il permet de prendre en compte des effets de multiaxialité.

On suppose donc que l'énergie dissipée s'accumule au rythme de  $D$  par cycle, la ruine d'une structure est atteinte pour un nombre de cycle (à rupture)  $N$  tel que

$$ND = E_c, \quad (1.30)$$

où  $E_c$  est l'énergie dissipée critique. Connaissant  $D$  lorsqu'un seul foyer est activé, on obtient aisément dans le cas proportionnel

$$N = \frac{A}{\bar{\Sigma}_\infty \langle \Sigma_0 - \bar{\Sigma}_\infty \rangle}, \quad (1.31)$$

avec  $A = \frac{hE_c}{4V_f}$  un paramètre matériau.

Il est intéressant de noter que la forme de l'équation (1.31) correspond au modèle proposé par [Stromeyer, 1914] pour modéliser les courbes S/N.

### 3.5 Démarche d'identification/prévision

Il est à présent possible d'identifier les paramètres du modèle (en utilisant des résultats d'essais d'auto-échauffement et de fatigue comme nous allons le voir) puis de prévoir des diagrammes de Wöhler pour différents types de sollicitation.

#### 3.5.1 Identification

Les paramètres (scalaires) du modèle sont au nombre de 4 :

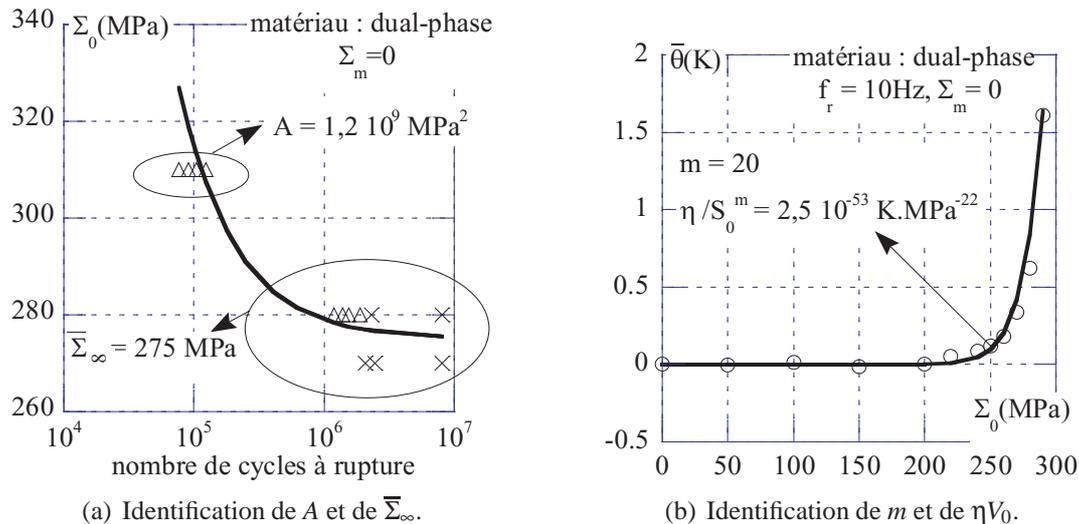
- $m$  le module de Weibull,
- $V_0 S_0^m$  le facteur d'échelle de la distribution de foyers de microplasticité,
- $\eta V_0 = \frac{4f_r \tau_{eq}}{h\rho c} V_0$  le facteur d'intensité d'auto-échauffement,
- $A = \frac{hE_c}{4V_0}$  le facteur de durée de vie.

Comme il a été dit précédemment, une identification conjointe de  $V_0 S_0^m$  et  $\eta V_0$  n'est pas possible sur une seule et même courbe. Ainsi une démarche d'identification usuelle et rigoureuse fait appel à deux autres informations obtenues par essais de fatigue : la limite d'endurance à 50 % de probabilité de rupture pour une durée de vie infinie donnée et un « point » du diagramme de Wöhler (c'est-à-dire la moyenne de la durée de vie de quelques éprouvettes à une même amplitude de contrainte). La démarche est la suivante :

- identification de  $m$  sur la courbe d'auto-échauffement (figure 1.18 (a)) via une loi puissance du type de l'équation (1.19),
- connaissant la géométrie de l'éprouvette et le type de sollicitation<sup>15</sup> on calcule alors

<sup>15</sup>Il est à noter que la géométrie et la sollicitation lors des essais de fatigue et d'auto-échauffement peuvent être différentes, ce qui pourra être pris en compte par le calcul de  $V_{eff}$  tant que le trajet de chargement reste le même.

- $V_{eff}$  et on identifie  $V_0 S_0^m$  à partir de la limite d'endurance comme figure 1.18 (b) (équation (1.27)),
- déduction de  $\eta V_f$  puisqu'à présent  $V_0 S_0^m$  et  $m$  sont connus dans l'équation (1.19),
  - enfin identification de  $A$  à partir du point du diagramme de Wöhler (figure 1.18 (b)) et de l'équation (1.31).



**FIG. 1.18 :** Identification des paramètres du modèle pour un acier dual-phase (DP600 LC).

Deux points méritent d'être soulignés. En premier lieu la deuxième étape de la démarche d'identification nécessite le calcul de  $V_{eff}$ , possible car  $m$  est obtenu juste avant. Cela signifie qu'il est possible d'utiliser *n'importe quelle géométrie* d'éprouvettes de fatigue - si tant est que les contraintes locales restent de la même nature (traction ou cisaillement de même orientation) que celle de l'essai d'auto-échauffement - et non obligatoirement la même que celle utilisée pour l'essai d'auto-échauffement. Il est par exemple possible d'identifier le modèle sur une courbe d'auto-échauffement obtenue en traction pure alternée et des résultats de fatigue en flexion pure alternée.

Deuxièmement, la méthode sus-citée demande une quinzaine d'essais de fatigue et un essai d'auto-échauffement, ce qui est relativement rapide en comparaison d'une campagne de Wöhler plus complète si l'on cherche la dispersion. Cependant on peut identifier les paramètres encore plus rapidement, si tant est que l'on garde à l'esprit que l'on s'écarte alors du cadre thermomécanique dans lequel s'inscrit le modèle. Il s'agit d'utiliser la courbe d'auto-échauffement pour identifier également une limite d'endurance par la méthode de [Luong, 1998]. Il ne reste alors que quelques essais de fatigue à réaliser pour identifier  $A$ , essais qui sont de surcroît rapides car menant toutes les éprouvettes à rupture. On peut également utiliser uniquement l'éprouvette de l'essai d'auto-échauffement pour réaliser un seul point à amplitude de contrainte élevée pour identifier  $A$ . Cette méthode permet de réduire encore davantage le nombre d'éprouvettes (et d'essais) nécessaires à l'identification, ce au prix d'une légère prise de risque (l'unique point servant à identifier  $A$  peut être non représentatif à cause de la dispersion).

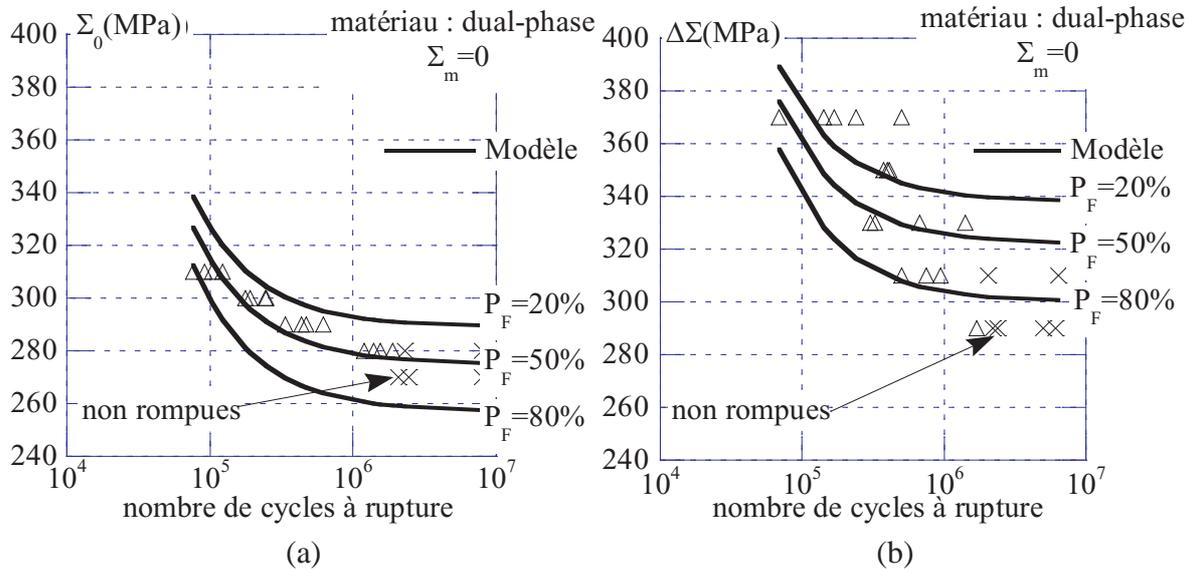


FIG. 1.19 : Prédiction de la dispersion pour les essais de (a) traction-compression et (b) flexion pure alternée (nuance DP600).

### 3.5.2 Prédiction

Il est à présent possible de prévoir les courbes de Wöhler pour une probabilité de rupture, une géométrie et une sollicitation quelconques tant que celles-ci ont le même type de trajet de chargement (par exemple traction et flexion, qui ne diffèrent que par l'hétérogénéité du champ de contrainte, comme expliqué dans le paragraphe précédent).

On voit figure 1.19 (a) une prédiction de courbe de Wöhler sous sollicitation de traction pure. Les résultats expérimentaux sont situés entre les courbes de prédiction à 20 % et 80 % de probabilité de rupture. Le nombre réduit d'éprouvettes représentées (20) explique le fait qu'aucune ne se trouve en dehors de ces courbes : si l'on menait suffisamment d'essais, certains résultats seraient probablement - effet de la dispersion - non-compris dans la bande 80-20 %. Le modèle est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

La figure 1.19 (b) présente la prédiction du modèle et les résultats expérimentaux, mais cette fois-ci dans le cas de flexion pure. On peut voir que le changement de chargement (hétérogénéité des contraintes) est bien pris en compte (allure des courbes, valeurs des limites d'endurance), quoi que les résultats soient légèrement moins satisfaisants en ce qui concerne le domaine des durées de vie limitées.

## 4 Conclusion

Comme nous l'avons vu dans ce premier chapitre, les essais d'auto-échauffement sont une alternative intéressante aux essais de fatigue à grand nombre de cycles classiques. Dans le cas d'éprouvettes, sous chargements uniaxiaux, ils permettent d'obtenir très rapidement une bonne estimation de la limite d'endurance pour divers types de matériaux, grâce à une

méthode empirique simple. Ils donnent également accès à une estimation de la dispersion des résultats de fatigue lorsque l'on utilise le modèle développé par [Doudard et al., 2004] qui s'appuie sur 4 grandes hypothèses :

- tout d'abord une activation progressive de foyers microplastiques en fonction de l'amplitude du chargement, décrite par un processus ponctuel de Poisson,
- ensuite l'utilisation d'une loi de localisation donnant la contrainte au sein des foyers,
- une énergie dissipée de chaque foyer obtenue grâce à une hypothèse d'écroutissement cinématique linéaire,
- enfin une évolution de la température moyenne de l'éprouvette par retour à l'échelle macroscopique en intégrant l'ensemble de la population de foyers considérés et en supposant un modèle thermique « 0D ».

Enfin, il a été montré qu'une partie de ces méthodes thermiques est en cours d'application aux structures.

Néanmoins les différents effets contribuant à la réponse d'une structure ne sont pas clairement distingués dans les protocoles expérimentaux. Tout d'abord la distinction entre mesure 0D et de champ n'est pas toujours faite. Dans quelle(s) mesure(s) une approche moyenne (0D) a-t-elle un sens pour une structure hétérogène ? Outre cette question de protocole expérimental, l'effet de multiaxialité sur des éprouvettes n'a presque jamais été étudié<sup>16</sup>. Ensuite dans le cas d'approches globales sur structure, les contributions de la multiaxialité et de l'hétérogénéité intrinsèque et structurale ne sont pas décorréélées car les structures étudiées sont complexes (bielles, soufflets). Lors des approches locales, ces contributions continuent souvent à se combiner (cas des éprouvettes entaillées de [Medgenberg et Ummenhofer, 2007]). Seules des études<sup>17</sup> telles que celle de [Berthel et al., 2007] traitent l'aspect hétérogène intrinsèque, mais cela dans le cas d'une éprouvette (champ de contrainte supposé homogène) et à une échelle différente de celle des foyers (Annexe A). En outre, une des différences majeures entre structure réelle et éprouvette « élément de volume représentatif » est la présence d'hétérogénéité de surface, dont l'effet n'a jusqu'à maintenant pas été étudié d'un point de vue thermique, alors même que son effet en fatigue est très important.

Le présent travail propose donc d'approfondir l'étude des structures d'un point de vue thermique grâce au modèle de [Doudard, 2004], en différenciant, si tant est que cela soit possible, aspect multiaxial et aspect hétérogène. Dans ce but le chapitre suivant se focalise sur le premier de ces aspects via une campagne d'essais d'auto-échauffement avec mesure 0D et de fatigue sous chargement de traction-torsion. De par ce type de sollicitation, la prise en compte de l'hétérogénéité structurale, connue, sera nécessaire. Dans un deuxième temps le dernier chapitre s'intéresse aux hétérogénéités intrinsèques, et plus particulièrement à celles responsables des « effets de surface », via une approche globale (0D) et une approche locale (mesure de champ) afin de savoir quelles méthodes sont applicables - et sous quelles

---

<sup>16</sup>Exception faite de la campagne de bitraction dont nous parlerons au chapitre 2 et de mesures de [Galtier, 1993].

<sup>17</sup>De manière moins directe, [Boulangier et al., 2004] montrent l'hétérogénéité présente au sein d'une éprouvette d'aluminium *a priori* homogène. Le champ dû à la microplasticité étant très difficile à mesurer sur un tel matériau, ils utilisent alors le couplage thermoélastique pour mettre à jour les hétérogénéités).

conditions - à ce genre d'hétérogénéités.

---

# Chargement multiaxial : cas de la sollicitation de traction-torsion sur tube

« Give me five parameters, and I will fit an elephant ! »

André Pineau, au cours d'un TD de DEA

## Sommaire

---

<b>1</b>	<b>La fatigue multiaxiale : enjeux et difficultés . . . . .</b>	<b>43</b>
1.1	Nécessité de la prise en compte de la multiaxialité des contraintes . . .	43
1.2	Les campagnes expérimentales classiques de fatigue multiaxiale . . .	46
1.3	Les essais d'auto-échauffement, alternative judicieuse ? . . . . .	48
<b>2</b>	<b>Essais d'auto-échauffement sous sollicitations multiaxiales . . . . .</b>	<b>52</b>
2.1	Campagne expérimentale de bitraction proportionnelle . . . . .	52
2.2	Campagne expérimentale de traction-torsion . . . . .	57
2.3	Conclusions quant aux essais d'auto-échauffement multiaxiaux . . .	83
<b>3</b>	<b>Prévision en fatigue à grand nombre de cycles . . . . .</b>	<b>84</b>
3.1	Extension du modèle aux chargements multiaxiaux hétérogènes . . .	84
3.2	Cas de la traction . . . . .	86
3.3	Cas des chargements multiaxiaux . . . . .	89
3.4	Conclusion sur le modèle à activation par contrainte équivalente . . .	93
<b>4</b>	<b>Une autre extension du modèle. . . . .</b>	<b>95</b>
4.1	De l'activation d'un système de glissement à la rupture . . . . .	96
4.2	Application au cas de la traction-torsion . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>104</b>

---

Ce deuxième chapitre traite de l'effet de la multiaxialité des contraintes sur les essais d'auto-échauffement et du lien qu'ils ont avec la tenue à la fatigue multiaxiale. Nous allons en effet voir que l'obtention de données expérimentales, particulièrement longue et onéreuse dans le cas de la fatigue multiaxiale à grand nombre de cycles, est habituellement un frein à la compréhension et au développement de modèles. Par conséquent les essais d'auto-échauffement semblent une alternative intéressante puisqu'ils permettent d'obtenir une estimation des propriétés de fatigue très rapidement. Cependant le lien existant entre auto-échauffement en traction et fatigue en traction est-il seulement conservé sous chargement multiaxial ?

[Doudard et al., 2007b] ayant proposé un modèle multiaxial basé sur une contrainte équivalente, une première campagne d'essais d'auto-échauffement proportionnels a été menée sur éprouvette cruciforme. Cette campagne, rappelée en début de ce chapitre et en Annexe C, a certes permis de valider ce premier modèle dans les cas d'auto-échauffement proportionnels, mais n'a d'une part pas poussé ce modèle dans les retranchements des chargements non-proportionnels, et d'autre part pas permis de discuter des prévisions de fatigue. Une deuxième campagne, plus complète à la fois dans le type de sollicitation (proportionnel comme non-proportionnel) et dans le type d'essais (auto-échauffement comme fatigue) se devait donc d'être menée.

Il est proposé de réaliser une seconde campagne, cette fois-ci de traction-torsion sur éprouvette tubulaire. Nous verrons que la série d'essais d'auto-échauffement confirmera tout d'abord les résultats de la première campagne (le modèle est à même de rendre compte de chargements proportionnels), mais qu'en plus les prévisions de courbes d'auto-échauffement non-proportionnelles du modèle sont valables. D'un point de vue de la fatigue, le modèle se révélera performant dans le cas de chargements proportionnels, mais inadapté aux chargements non-proportionnels. Un deuxième modèle proposé par [Doudard, 2004], utilisant cette fois-ci le glissement des plans cristallographiques comme mécanisme de microplasticité, sera alors confronté aux précédents résultats expérimentaux. Ce modèle, plus lourd - il requiert le calcul du cisaillement sur tout les plans de glissement - mais ne nécessitant pas de paramètre supplémentaire, sera alors validé dans tous les cas étudiés (auto-échauffement et fatigue, proportionnel comme non-proportionnel).

Tout au long de la campagne de traction-torsion, nous verrons qu'une attention particulière doit être portée sur l'hétérogénéité structurale (c'est-à-dire celle du champ de contrainte) car elle est importante dans le cas de notre géométrie : d'une part, l'introduction d'un facteur d'hétérogénéité permettra cette prise en compte à la fois en auto-échauffement et en fatigue ; d'autre part, l'approche thermique OD restera valable - si l'on emploie le facteur d'hétérogénéité - malgré la forte hétérogénéité d'énergie dissipée. Au final nous pourrons conclure qu'il est possible de mener des essais d'auto-échauffement multiaxiaux et hétérogènes et d'en déduire des prévisions de tenue à la fatigue multiaxiale cohérentes.

# 1 La fatigue multiaxiale : enjeux et difficultés

Une des directions de recherche dans le domaine de la fatigue est l'extension des modèles uniaxiaux aux chargements multiaxiaux. Il s'agit - peu ou prou - du même type de démarche et des mêmes problématiques que celles concernant la fatigue uniaxiale un siècle plus tôt : sous quelles conditions, sous quel(s) critère(s) une fissure de fatigue s'initie-t-elle, et comment se propage-t-elle ? Quel modèle conservatif (mais n'entraînant pas de surdimensionnement excessif) proposer pour prévoir l'initiation et/ou la propagation de la fissure ? Ces questions sont d'importance car de nombreuses pièces sont soumises à de tels chargements et les modèles uniaxiaux ne s'appliquent pas nécessairement. Dans le même temps, les études expérimentales, qui permettent une meilleure compréhension des phénomènes en jeu ainsi qu'une vérification des modèles, sont bien plus rares qu'en fatigue uniaxiale. Les essais d'auto-échauffement, méthode rapide dont les estimations se sont révélées pertinentes dans le cas de chargements uniaxiaux, seraient-ils une bonne alternative expérimentale dans le cas multiaxial ?

## 1.1 Nécessité de la prise en compte de la multiaxialité des contraintes

Il doit tout d'abord être souligné que - bien qu'un grand nombre de pièces soit soumis à des chargements quasi uniaxiaux<sup>1</sup> - il existe beaucoup de cas où l'aspect multiaxial - voire multiaxial non-proportionnel - de la sollicitation est prépondérant. Ces champs de contraintes spécifiques sont dus à la géométrie de la pièce, son mouvement par rapport à la (les) charge(s) et/ou la présence de variation thermique. Voici trois exemples montrant l'étendue ainsi que la diversité des domaines concernés par la fatigue multiaxiale.

Une première série de cas très fréquents est celle du roulement sans glissement entre deux solides, et plus particulièrement ceux qui s'apparentent au cas d'un élément cylindrique roulant sur un plan. Ce peut être d'un point de vue technologique, une roue de train sur le champignon du rail [Dang Van et Maitournam, 2002], un rouleau de roulement sur sa piste de roulement ou encore - à une différence géométrique et une direction des efforts près - une dent de pignon engrenant avec un autre pignon. Tout ces mécanismes sont soumis à des millions de cycles, et requièrent donc un dimensionnement à la fatigue. Dans le cas le plus simple d'un cylindre infini parfaitement élastique roulant sur un plan semi-infini, ayant une surface de contact avec ce plan large de  $2a$ , on a représenté figure 2.1 l'évolution des différentes composantes du tenseur des contraintes au point  $(0; 0.8a)$  en fonction de la position du cylindre par rapport au point  $(0; 0)$ . On voit que non seulement les composantes autres que  $\sigma_{yy}$  sont loin d'être négligeables (leur amplitude est de l'ordre du quart de celle de  $\sigma_{yy}$ ), mais encore elles n'évoluent pas proportionnellement. Outre la géométrie des pièces en contact, c'est ici le déplacement de la charge qui provoque cette non-proportionnalité.

Un cas plus complexe, certes moins répandu, est celui des aubes de turbines [Ziebs et al., 1994] présenté figure 2.2. Plusieurs types de chargements thermomécaniques,

---

<sup>1</sup>J'entends par là qu'une seule composante du tenseur des contraintes - et toujours la même au cours du chargement - est très supérieure aux autres.

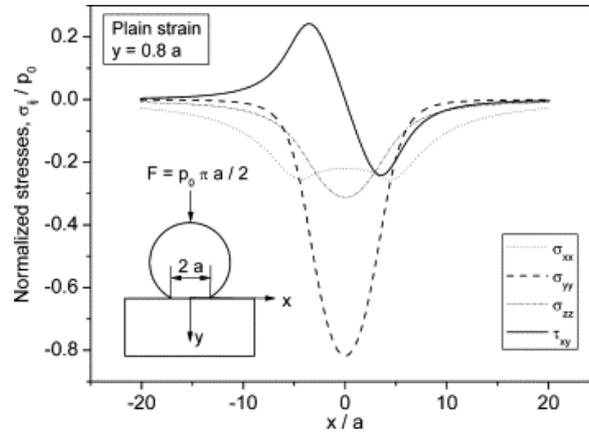


FIG. 2.1 : Chargement provoqué par un cylindre infini roulant sur un plan semi-infini en fonction de la position du cylindre.

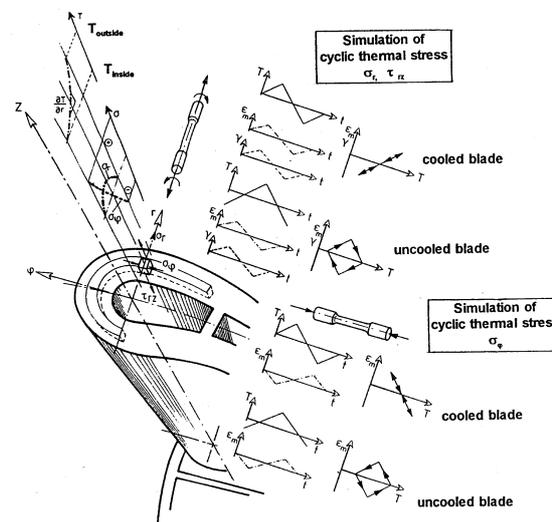


FIG. 2.2 : Évolutions simulées des contraintes, des déformations et de la température dans une aube de turbine lors d'un cycle thermomécanique [Ziebs et al., 1994].

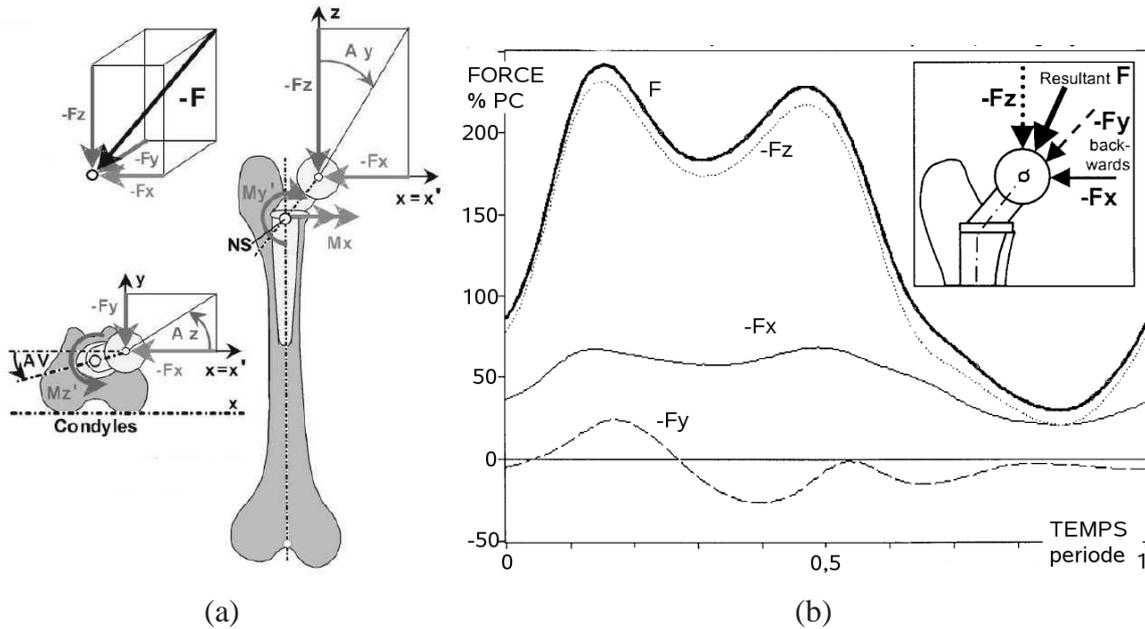


FIG. 2.3 : (a) Repère fémoral. (b) Évolutions déduites de mesures expérimentales des composantes des interefforts fémur/bassin pendant une marche normale [Bergmann et al., 2001].

avec chacun ses « temps caractéristiques » propres - se combinent lors des phases d'utilisation : force centrifuge, pression des gaz, vibrations de l'ensemble disque/aubes et variation des champs thermiques. La sollicitation mécanique est hétérogène et multiaxiale et non proportionnelle.

Enfin, les développements de la biomécanique nous permettent actuellement d'estimer les inter-efforts du squelette et de nouveaux cas de fatigue multiaxiale sont mis à jour. Il est par exemple montré (figure 2.3) qu'un fémur est soumis à un chargement non-proportionnel non-négligeable lors de la marche [Bergmann et al., 2001], ce qui ne simplifie pas le dimensionnement à la fatigue<sup>2</sup> des prothèses fémorales. De nombreuses applications sont donc concernées par la fatigue multiaxiale et une des premières difficultés dans ce domaine est la détermination du chargement réel, qui se fait la plupart du temps par combinaison de mesure *in situ* et simulation numérique.

On pourrait supposer que dimensionner une pièce à la fatigue multiaxiale à grand nombre de cycles ne nécessite « que » l'utilisation d'un critère uniaxial dans lequel on introduit une contrainte équivalente - ne serait-ce que la composante maximale de la sollicitation - ramenant le chargement multiaxial à un chargement uniaxial. Malheureusement, cette idée simple amène très rapidement à des dimensionnements non conservatifs, en particulier pour des chargements non-proportionnels. Il est donc clairement nécessaire de réaliser des essais de fatigue multiaxiaux, d'un côté ferments du développement de modèles futurs, et de l'autre juges de ceux préexistants.

<sup>2</sup>À raison de seulement 2 km de marche par jour, une hanche est sollicitée environ un million de fois en trois ans, ce à quoi s'ajoutent toutes les autres sollicitations.

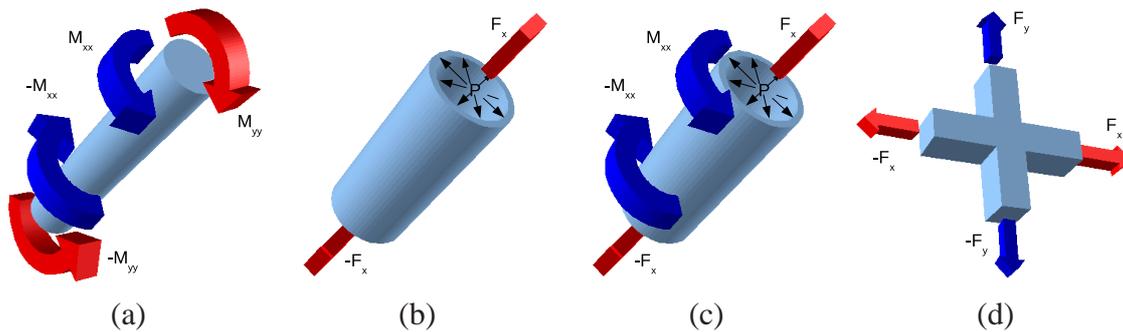


FIG. 2.4 : Types de sollicitation utilisée en fatigue multiaxiale (a) Torsion-flexion. (b) Traction-compression interne. (c) Traction-torsion-compression interne. (d) Bi-traction.

## 1.2 Les campagnes expérimentales classiques de fatigue multiaxiale

Les campagnes de fatigue à grand nombre de cycles sous chargements multiaxiaux voient le jour très tôt mais ne se généraliseront qu'au milieu des années 30. La figure 2.4 résume schématiquement les différents types de sollicitation : les dispositifs expérimentaux utilisés ont tout d'abord sollicité des arbres en torsion-flexion combinées, principe qui est encore utilisé aujourd'hui<sup>3</sup>, puis des éprouvettes tubulaires en traction avec pression interne [Marin, 1949] et/ou torsion et plus récemment des éprouvettes cruciformes grâce à deux ou quatre vérins.

Les campagnes de fatigue multiaxiale à grand nombre de cycles restent, malgré leur rapide apparition, relativement rares par rapport au nombre de campagnes uniaxiales. Différentes raisons expliquent cette différence :

- La conception et la réalisation des éprouvettes : dans le cas d'éprouvettes de révolution, ces étapes sont relativement simples et peu onéreuses (toute proportion gardée), mais dans le cas d'éprouvettes cruciformes le choix de la forme (de la zone utile, carrée ou ronde ; de la présence ou non de congés, du type de raccordement aux branches de la croix (présence de « peignes » ou non)) et son optimisation sont complexes et la réalisation chère.
- La rareté des machines : le Groupe de Travail Fatigue sous Chargements Complexes recensait en 2005 moins d'une vingtaine de machines multiaxiales en France<sup>4</sup>, machines qui majoritairement ne sont pas spécifiquement prévues pour des essais de fatigue à grand nombre de cycles.
- La difficile maîtrise des conditions d'essais : le nombre de problèmes de montage et/ou de sollicitation n'est pas proportionnel au nombre d'axes de la machine. Avant même le réglage du pilotage (purement mécanique, électronique ou numérique) des différents axes les uns par rapport aux autres, c'est la mise en place même de l'éprouvette qui peut être délicate. Dans le cas des machines de traction/compression-torsion, la transmission conjointe d'efforts et de couples alternatifs des mors à

<sup>3</sup>On peut citer parmi les travaux pionniers utilisant ce principe : [Lanza, 1886] et [Mason, 1917]

<sup>4</sup>14 machines de traction/compression-torsion, 7 machines permettant des sollicitations par pression internes, 2 machines bi-traction/compression et 1 tri-traction/compression.

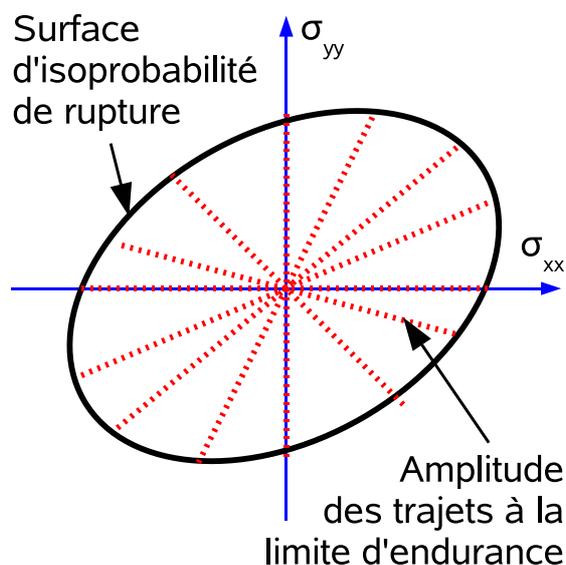


FIG. 2.5 : Surface d'isoprobabilité type en bi-traction.

l'éprouvette n'est pas triviale et plusieurs systèmes d'amarrages ont été proposés (têtes avec méplats, plans obliques...) sans qu'aucun ne soit jusqu'à présent satisfaisant à tout point de vue. Pour ce qui est des machines de bi et tri-traction/compression, les difficultés sont majoritairement dues à la reprise d'effort par les vérins transversaux et l'hyperstatisme général du montage, provoquant souvent des sollicitations de flexion non voulues [Calloch, 2002].

- Le nombre élevé d'essais nécessaires et la durée des essais. Prenons l'exemple d'une étude de trajets proportionnels à contrainte moyenne nulle. Si l'on veut tracer une surface d'isoprobabilité de rupture à 50 % et de durée de vie de 1 million de cycles comme montré figure 2.5, il faudra par exemple a minima réaliser 7 campagnes de trajets proportionnels, nécessitant chacune une estimation de limite d'endurance par méthode « staircase » d'environ 11 éprouvettes. En supposant que la moitié des éprouvettes cassent à mi-durée de vie et l'autre moitié atteigne 1 million de cycles, chaque campagne comporte approximativement 8,5 millions de cycles. Ainsi, à raison d'une fréquence de sollicitation de 20 Hz, l'obtention de cette seule surface aura requis 77 éprouvettes et plus d'un mois d'essais à raison de  $7j/7$ ,  $24h/24$ . Dans le cas de chargements non-proportionnels, chaque trajet nécessite à lui seul une campagne.

En conséquence, le nombre de campagnes de fatigue multiaxiale (à faible nombre de cycles et à plus forte raison à grand nombre de cycles) réalisées est *a priori* bien moindre que celui réellement nécessaire. Dans le cas de matériaux « anciens »<sup>5</sup>, il est possible de compiler plus ou moins exhaustivement l'ensemble des résultats de campagnes de fatigue multiaxiale

<sup>5</sup>J'entends par là développés depuis plusieurs années voire dizaines d'années. La compilation d'anciens résultats est courante, mais présente le risque de réunir des données concernant des matériaux de même désignation théorique mais d'obtentions réelles différentes (influences du bain, de la coulée, du refroidissement, etc. qui ne sont généralement pas consignées avec les résultats d'essais).

déjà réalisées, ce qui donne une base expérimentale satisfaisante pour valider de nouveaux modèles. Mais que faire dans le cas de matériaux nouveaux ?

### 1.3 Les essais d'auto-échauffement, alternative judicieuse ?

Les méthodes basées sur les essais d'auto-échauffement, rapides et ne nécessitant que très peu d'éprouvettes semblent donc un bon moyen de contourner la difficulté des campagnes de fatigue multiaxiale traditionnelles. Dans le cas proportionnel, au lieu de réaliser une campagne suivant la méthode staircase pour chaque direction de chargement, il est possible d'estimer plus rapidement la limite d'endurance par mesure thermique (*a fortiori* si une méthode demandant plus d'éprouvettes que le staircase est utilisée). On peut même imaginer, si tant est que l'effet d'histoire du chargement reste négligeable, utiliser la même éprouvette pour réaliser plusieurs essais d'auto-échauffement successifs dans différentes directions de chargement. On réalise alors un quadruple gain :

- Une diminution du nombre d'éprouvettes nécessaires (dans le cas précédemment exposé et si l'effet d'histoire est négligeable, on utilise 1 éprouvette au lieu d'environ 77),
- Une réduction de la durée de la campagne de par le temps intrinsèque de chaque essai d'auto-échauffement et la suppression du temps de remplacement d'éprouvette avant chaque nouvelle direction de chargement (dans le cas précédent de plus d'un mois à quelques heures),
- Un coût plus faible de la campagne, puisqu'il faut moins de matière, moins d'usinage, moins de temps d'occupation de la machine,
- Enfin, on peut supposer que n'utilisant qu'une éprouvette pendant peu de temps, on diminue la part de la dispersion des résultats due aux variations géométriques d'une éprouvette à l'autre, au montage de l'éprouvette (position, opérateur) et à la dérive de la machine (température ambiante, usure, etc).

Mais comment étendre le modèle probabiliste uniaxial de [Doudard et al., 2004] aux chargements multiaxiaux et plus particulièrement aux chargements multiaxiaux non-proportionnels ? La fatigue étant pilotée par l'apparition du premier foyer et la température par l'énergie dissipée de la population totale de foyers, il faut une extension multiaxiale telle que n'importe quel chargement ait des répercussions sur ces deux aspects pour que l'on puisse continuer à lier température et tenue à la fatigue.

Les critères de fatigue multiaxiale reposent sur une approche soit macroscopique (de type « contrainte équivalente »), soit mésoscopique (prise en compte de certaines caractéristiques du chargement selon un plan cristallographique particulier). De nombreux ouvrages et publications [Flacelière, 2004, Hénaff et Morel, 2005, Dang Van et al., 1989] décrivant et comparant les principaux critères pour différents cas de chargement, nous nous contenterons seulement ici d'une brève description des différentes approches :

- Les plus anciennes consistent en l'extension de contrainte équivalente initialement développée dans le cas de la plasticité (p. ex. le critère de Von Mises étendu). Ces critères sont généralement limités aux trajets proportionnels et ne sont pas pertinents dans le cas de contrainte moyenne non nulle [Flavenot et Skalli, 1989]. Plusieurs

critères [Crossland, 1956, Sines, 1959] sont des combinaisons linéaires des premier et deuxième invariants (respectivement équivalent à l'énergie de volume et de distorsion). Certains décomposent le tenseur des contraintes en tenseur alterné et moyen et construisent leur critère comme combinaison des énergies élastiques moyenne et alternée, sphérique et de distorsion [Froustey et al., 1992]. D'autres prennent en outre l'énergie plastique en compte dans leur critère [Ellyin et Golos, 1988].

- Le deuxième type d'approche s'appuie sur la recherche d'une facette telle que le chargement y vérifie un critère particulier. Le plus connu et le plus utilisé en France est le critère de [Dang Van, 1973] qui considère le maximum, au cours du chargement, d'une combinaison linéaire du premier invariant et de la cission alternée maximale sur l'ensemble des facettes possibles. Le critère de [Findley, 1957] considère quant-à lui le maximum, sur l'ensemble des facettes, d'une combinaison linéaire de la contrainte normale maximale au cours du chargement et de la cission alternée. Enfin [Papadopoulos, 1987] reprend l'approche de [Dang Van, 1973] mais prend pour critère une moyenne quadratique selon toutes les facettes et non plus un maximum.

Il faut donc choisir quelle approche adopter, macroscopique ou mésoscopique, pour l'extension du modèle de [Doudard et al., 2004]. La première des deux extensions proposées par la suite utilisera une contrainte équivalente de Von Mises et la seconde une approche de type [Dang Van, 1973].

Au vu de la construction du modèle, la multiaxialité du chargement peut être prise en compte très simplement via l'utilisation de contraintes équivalentes (c'est déjà implicitement le cas de l'intensité de la dissipation de chaque foyer qui utilise  $\Sigma_p$  comme critère de plasticité). On se propose donc d'étudier en premier lieu cette voie en « adaptant » l'activation progressive du nombre de foyers de microplasticité au cas des chargements multiaxiaux grâce à une contrainte équivalente. On introduit une deuxième contrainte équivalente dite « d'activation », notée  $\Sigma_a$ , dans l'intensité du processus afin de le rendre compatible avec des chargements autres que la traction. Cette contrainte équivalente, ne pouvant être identifiée directement sur des résultats d'essais, est par conséquent choisie arbitrairement dans un premier temps. Ce choix ne pourra être validé qu'*a posteriori* en comparant prévisions du modèle et résultats expérimentaux, ce qui sera fait tout au long de ce chapitre. L'équation (1.3) devient

$$\lambda_p = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\Sigma_a}{S_0} \right)^m. \quad (2.1)$$

On suppose  $\Sigma_a$  égale à la contrainte équivalente de Von Mises<sup>6</sup> de l'amplitude du chargement  $\Sigma_0^{eq}$ . Nous avons donc, dans ce cas *précis*,  $\Sigma_a = \Sigma_p = \Sigma_0^{eq}$ , raison pour laquelle l'expression des résultats sera plus aisée.

Muni de ces deux contraintes équivalentes, il est à présent possible de calculer l'énergie dissipée totale pour chaque type de chargement en suivant la même démarche qu'au chapitre 1. L'énergie dissipée par un foyer de microplasticité au cours d'un cycle est toujours donnée par l'expression générale (1.13). Dans le cas d'un chargement *proportionnel*, cette

<sup>6</sup>Un tel choix est en partie motivé par le fait qu'il permet d'obtenir des expressions simples par la suite et donc facilite l'interprétation du modèle

expression se simplifie

$$D_f^{prop}(\Sigma_0^{eq}, \sigma_y) = \frac{4\sigma_y^u}{h} \langle \Sigma_0^{eq} - \sigma_y^u \rangle \quad (2.2)$$

et l'on retrouve la forme de l'équation (1.14). Par intégration sur l'ensemble de la population de foyers, on obtient

$$D^{prop} = \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{eq})^{m+2}}{V_0 S_0^m}, \quad (2.3)$$

ce qui est équivalent à l'expression du chapitre 1 dans le cas d'un chargement uniaxial, à la contrainte de Von Mises près.

Il faut à présent vérifier l'hypothèse  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$ . La mise en place d'essais d'auto-échauffement étant moins lourde qu'une campagne de fatigue équivalente, il semble intéressant de valider en premier lieu l'hypothèse d'un point de vue thermique. On peut pour cela définir ce que l'on appellera par la suite une « surface d'iso-auto-échauffement », c'est-à-dire la surface dans le domaine de l'amplitude des contraintes correspondant à une même élévation de température de l'éprouvette. Dans le cas d'une dissipation homogène dans l'éprouvette, le lien entre température constante et contrainte d'activation constante est direct, comme le montre l'expression suivante (résolution de l'équation de la chaleur 0D)

$$\bar{\theta} = \eta V_f \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{eq})^{m+2}}{\left(V_0^{1/m} S_0\right)^m}. \quad (2.4)$$

Ainsi, si la forme de la surface d'iso-auto-échauffement expérimentale correspond à celle de la contrainte équivalente de Von Mises, l'hypothèse sus-citée est validée. La surface d'iso-auto-échauffement expérimentale est elle obtenue en suivant le principe décrit sur la figure 2.6. Il s'agit de solliciter une éprouvette (cruciforme dans le cas présent) selon différents trajets de chargements proportionnels. Pour chaque trajet, la variation temporelle du chargement est sinusoïdale, croissante par paliers comme lors d'un essai d'auto-échauffement uniaxial. La température différentielle est mesurée tout au long de l'essai et la température stabilisée  $\bar{\theta}$  est déduite pour chaque palier. Lorsqu'un palier amène  $\bar{\theta}$  à dépasser un offset donné  $\bar{\theta}_s$ , le chargement selon la direction en cours est arrêté et une autre direction est choisie. Le chargement reprend alors depuis le début selon cette nouvelle direction, c'est-à-dire depuis le palier d'amplitude minimal.

Il faut donc réaliser une première campagne d'essais pour valider l'hypothèse  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$ , ce qui va être fait grâce à une campagne de bi-traction homogène en partie 2.1. Il faudra par la suite vérifier l'adéquation du modèle et des essais dans différents cas de chargements, autres que ceux simplement proportionnels à contrainte moyenne nulle, ce que nous ferons à l'aide d'une campagne de traction-torsion (partie 2.2).

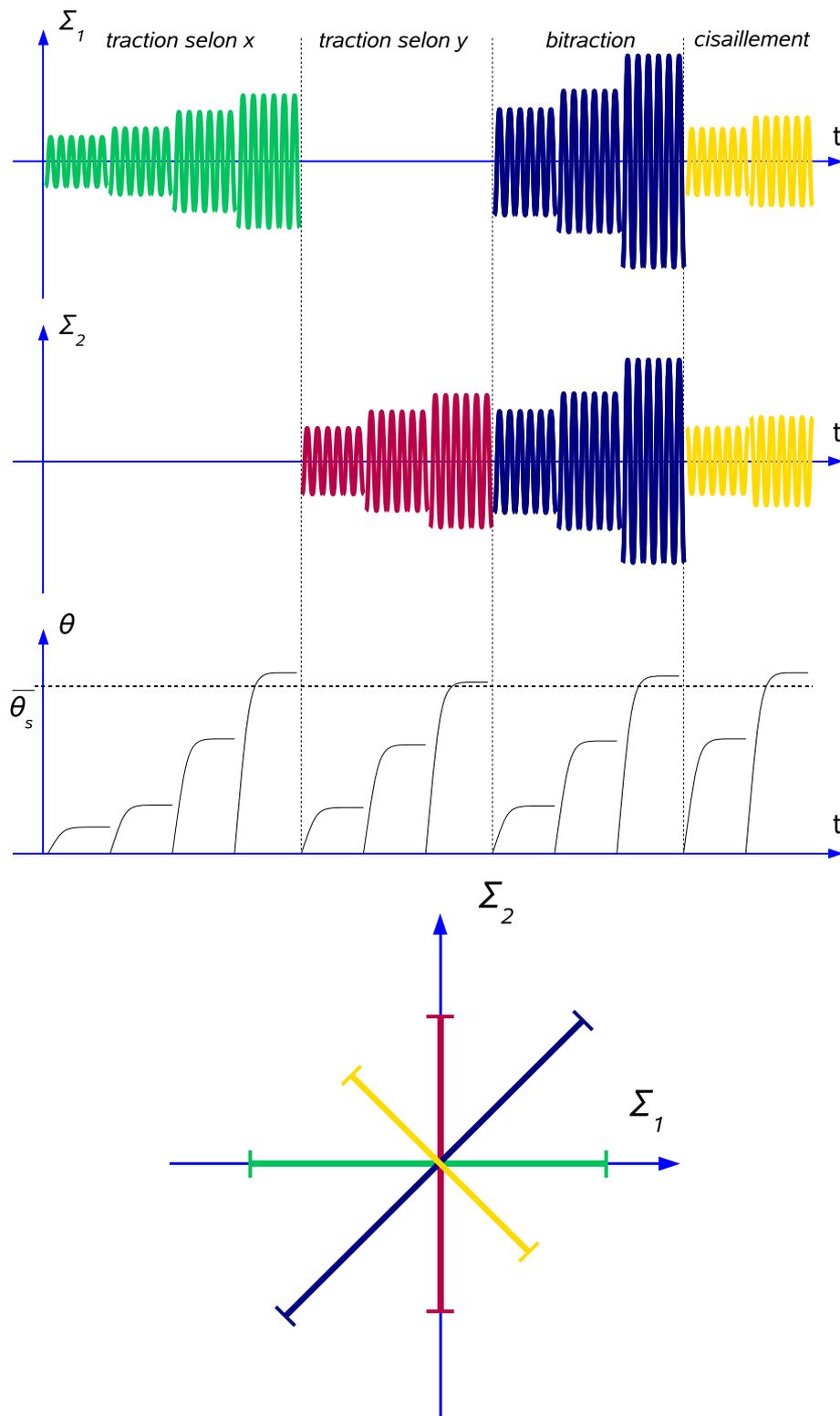


FIG. 2.6 : Exemple de séquence de chargement lors d'une détection de surface d'iso-auto-échauffement et surface obtenue.

« Détermination des propriétés en FGNC à partir d'essais d'auto-échauffement »

## 2 Essais d'auto-échauffement sous sollicitations multiaxiales

La nécessité de la détection d'une surface seuil amène assez logiquement à l'idée d'un essai de bi-traction [Doudard et al., 2007b]. Ces essais permettent en effet de tester un large éventail de directions (traction dans une direction, dans la direction perpendiculaire, bitraction, cisaillement, etc.) contrairement à la traction-torsion par exemple (traction, cisaillement). En outre la totalité de l'étude ayant jusque là eu lieu sur des tôles, ce type d'essais semblait tout destiné. La volonté d'étudier spécifiquement le cas du cisaillement (à contrainte moyenne nulle comme non-nulle) d'une part, et de prendre également en compte le comportement sous chargement non-proportionnel (la bitraction ne permet pas des trajets non-proportionnels avec rotation du repère principal) d'autre part, va nous orienter vers des types d'essais différents. Une deuxième campagne, cette fois-ci de traction-torsion [Poncelet et al., 2007] aura donc lieu, permettant une étude approfondie de ces deux points.

### 2.1 Campagne expérimentale de bitraction proportionnelle

Cette première campagne consiste en une série de chargements proportionnels sur une éprouvette de bitraction en tôle d'acier dual phase. Cette campagne a été réalisée dans le cadre de la thèse [Doudard, 2004] lors de mon stage de DEA [Poncelet, 2004]. La démarche ainsi que les résultats ayant déjà été présentés dans la thèse sus-citée, dans mon rapport de DEA, et dans une publication [Doudard et al., 2007b] rapportée en Annexe C, ils ne sont que brièvement rappelés ici.

Cet essai consiste à détecter une « surface d'iso-auto-échauffement », qui est à l'essai d'auto-échauffement uniaxial ce qu'est la détection de surface de plasticité à l'essai de traction uniaxial. L'intérêt majeur de cette expérience est de permettre une première validation - certes partielle - du modèle multiaxial basé sur l'utilisation de la contrainte équivalente  $\Sigma_a$  proposée.

#### 2.1.1 Éprouvette

L'éprouvette est composée de tôles d'acier ferrito-martensitique (Dual-Phase désignation Arcelor DP600 LC) de 2 mm d'épaisseur, de composition et de caractéristiques mécaniques respectivement données en tableau 2.1 et tableau 2.2. Elle est cruciforme, à zone utile circulaire et section réduite. Afin d'obtenir les propriétés propres à la tôle et non à celle du matériau à coeur, l'éprouvette est conçue comme un sandwich de trois tôles (figure 2.7) assemblées par collage [Poncelet, 2004] qui ne nécessite donc pas d'amincir la tôle. Des « peignes » [Morisson, 1985] sont disposés à la base des branches de l'éprouvette dans le but d'éviter la reprise des efforts appliqués selon un axe par les mors de l'autre axe. L'ensemble des paramètres de conception est optimisé via un logiciel de calcul par éléments finis pour réduire l'écart-type de l'amplitude des contraintes de Von Mises dans la zone utile lors d'un chargement de traction uniaxiale [Doudard, 2004].

éléments	C	Mn	Si	Cr	Fe
DP600 LC	9	100	25	20	reste

**TAB. 2.1 :** Composition chimique ( $10^{-2}$  % en poids) de la nuance DP600 LC.

$R_e$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	A%
> 300	> 600	25

**TAB. 2.2 :** Propriétés mécaniques de la nuance DP600 LC.

### 2.1.2 Moyens d'expérimentaux

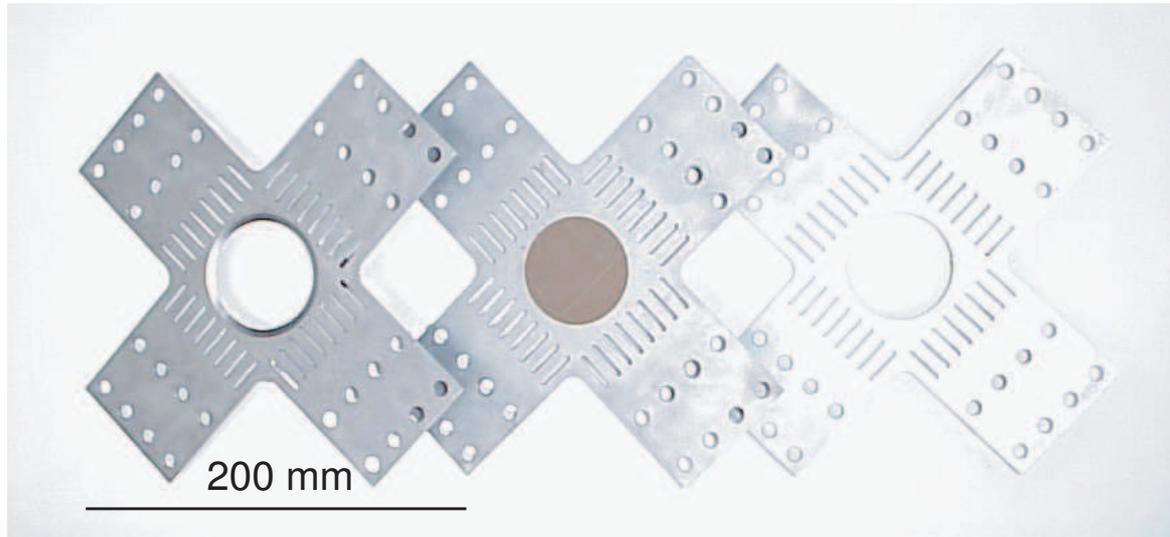
Le moyen d'essai utilisé est la machine triaxiale ASTRÉE du LMT Cachan. L'éprouvette est sollicitée par les quatre actionneurs horizontaux et le montage ainsi que les paramètres de chargement sont vérifiés grâce à deux rosettes situées sur les faces inférieures et supérieures de la zone utile [Doudard et al., 2007b]. L'homogénéité du champ thermique dans la zone utile est validée grâce à une caméra infrarouge observant l'une des faces de l'éprouvette. Par la suite la mesure thermique se fait uniquement via deux thermocouples de type K placés l'un au centre de la zone utile et l'autre sur l'un des mors de la machine.

### 2.1.3 Protocole expérimental

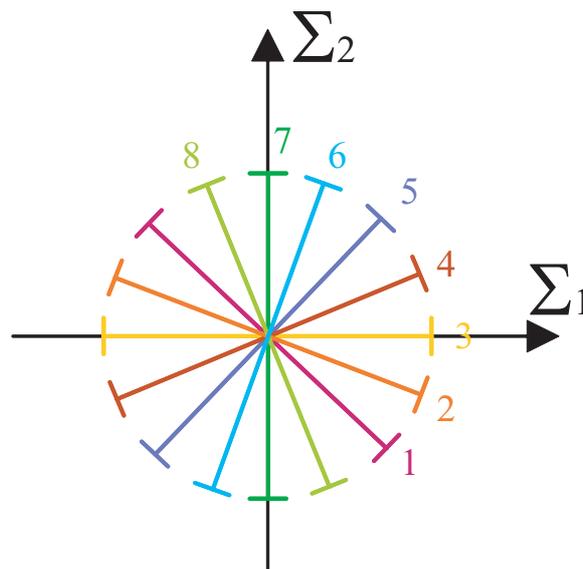
Puisqu'il s'agit ici d'une éprouvette de bitraction, un mode de représentation des chargements et des résultats approprié est le plan des contraintes principales ici confondues avec celles selon les axes physiques de l'éprouvette ( $\Sigma_1, \Sigma_2$ ). Sachant que nous considérons l'amplitude du chargement, les points expérimentaux contenus en dessus (ou en dessous) de la deuxième bissectrice du plan définissent entièrement la surface. Néanmoins pour une question de clareté visuelle, les surfaces seront toujours présentées dans la totalité du plan (et donc les points représentés seront toujours symétriques par rapport à la deuxième bissectrice). En vue d'une description relativement riche des surfaces, il est décidé de réaliser les 8 directions de chargement différentes présentées figure 2.8

### 2.1.4 Résultats

Le premier choix à valider est celui de l'offset  $\bar{\theta}_s$ . Afin de connaître la limite basse de la plage de choix de cet offset, on étudie la variation de la surface d'iso-auto-échauffement avec ce paramètre (figure 2.9 (a)). On voit que si l'offset est trop faible, la forme de la surface d'iso-auto-échauffement n'est pas « stabilisée », c'est-à-dire qu'elle dépend de l'offset et n'a donc pas de sens. C'est ici le cas pour un offset inférieur à 0,8 K, tandis qu'au dessus elle n'est transformée que par homothétie. Il faut à présent connaître une limite supérieure de l'offset à choisir car s'il est trop important, l'amplitude de chargement pour l'atteindre entraîne irrémédiablement un effet d'histoire. Pour s'assurer qu'un offset supérieur à 1 K n'entraîne pas déjà un tel effet, on répète le premier trajet de chargement réalisé après tous les autres. Comme le montre la figure 2.9 (b), le trajet initial et sa répétition sont très simi-



**FIG. 2.7 :** Assemblage de l'éprouvette biaxiale cruciforme par collage de trois éléments (élément central avec la zone utile et éléments extérieurs avec congés de raccordement et talons)



**FIG. 2.8 :** Les directions de chargement dans le plan des contraintes ( $\Sigma_1, \Sigma_2$ ).

lares (en particulier on peut remarquer que pour les deux trajets, l'offset est atteint pour la même amplitude de chargement). Choix est donc fait d'un offset de 1 K.

La figure 2.10 présente la surface d'iso-auto-échauffement obtenue dans ces conditions. On observe une très forte symétrie par rapport à la première bissectrice à mettre en relation avec la quasi-isotropie transverse notée lors de chargements monotones.

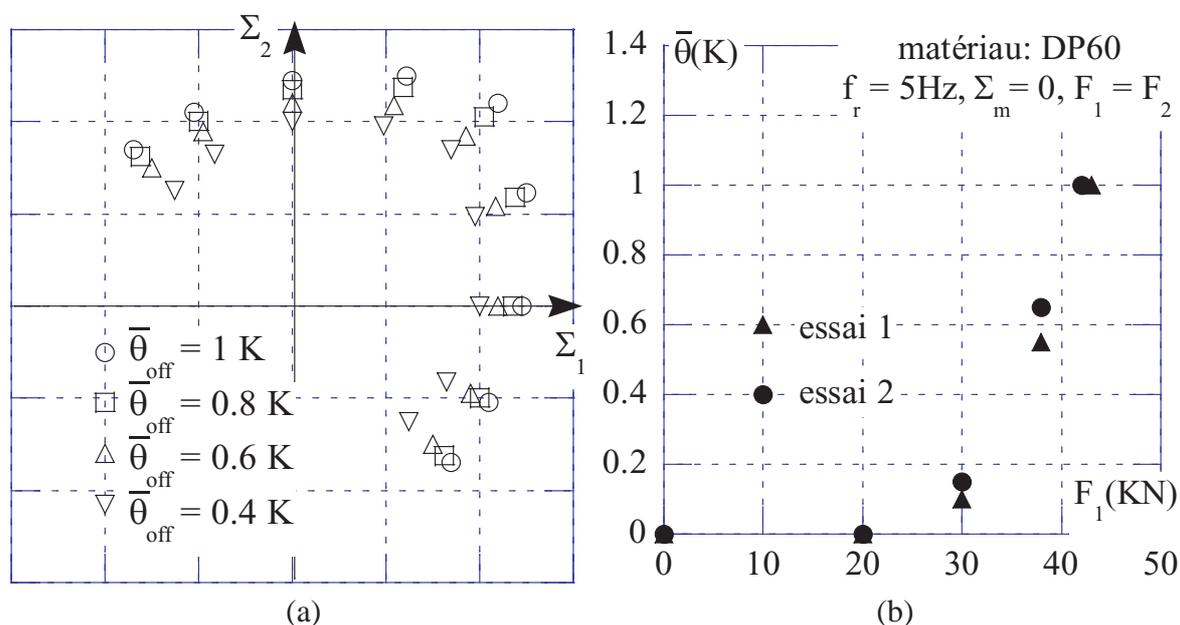


FIG. 2.9 : Validation du choix d'offset  $\bar{\theta}_s$  lors l'essai sur éprouvette cruciforme : (a) évolution de la surface d'iso-auto-échauffement avec l'offset et (b) répétition du premier chargement après réalisation de tous les autre afin d'observer l'effet d'histoire.

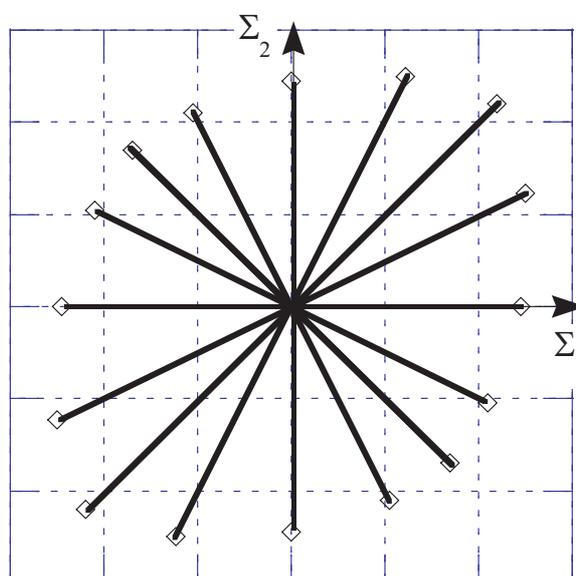


FIG. 2.10 : Surface d'iso-auto-échauffement obtenue pour un acier dual-phase (DP600 LC), sur une éprouvette cruciforme, avec  $\bar{\theta}_{off} = 1$  K et  $f_r = 5$  Hz.

La figure 2.11 (a) montre que l'erreur entre la surface expérimentale pour l'acier dual phase DP60 et celle correspondant à  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$  est de l'ordre de 12 %. Si cette erreur est considérée comme trop importante, il est toujours possible de choisir une autre contrainte

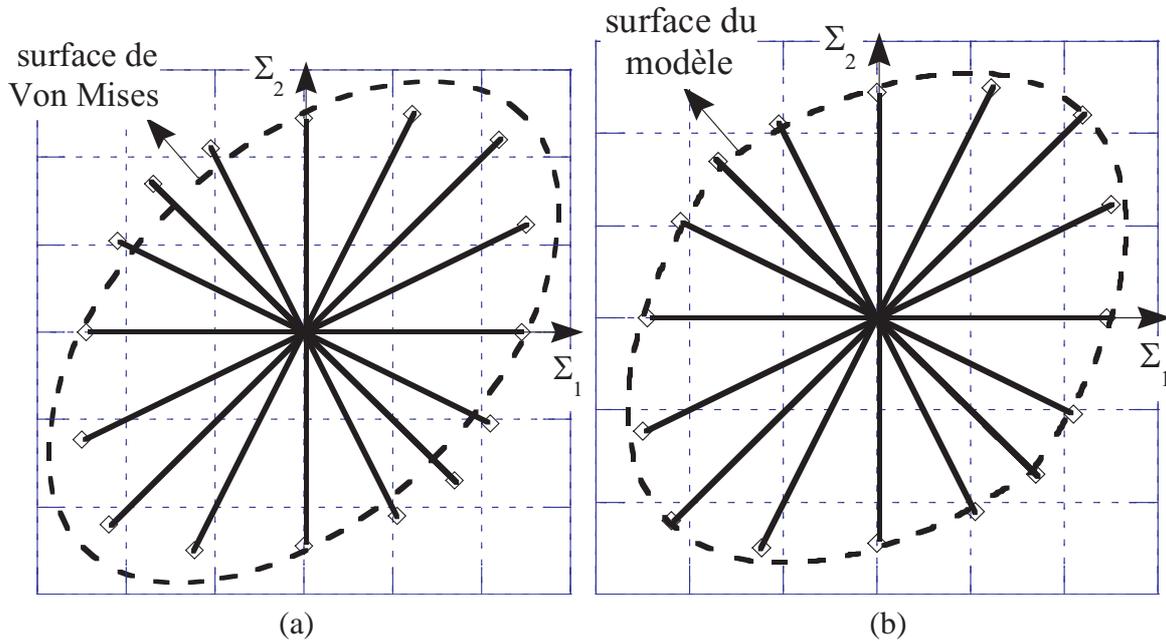


FIG. 2.11 : Comparaison entre la surface d'iso-auto-échauffement expérimentale et celle du modèle sans (a) et avec (b) prise en compte de la contrainte hydrostatique.

équivalente d'activation, prenant par exemple en compte le premier invariant de l'amplitude des contraintes

$$\Sigma_a = \Sigma_0^{eq} \left[ 1 + \alpha_H \left( P_0 - \frac{1}{3} \right) \right], \quad (2.5)$$

avec  $P_0 = \max(I_1(\Sigma_0))/\Sigma_0^{eq} + \max(I_1(\Sigma_m))/\Sigma_0^{eq}$ . La surface d'iso-auto-échauffement est alors donnée par

$$\bar{\theta} = \eta V_0 \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{eq})^{m+2}}{(V_0^{1/m} S_0)^m} \left[ 1 + \alpha_H \left( P_0 - \frac{1}{3} \right) \right]^m. \quad (2.6)$$

On identifie alors le paramètre  $\alpha_H = 0,39$  et l'on trace en figure 2.11 (b) la réponse du modèle après cette identification. L'erreur est cette fois-ci de l'ordre de 2 %.

Deux points doivent être soulignés. D'une part il est à noter que cette deuxième surface n'est plus strictement équivalente à la surface d'« iso-contrainte équivalente d'activation » comme c'était le cas précédemment (on ne peut plus directement exprimer la surface en fonction de  $\Sigma_a$ ). Cette remarque s'appliquerait également dans le cas de chargements hétérogènes. D'autre part la première surface, où  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$  et le chargement est homogène, ne requiert pas l'identification préliminaire de  $m$ , tandis que la deuxième le nécessite.

La nouvelle expression de  $\Sigma_a$  faisant intervenir la pression hydrostatique, on peut se demander dans quelle mesure elle peut rendre compte de chargements uniaxiaux à contrainte moyenne non-nulle. Le comportement est celui attendu : à  $R = -1$ , la contrainte d'activation  $\Sigma_a$  est égale à  $\Sigma_0^{eq}$  car  $P_0 - 1/3 = 0$ , par contre pour  $\Sigma_m > 0$  la contrainte

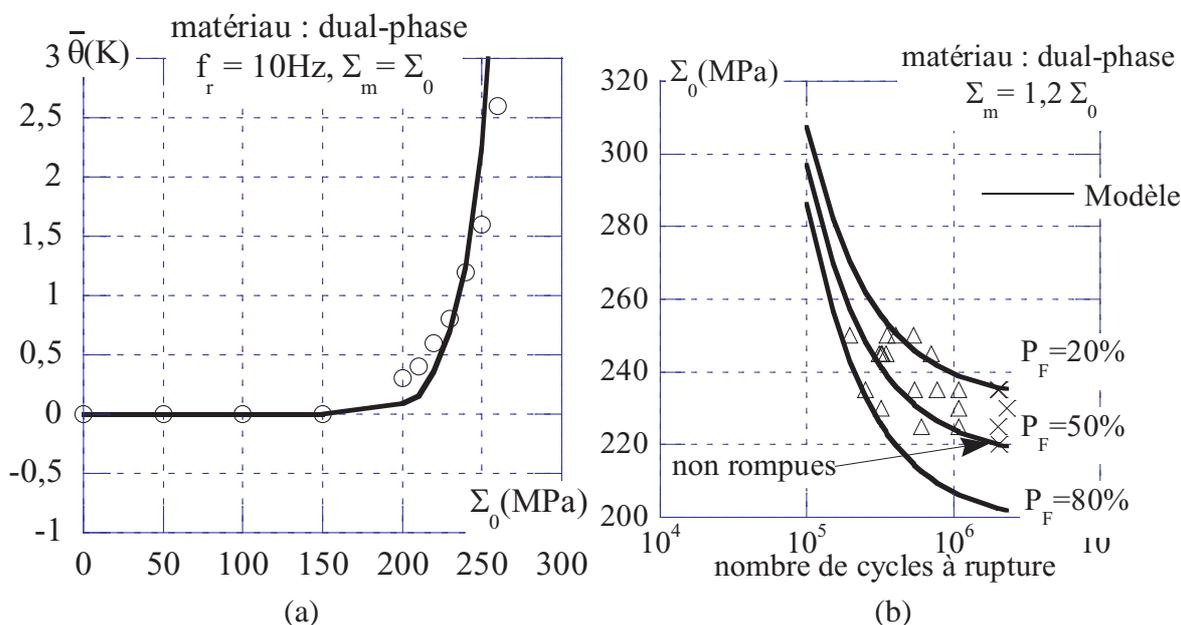


FIG. 2.12 : Influence de  $\alpha_H$  sur le comportement thermique (a) et de fatigue (b) sous contrainte moyenne non-nulle en traction pure.

d'activation augmente. Afin de vérifier quantitativement l'influence de  $\alpha_H$  sur les prévisions de courbes d'auto-échauffement et de fatigue en traction, on compare en figure 2.12 les prévisions obtenues avec les résultats d'essais correspondants. On voit en premier lieu en figure 2.12 (a) que le comportement thermique est probant. Ensuite la figure 2.12 (b) montre que la tenue à la fatigue prévue (équations présentées par la suite en partie 3) est en accord avec les essais (2 % d'erreur sur la limite d'endurance). Ainsi l'identification d'une contrainte d'activation dépendant du premier invariant permet - dans notre cas - de rendre compte du comportement sous contrainte moyenne non-nulle ce qui valide dans ce cas les approches classiques ([Dang Van, 1973], [Papadopoulos, 1987], [Crossland, 1956]) où le poids de  $I_1(\Sigma_0)$  est identique à celui de  $I_1(\Sigma_m)$ .

On voit donc ici la première moitié de l'intérêt de la surface d'iso-auto-échauffement : elle est obtenue très rapidement et permet une identification quasi immédiate de la forme de  $\Sigma_a$ . La deuxième moitié de l'intérêt apparaîtra lorsque nous verrons le lien entre surface d'iso-auto-échauffement et surface d'iso-probabilité de rupture en avant-dernière partie de ce chapitre. Nous allons maintenant passer aux chargements de traction-torsion sur l'acier C45, où il sera également possible d'étudier les effets de non-proportionnalité.

## 2.2 Campagne expérimentale de traction-torsion

Le but de cette campagne est de réaliser des essais complémentaires que la précédente ne permettait que difficilement - voire tout simplement pas. Il a été jugé intéressant d'étudier le trajet proportionnel de torsion pure, ce qui n'avait jusqu'alors pas été fait à l'aide d'es-

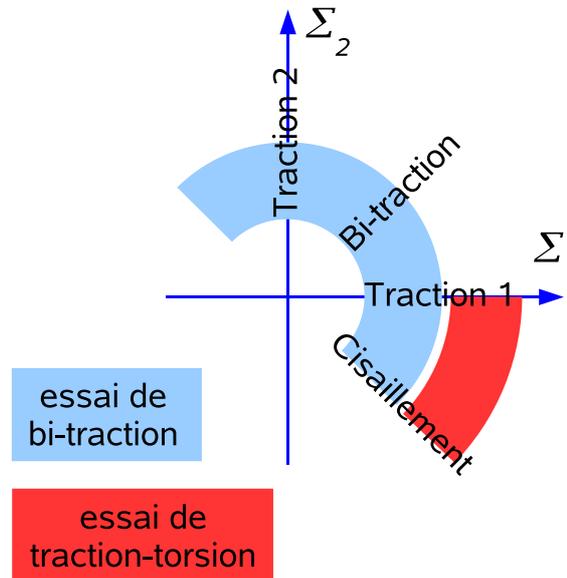


FIG. 2.13 : Plage angulaire des essais proportionnels selon le type d'essai.

sais d'auto-échauffement (exception faite de [Galtier, 1993], mais sans interprétation des résultats au vu de l'hétérogénéité des contraintes). L'effet de la contrainte moyenne, en particulier, méritait une campagne d'essai car il soulève nombres d'interrogations en fatigue. La réalisation d'une surface d'iso-auto-échauffement est toujours possible - et sera faite - mais l'investigation de l'effet de la *direction* du chargement n'y est pas aussi étendue que précédemment (figure 2.13) : contrairement à la bi-traction où la plage angulaire est de  $\pi$  dans le plan  $(\Sigma_1, \Sigma_2)$ , allant de  $-\pi/4$  à  $3\pi/4$  (cisaillement) en passant par 0 et  $\pi/2$  (tractions selon les deux axes principaux de la tôle) et  $\pi/4$  (équibitraction), la traction-torsion ne permet qu'une plage angulaire de  $\pi/4$  (de  $-\pi/4$  (cisaillement) à 0 (traction pure), si l'on reste dans le plan  $(\Sigma_1, \Sigma_2)$ ). Par contre l'étude de trajets fortement non-proportionnels (avec rotation du repère principal) et de trajets proportionnels combinés est facilitée, ce qui permettra de discuter de la validité du modèle pour de tels trajets. Cela permettra également d'apprécier la possibilité de ramener toute courbe d'auto-échauffement (quel que soit le type de chargement) à une « courbe équivalente » (par exemple en traction) grâce à une contrainte effective. Enfin, de manière plus pragmatique, une campagne d'essais d'auto-échauffement de traction-torsion semble plus simple à mettre en oeuvre (machine plus répandue, éprouvettes plus simples) et permettra, au vu des fréquences de sollicitation possibles, de réaliser par la suite des campagnes de fatigue à grand nombre de cycles avec les mêmes types de chargement.

### 2.2.1 Moyens expérimentaux

La campagne d'essais est réalisée sur une machine de traction-torsion servohydraulique MTS, de capacité 100 kN en traction-compression et 1200 Nm en torsion (figure 2.14 (a)).

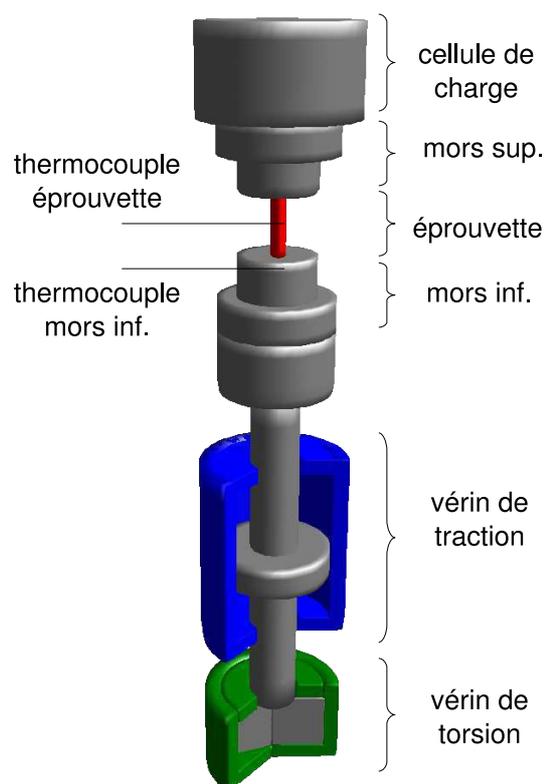
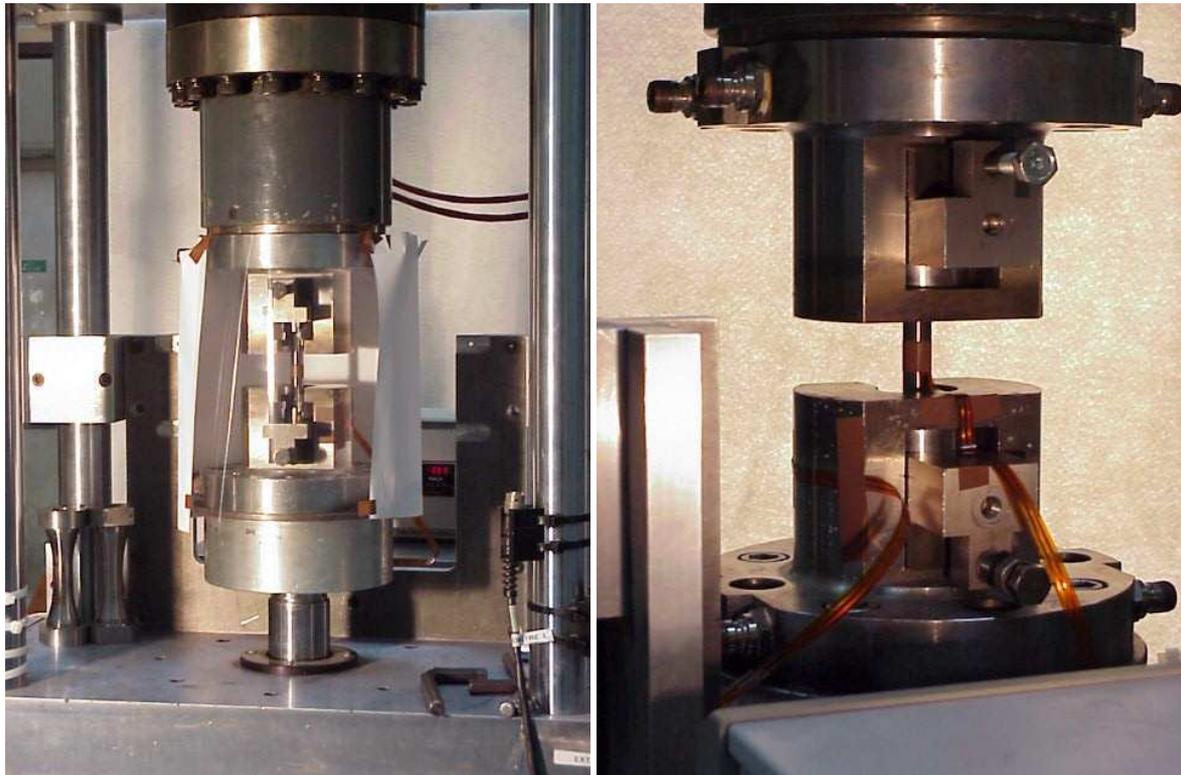


FIG. 2.14 : Architecture de la machine de traction-torsion.

Le mors haut est fixe et monté directement sur une cellule d'effort adéquate et le mors inférieur est fixé sur la tige du vérin de traction, elle-même entraînée à son autre extrémité par un vérin rotatif. Le pilotage est effectué grâce au logiciel MTS Testar (Version 4.C) installé sur un PC équipé d'une interface numérique (Testar II).

Les mors utilisés ont été initialement conçus pour des éprouvettes tubulaires, dont la mise en position se fait par centrage court et appui plan, la transmission du couple par méplats (assemblage glissant) et celle des efforts de traction par obstacle et cales pentées [Lemaitre et Chaboche, 1988]. Les éprouvettes utilisées ne pouvant avoir la géométrie adéquate, des têtes d'adaptation sont requises. Afin de supprimer tout jeu possible sous couple alterné, des feuillets d'acier (0,01 mm d'épaisseur) sont placés de force entre les têtes de l'éprouvette et les têtes d'adaptation pendant le montage.

Les mesures de température sont obtenues via deux thermocouples de type K, l'un placé sur la surface externe de la zone utile et l'autre sur l'extrémité du mors inférieur, à proximité des têtes d'adaptation (figure 2.15 (b)). Un conditionneur ThermoEst TTE 50P/A permet d'obtenir une mesure différentielle enregistrée sur le PC de pilotage comme acquisition auxiliaire de la machine d'essai. Afin de limiter les perturbations dues à des variations de convection, l'extrémité des mors ainsi que l'éprouvette sont protégées par une enceinte de papier (figure 2.15 (a)).



(a)

(b)

FIG. 2.15 : Montage de traction-torsion : (a) vue d'ensemble (b) éprouvette instrumentée des thermocouples.

éléments	C	Mn	Si	Cr	P	S	Mo	Fe
C45	45-51	50-80	15-35	< 40	< 3	2-4	< 10	reste

TAB. 2.3 : Composition chimique ( $10^{-2}$  % en poids) de la nuance C45.

### 2.2.2 Matériau et éprouvette

L'ensemble des éprouvettes - de traction-torsion pour les essais d'échauffement (partie 2.2) comme de fatigue (partie 3.3.4), ainsi que de traction pour les essais de fatigue uniaxiale (partie 3.2.3) - provient d'un même brut d'acier ferrito-perlitique C45 (SAE1045) dont la composition est donnée dans le tableau 2.3. Il s'agit d'un brut rond laminé à chaud, de section circulaire, de diamètre 90 mm. Les éprouvettes sont toutes prélevées dans le sens longitudinal, de telle sorte que leur axe soit à une distance constante du centre (20 mm). L'homogénéité microstructurale de la zone de prélèvement a été vérifiée par micrographie (figure 2.16) et filiation de microdureté (figure 2.17) de part et d'autre du centre du brut. Les caractéristiques mécaniques usuelles de cette zone ont été mesurées par essai de traction monotone sur l'une des éprouvettes de fatigue uniaxiale (voir figure 2.18) et sont présentées dans le tableau 2.4.



FIG. 2.16 : Micrographies du brut d'acier C45 à différentes distances de l'axe de la barre : de haut en bas et de gauche à droite 10 mm, 15 mm, 20 mm, 25 mm, 30 mm, 35 mm, 40 mm et 45 mm(bord) (attaque au nital, 10 s, microscopie optique,  $\times 500$ ).

$R_e$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	A%
> 360	> 705	28 %

TAB. 2.4 : Propriétés mécaniques de la nuance C45

Les éprouvettes ont la géométrie présentée en Annexe D, proposée par [Taillard, 2006]. Le rapport épaisseur / rayon moyen vaut 0,24. Exception faite des méplats, elles sont réalisées au tour puis rectifiées au tour (stries annulaires). Seul le perçage n'est pas rectifié.

Sachant que nous imposerons dans tous les essais suivant des chargements sinusoïdaux de même fréquence  $f_r$  tant en contrainte de traction qu'en cisaillement, nous pouvons les décrire comme suit en fonction du rayon  $r$  du point considéré dans la zone utile (hypothèse d'élasticité)

$$\Sigma(r) = \begin{bmatrix} \Sigma & \tau(r) & 0 \\ \tau(r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \Sigma &= \Sigma_0 \cos(2\pi f_r t) + \Sigma_m \\ &\text{et} \\ \tau(r) &= \tau_{0M} \frac{r}{R_e} \cos(2\pi f_r t + \delta) + \tau_m \frac{r}{R_e} \end{aligned} \quad (2.7)$$

et l'on note  $\tau_0(r) = \tau_{0M} \frac{r}{R_e}$ .  $\Sigma_0$  et  $\tau_0$  sont respectivement les amplitudes de contrainte en traction et en cisaillement.  $\Sigma_m$  et  $\tau_m$  sont respectivement les contraintes moyennes en traction et en cisaillement.  $\delta$  est le déphasage entre ces deux contraintes et  $R_e$  le rayon extérieur de

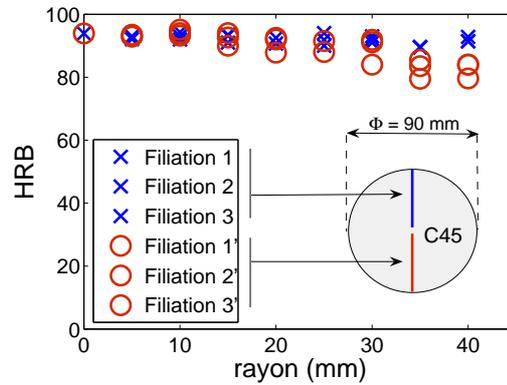


FIG. 2.17 : Filiation de dureté sur le brut d'acier C45.

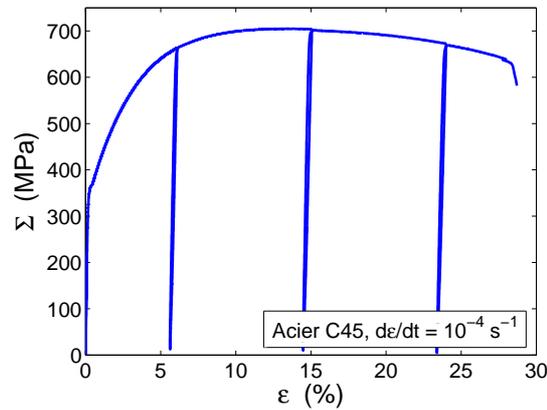


FIG. 2.18 : Courbe de traction quasistatique de la nuance C45

la zone utile. On peut enfin introduire

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}\tau_{0M}}{\Sigma_0} \right), \quad (2.8)$$

c'est-à-dire la « direction » du chargement dans le plan  $(\Sigma, \sqrt{3}\tau)$ . Sauf cas particulier, tous les chargements considérés sont à contrainte moyenne nulle ( $\Sigma_m = \tau_m = 0$ ). Il est alors possible de décrire des chargements proportionnels comme non proportionnels, de direction et d'amplitude variables comme le montre la figure 2.19.

### 2.2.3 Campagne d'essais d'identification

Cette campagne consiste en l'identification du paramètre  $m$  et la prise en compte de l'hétérogénéité via un facteur d'hétérogénéité. Ceci fait, nous pourrions passer à une seconde campagne de validation du modèle.

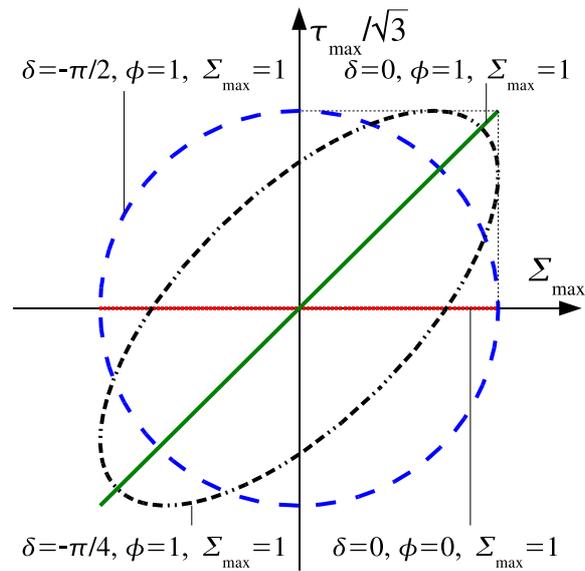


FIG. 2.19 : Description générale des chargements en fonction de  $\Phi$ ,  $\delta$  et  $\Sigma_{max}$ .

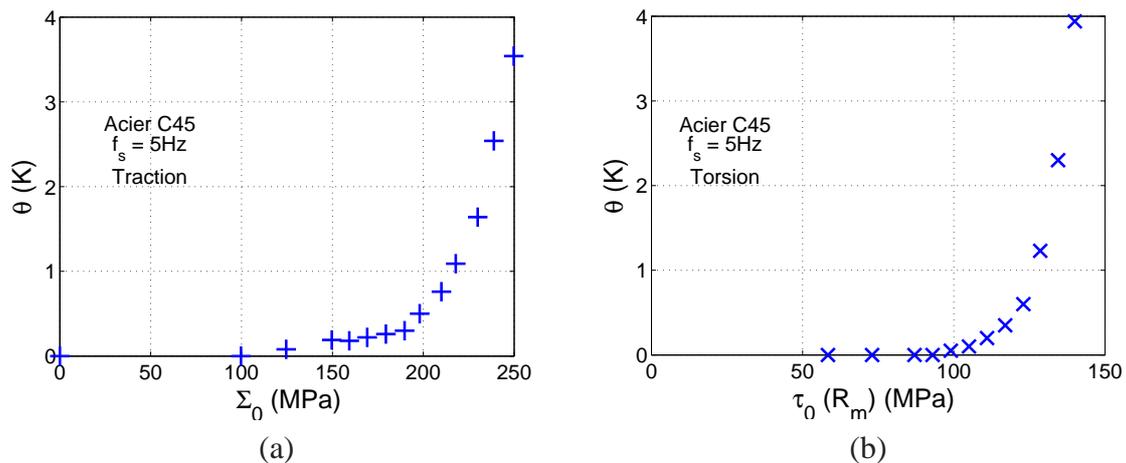


FIG. 2.20 : Courbe d'auto-échauffement en (a) traction et (b) torsion pures.

**Chargement de traction pure** Nous réalisons tout d'abord un essai d'auto-échauffement sous sollicitation de traction. La courbe d'auto-échauffement obtenue est présentée en figure 2.20 (a). Le module de Weibull  $m$  est identifié et vaut  $\approx 7$ .

**Chargement de torsion pure** Un chargement de torsion pure est appliqué à une autre éprouvette et la courbe présentée en figure 2.20 (b) est obtenue. Il est intéressant d'identifier à nouveau la valeur de  $m$ , mais est-il raisonnable de le faire de la même manière que sous un chargement de traction, c'est-à-dire en considérant l'éprouvette comme un élément de volume ? En d'autres termes, est-il nécessaire de prendre en compte l'hétérogénéité

du chargement de torsion dans notre cas ? En premier lieu, a-t-on raison de considérer le champ de température uniforme ? Si le champ thermique devient hétérogène de manière non négligeable, la mesure expérimentale d'une simple variable scalaire (la température stabilisée moyenne sur toute la zone utile) ne permet pas d'identifier une hétérogénéité de chargement inconnue<sup>7</sup> d'une part, et d'autre part dans le cas d'une hétérogénéité de chargement connue, l'interprétation de cette température nécessite la résolution d'une équation de la chaleur multidimensionnelle. Dans le cas contraire, une hétérogénéité de température négligeable entraîne des données expérimentales plus pauvres (il est impossible de remonter à une hétérogénéité de chargement inconnue), mais a aussi pour conséquence une relation plus simple entre chargement et température car celle-ci peut alors être calculée via une équation de la chaleur 0D (comme précédemment) ne prenant en compte que la moyenne spatiale de l'énergie dissipée totale.

**Homogénéité du champ thermique** Dans le but de répondre à cette question, un modèle analytique est développé, permettant de calculer le champ de température de l'éprouvette en fonction du rayon  $r$ . Le cas le plus hétérogène de chargement est choisi (la torsion pure dans notre cas), offrant une variation linéaire du chargement présentée sur la figure 2.21 (a), allant de  $-11,2\%$  à  $+11,2\%$  par rapport à celui au rayon moyen pour la géométrie d'éprouvette choisie.

Ayant identifié les différents paramètres du modèle dans le chapitre 1, nous utilisons l'extension aux chargements multiaxiaux à l'aide de la contrainte équivalente d'activation précédemment exposée pour calculer l'énergie dissipée totale locale (équation (2.9)) en fonction du rayon

$$D(r) = \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\sqrt{3}\tau_0(r))^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (2.9)$$

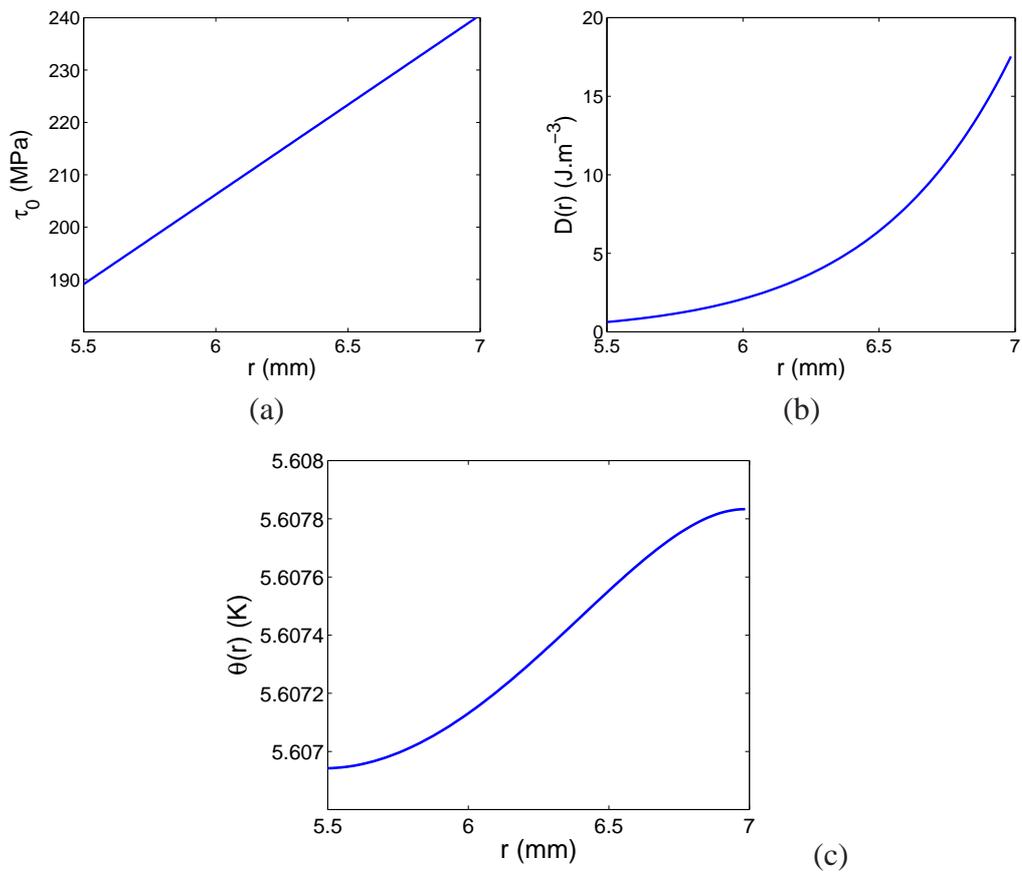
On obtient alors la variation de dissipation présentée en figure 2.21 (b), remarquablement hétérogène en comparaison du chargement responsable (valeur au rayon intérieur de  $-96\%$  inférieure à celle au rayon extérieur).

Cette énergie dissipée locale est maintenant introduite dans l'équation de la chaleur représentant la zone utile. Les conditions aux limites thermiques à l'interface éprouvette/mors étant à température constante et homogène ( $\theta_{mors} = 0$ ) et les mors étant considérés comme suffisamment éloignés de la zone utile, on considère que la température stabilisée  $\bar{\theta}$  ne dépend que du rayon  $r$  (équation de la chaleur 1D)

$$\frac{\bar{\theta}}{\tau_{eq}} - \frac{\lambda}{\rho C} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \right) = \frac{f_r D(r)}{\rho C}. \quad (2.10)$$

L'« équivalence » proposée par [Chrysochoos et Louche, 2000], est ici toujours utilisée pour rendre compte des flux vers les mors comme dans le cas 0D en utilisant le temps caractéristique  $\tau_{eq}$ . Les conditions thermiques aux bords sont de type convection sur les rayons

<sup>7</sup>Un champ de température permettrait de retrouver l'hétérogénéité de chargement par exemple, un peu à la manière de ce qui sera proposé au chapitre 3.



**FIG. 2.21** : Hétérogénéité de contrainte de cisaillement (a), d'énergie dissipée totale (b) et de température (c) de l'éprouvette tubulaire en fonction du rayon  $r$  ( $\lambda = 50 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,  $\rho = 7900 \text{ kgm}^{-3}$ ,  $C = 500 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,  $\tau_{eq} = 70 \text{ s}$ ).

respectivement intérieur et rayon extérieur du tube

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right) \pm h_1\theta = 0. \quad (2.11)$$

La valeur du coefficient de transfert de chaleur  $h_1$  est prise dans la littérature [Chrysochoos et Louche, 2000].

La solution homogène de l'équation (2.11) est alors une combinaison des fonctions de Bessel modifiées de première et deuxième espèces d'ordre 0 (notées respectivement  $I_0$  et  $K_0$ ) [Mat, 2007b]

$$\bar{\theta}_{ss} = C_1 I_0 \left( \frac{r}{\sqrt{\frac{\tau_{eq}\lambda}{\rho C}}} \right) + C_2 K_0 \left( \frac{r}{\sqrt{\frac{\tau_{eq}\lambda}{\rho C}}} \right), \quad (2.12)$$

avec  $C_i$  et  $C_e$ , deux constantes dépendant des conditions limites et  $\tau_{eq}$  le temps caractéristique de l'éprouvette montée. La solution particulière s'écrit

$$\bar{\theta}_{part} = \frac{\tau_{eq} f_r D(r)}{\rho C} \left[ r^n + \sum_{p=0}^{\frac{n}{2}-1} \left\{ \left( \frac{\tau_{eq}\lambda}{\rho C} \right)^{\frac{n}{2}-p} \prod_{q=p+1}^{\frac{n}{2}} 4q^n \right\} \right] \quad (2.13)$$

La solution générale est alors la somme  $\bar{\theta}_{ss} + \bar{\theta}_{part}$  où  $C_1$  et  $C_2$  permettent de satisfaire les conditions aux limites. Compte tenu des faibles variations de température par rapport à l'ambiante et de la géométrie considérée, l'influence des conditions de convection se révèle négligeable<sup>8</sup> pour les valeurs habituelles de  $h_1$ . On présente donc le champ de température (figure 2.21 (c)) dans des conditions idéalisées de flux nuls aux bords et avec les paramètres identifiés précédemment. On voit que l'allure générale est celle attendue (température plus élevée au rayon extérieur du fait de l'amplitude contrainte plus importante, flux nuls aux bords), mais l'on remarque aussi que l'hétérogénéité est très faible ( $-0,02$  % sur le bord intérieur par rapport au bord extérieur).

On cherche à vérifier ce résultat analytique par une mesure expérimentale. Une éprouvette de traction-torsion est instrumentée de deux thermocouples de type K, l'un sur la surface extérieure de la zone utile et l'autre en regard de celui-ci, à l'intérieur du tube. L'éprouvette est soumise à un chargement cyclique de torsion d'amplitude  $\Delta\tau = 140$  MPa et la température différentielle (extérieure-intérieure) est enregistrée. Aucune différence n'est décelable entre l'éprouvette avant et pendant la sollicitation (dans les deux cas le signal est en deçà de la résolution de mesure).

Fort de cette simulation et de sa vérification expérimentale, on considère donc la température de la zone utile de l'éprouvette comme homogène lors des essais multiaxiaux, et l'hétérogénéité de dissipation va être prise en compte par un simple facteur d'hétérogénéité.

<sup>8</sup>Nous retrouverons ce fait au chapitre 3, où l'on verra que la convection naturelle n'influence que de manière négligeable l'hétérogénéité du champ de température d'une éprouvette d'acier d'épaisseur millimétrique à température proche de l'ambiante.

**Introduction d'un facteur d'hétérogénéité de dissipation** La température étant considérée comme homogène, il est donc possible de prendre en compte très simplement l'hétérogénéité d'énergie dissipée totale locale  $D$  via l'introduction d'un « facteur d'hétérogénéité de dissipation ». Ceci fait, la température est calculée exactement comme présenté au chapitre 1, c'est-à-dire à l'aide d'une équation de la chaleur 0D. Partant de l'énergie dissipée totale locale  $D$ , il est donc uniquement nécessaire de calculer l'énergie dissipée globale  $\Delta$  par intégration de  $D$  sur toute la structure (ici la zone utile de l'éprouvette). Dans le cas général on a donc

$$\Delta = \int_{\Omega} D dV = \frac{\int_{\Omega} D dV}{\Delta_{OM}} \Delta_{OM}, \quad (2.14)$$

où l'on a introduit une énergie dissipée globale de référence  $\Delta_{OM}$  définie comme suit

$$\Delta_{OM} = V \Delta_{prop}(\Sigma_{0M}^{eq}) = V \Delta_{prop}(\max_{\Omega}(\Sigma_0^{eq})), \quad (2.15)$$

ce qui signifie que  $\Delta_{OM}$  est l'énergie dissipée globale de la structure considérée, pour un chargement homogène, proportionnel, d'amplitude égale à celle du maximum du chargement. On peut alors poser dans le cas général

$$G = \frac{\int_{\Omega} D dV}{\Delta_{OM}}, \quad (2.16)$$

c'est-à-dire que  $G$  est un facteur d'hétérogénéité de dissipation. Nous allons utiliser par la suite cette énergie dissipée globale de référence  $\Delta_{OM}$  pour définir  $G$  dans le cas de chargements proportionnels (on l'appellera alors  $H$  en référence au facteur d'hétérogénéité  $H$  habituellement utilisé en fatigue) comme non-proportionnels. Dans le cas proportionnel, l'équation (2.14) se met sous la forme

$$\Delta = H_{m+2} \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_{0M}^{eq})^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (2.17)$$

On remarque qu'ici le facteur d'hétérogénéité  $G$  est noté  $H_{m+2}$  car il dépend du paramètre  $m$  et correspond au facteur d'hétérogénéité de contrainte  $H_i$  défini par [Hild et al., 1992]. L'expression de  $H_i$  est en effet

$$H_i = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{\Sigma_0^{eq}}{\Sigma_{0M}^{eq}} \right)^i dV. \quad (2.18)$$

On peut finalement adopter une nouvelle convention pour l'équation (2.17)

$$\Delta = \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_{eff\,diss})^{m+2}}{V_0 S_0^m}, \quad (2.19)$$

où  $\Sigma_{eff\,diss}$  est la contrainte dissipative effective définie par

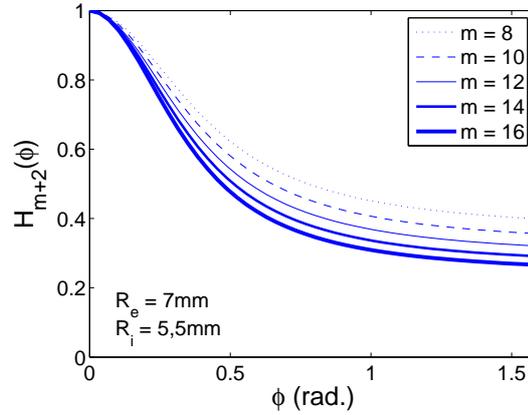


FIG. 2.22 : Variation de  $H_{m+2}$  avec la direction du chargement  $\Phi$  pour différentes valeurs de  $m$ .

$$\Sigma_{eff\ diss} = H_{m+2}^{\frac{1}{m+2}} \Sigma_{0M}^{eq}, \quad (2.20)$$

qui a une forme proche de celle du facteur  $H_m$  utilisé en fatigue. Ces deux facteurs ne sont pas rigoureusement égaux et nous verrons le lien qui les unit lorsque nous aborderons les prévisions de fatigue multiaxiale.

L'expression de  $H_{m+2}$  peut être simplifiée en

$$H_{m+2} = \frac{2}{R_e^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_e} \left( \frac{\Sigma_0^2 + 3\left(\frac{r\tau_{0M}}{R_e}\right)^2}{\Sigma_0^2 + 3\tau_{0M}^2} \right)^{\frac{m+2}{2}} r dr, \quad (2.21)$$

où  $R_i$  et  $R_e$  sont les rayons respectivement intérieurs et extérieurs de la zone utile. Dans le cas proportionnel, on peut exprimer  $H_{m+2}$  uniquement en fonction de la direction du chargement  $\Phi$  et non plus des amplitudes du chargement  $\sigma_{max}$  et  $\tau_{max}$

$$H_{m+2}(\Phi) = \frac{2}{R_e^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_e} \left( \frac{1 + \tan^2(\Phi) \left(\frac{r}{R_e}\right)^2}{1 + \tan^2(\Phi)} \right)^{\frac{m+2}{2}} r dr. \quad (2.22)$$

Il est alors possible de tracer la variation de  $H_{m+2}$  en fonction de  $\Phi$  (figure 2.22). On a, de manière attendue,  $H_{m+2}(0) = 1$ , indépendamment de la valeur de  $m$ , puisqu'il s'agit alors de traction pure sur une éprouvette tubulaire à section droite constante. De même, pour une valeur donnée de  $m$ , l'hétérogénéité est la plus forte - ce qui se traduit par la valeur du facteur la plus faible - pour  $\Phi = \pi/2$ , soit la torsion pure. Enfin, pour une valeur très faible de  $m$  (matériau à très forte dispersion), le facteur est quasiment insensible à la direction  $\Phi$  et reste proche de 1. Cela signifie que malgré une très forte hétérogénéité de contrainte, la dissipation sera relativement homogène de par la dispersion des limites de microplasticité des foyers. Dans le cas opposé d'un matériau à comportement quasi déterministe (valeur de  $m$  très élevée), le facteur  $H_{m+2}$  décroît très rapidement avec  $\Phi$  jusqu'à des valeurs proches de zéro. En effet, dans ce cas de figure, toutes les limites de microplasticité des foyers sont

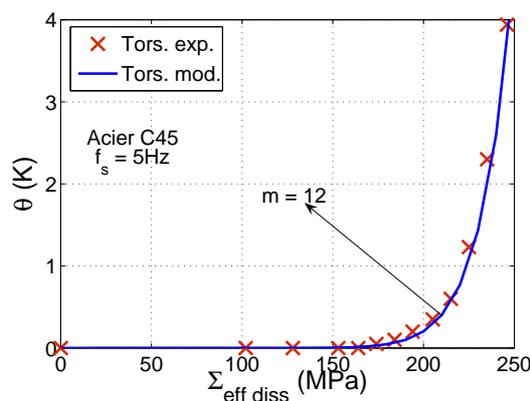


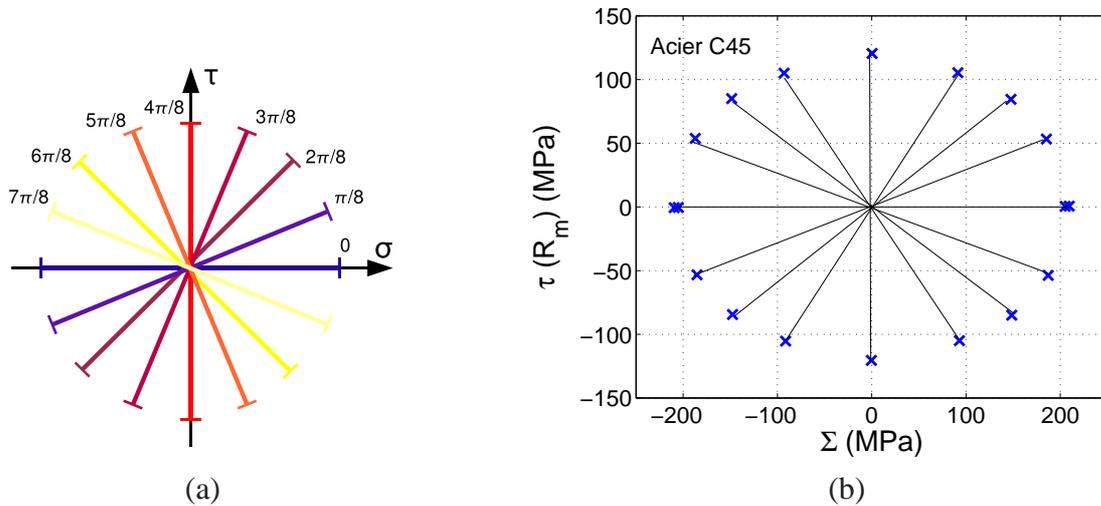
FIG. 2.23 : Identification de  $m$  sur la courbe d'auto-échauffement en torsion.

identiques, et ceux soumis à l'amplitude de contrainte maximum sont donc presque les seuls à dissiper de la chaleur.

**Identification de  $m$**  On peut alors identifier  $m$  par itération. On identifie une première fois  $m$  en considérant par exemple une hétérogénéité nulle, puis l'on calcule le facteur  $H_{m+2}$  dans le cas de la torsion pure, on l'applique et l'on obtient une nouvelle valeur de  $m$ . Après seulement quelques itérations la valeur de  $m$  est stabilisée et vaut environ 12. Résultat expérimental et courbe d'identification sont présentés sur la figure 2.23.

On remarque une différence entre la valeur de  $m$  en traction pure et en torsion pure. Ceci n'est pas très surprenant dans la mesure où le paramètre  $m$  est le reflet macroscopique de différentes propriétés microstructurales (forme des grains, texture, etc.) justifiant un comportement dépendant de la direction du chargement. Ceci doit être d'autant plus vrai que nous sommes en présence d'un acier laminé, donc avec *a priori* des propriétés distinctes dans le sens long et dans le plan transverse. On pourrait rendre compte de cette variation de  $m$  avec la direction du chargement  $\phi$  en introduisant par exemple une fonction  $m(\phi)$  voire  $S_0(\phi)$  à la place de la constante  $m$ , mais notre connaissance du matériau n'est pas assez approfondie pour cela<sup>9</sup>. D'autre part la variation de  $m$ , quoi qu'importante, ne change pas l'ordre de grandeur du coefficient de variation  $CV$  ( $\approx 0,10$  pour  $m = 12$  et  $\approx 0,14$  pour  $m = 8$ ), si bien qu'en première approximation nous considérerons  $m$  indépendant de la direction de chargement. Les principaux objectifs du présent modèle sont en effet d'être un bon compromis entre de bonnes prévisions (des comportements thermique et de fatigue) et un minimum de paramètres. Nous choisissons d'utiliser uniquement la valeur de  $m$  identifiée en torsion pure, ce qui donne alors  $H_{m+2} = 0,32$ , et permet de tracer la courbe d'auto-échauffement de la figure 2.23 en fonction de la contrainte effective. Nous allons maintenant pouvoir mener différents essais destinés en premier lieu à la validation des hypothèses du modèle (le choix

<sup>9</sup>Cette étude requièrerait un nombre certain d'essais sur différents matériaux (variation de la forme des grains, de la texture, etc.) et pourrait sans doute être - en tout cas pour ce qui est de l'influence qualitative - avantageusement remplacée par une approche polycristalline.



**FIG. 2.24 :** Surface d'iso-auto-échauffement : (a) directions des trajets de chargement dans le plan  $(\Sigma, \sqrt{3}\tau(R_m))$  et (b) surface correspondante obtenue avec une éprouvette tubulaire en acier C45.

de  $\Sigma_a$ ), puis à l'étude de l'influence de la contrainte moyenne (en traction comme en torsion) et enfin à la validation du modèle dans le cadre des chargements non-proportionnels.

#### 2.2.4 Validation de $\Sigma_a$ : détection de la surface d'iso-auto-échauffement

La démarche est identique à celle présentée en partie 1.3. S'agissant d'éprouvettes tubulaires à la limite de l'hypothèse de tube mince, il a été décidé de considérer encore un point à mi-rayon dans la zone utile pour calculer les efforts correspondant aux chargements désirés. Puisqu'il s'agit de chargements de traction-torsion, le plan des contraintes initialement choisi pour représenter les différents trajets est  $(\Sigma, \sqrt{3}\tau)$ . Comme le montre la figure 2.24 (a), huit directions de chargement sont choisies, les 3 dernières ( $5\pi/8$ ,  $6\pi/8$ ,  $7\pi/8$ ) étant théoriquement équivalentes aux 2<sup>e</sup>, 3<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> (respectivement  $\pi/8$ ,  $2\pi/8$ ,  $3\pi/8$ ). Cette redondance permettra de vérifier la reproductibilité du protocole et des mesures expérimentales. En outre le premier trajet (0) est répété deux fois (une première fois entre le 5<sup>e</sup> et le 6<sup>e</sup> trajet et une deuxième fois après le 8<sup>e</sup> et dernier) afin de mettre à jour un possible effet d'histoire. Suite à un réglage approprié des PID, la fréquence de sollicitation des différents chargements des essais d'auto-échauffement est fixée à 5 Hz. Au vu du temps caractéristique de l'éprouvette mise en place, un chargement de 3000 cycles par palier est nécessaire et suffisant pour atteindre la température stabilisée.

La surface d'iso-auto-échauffement obtenue pour un offset de 0.5 K (offset minimum à partir duquel la forme de la surface est constante) est présentée figure 2.24 (b). On peut tout d'abord remarquer que les trois mesures dans la direction 0 sont quasiment identiques (moins de 2 % de différence), ce qui nous permet de conclure que l'effet d'histoire est négligeable. De plus la surface est d'une part convexe et d'autre part quasi symétrique par rapport à l'axe de cisaillement, ce qui est à rapprocher du comportement symétrique du

matériau en cisaillement. Enfin, en première approximation, cette surface semble en bon accord avec un critère de Von Mises.

Afin de prendre en compte l'hétérogénéité du chargement, il est nécessaire de calculer les valeurs numériques du facteur d'hétérogénéité pour les différents trajets (tableau 2.5). Les valeurs pour les trajets proportionnels à  $\Phi = 5\pi/8$ ,  $\Phi = 3\pi/4$  et  $\Phi = 7\pi/8$  ne sont pas représentées car respectivement les mêmes que ceux des trajets  $\Phi = 3\pi/8$ ,  $\Phi = \pi/4$  et  $\Phi = \pi/8$ . On peut donc maintenant tracer en figure 2.25 la surface d'iso-auto-échauffement

trajet	$\Phi = 0$	$\Phi = \pi/8$	$\Phi = \pi/4$	$\Phi = 3\pi/8$	$\Phi = \pi/2$
$H_{m+2}$	1	0,65	0,41	0,34	0,32

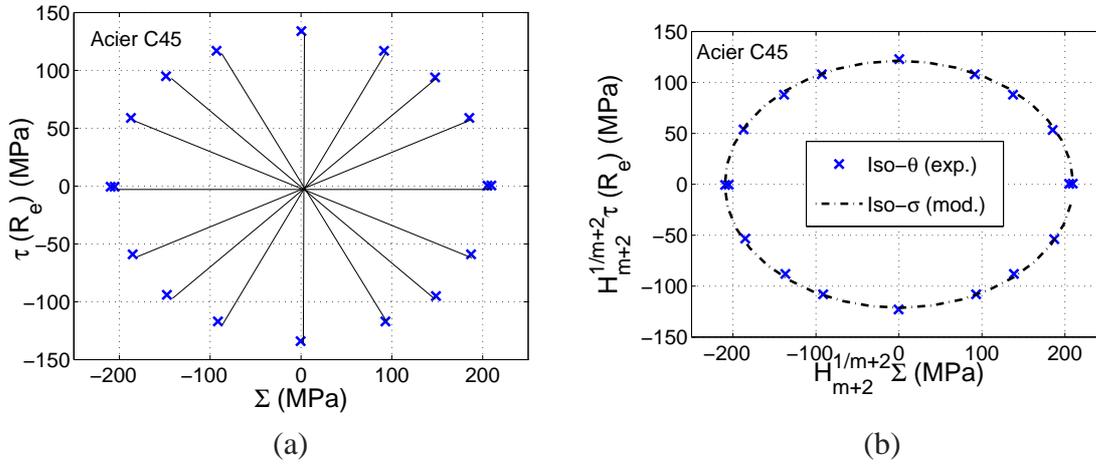
**TAB. 2.5 :** Valeurs de  $H_{m+2}$  pour les différents trajets de chargement effectués, dans le cas de la géométrie tubulaire ( $R_e = 7$  mm,  $R_i = 5.5$  mm) pour l'acier C45 ( $m = 12$ ).

dans le repère  $(H_{m+2}^{\frac{1}{m+2}}\Sigma_0, H_{m+2}^{\frac{1}{m+2}}\tau_{0M})$  qui « compense » l'hétérogénéité de la sollicitation. Il faut garder à l'esprit lors de ce type de représentation que pour chaque diamètre (c'est-à-dire trajet), le facteur  $H_{m+2}$  appliqué est différent. Cette nouvelle représentation semble de prime abord assez proche de celle réalisée avec les résultats non-traités (figure 2.24 (b)). Pourtant une première différence fondamentale est, comme nous venons de le dire, la prise en compte de l'hétérogénéité, qui fait qu'on ne qualifie plus ici une structure avec une approche globale, mais bien le matériau en soi. La deuxième différence est quantitative : ce sont les formes de la surface dans les deux représentations. Bien que le facteur d'hétérogénéité varie beaucoup d'une direction à l'autre, ces formes semblent très similaires entre les deux figures. Cela est dû au choix du repère de la figure 2.24 (b), pris au rayon moyen comme la définition initiale du chargement. Ce choix tend à minimiser, en apparence, l'effet d'hétérogénéité, tandis que le choix du rayon extérieur l'aurait mis en exergue figure 2.25 (a). La comparaison avec la surface d'iso-contrainte équivalente de Von Mises montre que la différence est inférieure à 2 %. On en conclut que l'hypothèse  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$  est vérifiée pour l'acier C45, ce qui n'était pas le cas de l'acier DP600 LC. Nous allons pouvoir à présent passer à l'étude à proprement parler de l'influence d'un paramètre de chargement sur l'auto-échauffement : la contrainte moyenne.

### 2.2.5 Essais avec contrainte moyenne non nulle

Le rôle de la contrainte moyenne de torsion est souvent considéré comme négligeable [Lemaitre et Chaboche, 1988, Davoli et al., 2003], ce qui est vrai en comparaison de celui, très prononcé, de la contrainte moyenne de traction. On est néanmoins en droit de se poser la question de la présence ou non d'un effet en torsion, indépendamment de l'impact que peut avoir une contrainte moyenne de traction. Cette question est d'importance car nombre de modèles prennent en compte la contrainte moyenne via la pression hydrostatique du chargement, et sont donc insensibles à un quelconque effet de contrainte moyenne de torsion.

Le lien entre résultat de fatigue et essai d'auto-échauffement est-il conservé dans le cas de chargements à contrainte moyenne de torsion non nulle ? Les essais d'auto-échauffement



**FIG. 2.25 :** Surface d'iso-auto-échauffement dans (a) le plan  $(\Sigma_0, \tau_{0M})$  et (b) le plan  $(H_{m+2}^{1/m+2} \Sigma_0, H_{m+2}^{1/m+2} \tau_{0M})$  (Iso- $\theta$  : surface d'iso-auto-échauffement; Iso- $\sigma$  : surface d'iso-contrainte de Von Mises).

sont-ils insensibles à ce facteur ou au contraire présentent-ils une plus forte réaction que les essais de fatigue classiques ? Les moyens expérimentaux actuels permettant de réaliser des chargements de traction et torsion non symétriques, il est décidé de mesurer l'effet d'une contrainte moyenne de cisaillement non nulle  $\tau_m$  lors d'un chargement de torsion pure, et de le comparer avec celui d'une contrainte moyenne de traction non nulle.

On utilise tout d'abord une éprouvette pour obtenir la courbe d'auto-échauffement à une contrainte moyenne de traction  $\Sigma_m = \Sigma_0$  ( $R = 0$ ) où  $\Sigma_0$  est l'amplitude de traction. Les résultats sont présentés en figure 2.26 (a) avec ceux à contrainte moyenne nulle. Deux éprouvettes sont ensuite utilisées pour ajouter des courbes d'auto-échauffement à contraintes moyennes de cisaillement différentes de zéro :  $\tau_m = \tau_0/2$  ( $R = -1/3$ ) et  $\tau_m = \tau_0$  ( $R = 0$ ) où  $\tau_0$  est l'amplitude de cisaillement. Les courbes d'auto-échauffement obtenues sont présentées en figure 2.26 (b) avec celle à contrainte moyenne nulle. L'allure générale des courbes est identique, mais l'auto-échauffement s'intensifie légèrement avec la contrainte moyenne.

Nous appliquons alors le facteur  $H_{m+2}$  aux résultats sous chargement de torsion à contrainte moyenne non nulle pour prendre en compte l'effet de contrainte moyenne (On ne change pas les courbes en traction puisqu'alors  $H_{m+2}(\phi = 0) = 1$ ). Hormis une affinité de l'axe des abscisses, la figure 2.27 (a) est en tout point similaire à la figure 2.26 puisqu'on utilise le même facteur pour toutes les courbes. La même translation selon les abscisses est observée, de l'ordre de  $\frac{\hat{\theta}(\tau_m=\tau_0) - \hat{\theta}(\tau_m=0)}{\hat{\theta}(\tau_m=0)} = -15\%$  au maximum. Dans le même temps, la translation selon les abscisses dans le cas d'une contrainte moyenne de traction non-nulle est de l'ordre de 10 %, ce qui correspond qualitativement à ce qui est rapporté en fatigue.

On observe donc toujours un changement des courbes d'auto-échauffement avec la contrainte moyenne, mais dans quelles mesures est-il quantitativement équivalent à ceux observés en fatigue ? La comparaison d'essais d'auto-échauffement et de fatigue sur un

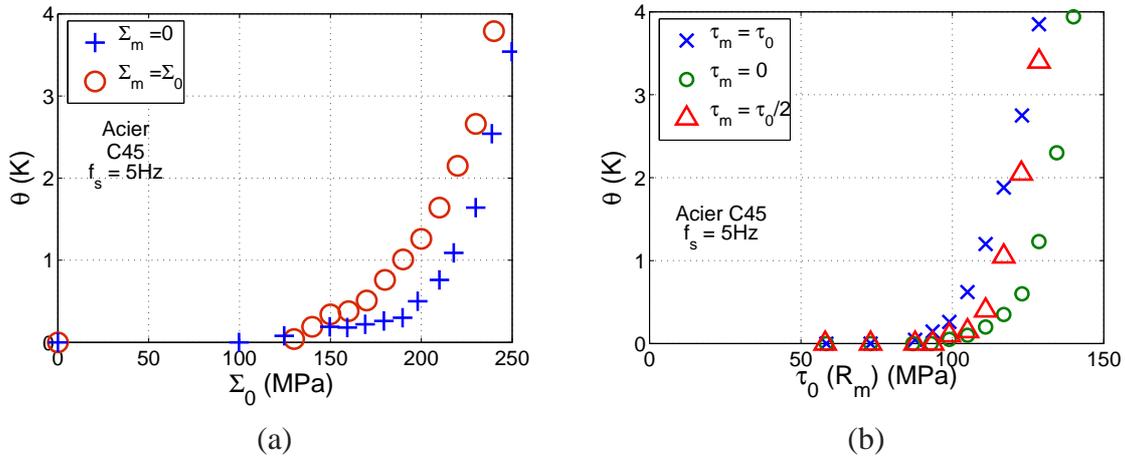


FIG. 2.26 : Courbes d'auto-échauffement pour (a) différent chargements de traction (amplitude  $\Sigma_0$ ) avec contrainte moyenne de traction non nulle ( $\Sigma_m$ ) et (b) différent chargements de torsion (amplitude  $\tau_0$ ) avec contrainte moyenne de cisaillement non nulle ( $\tau_m$ ).

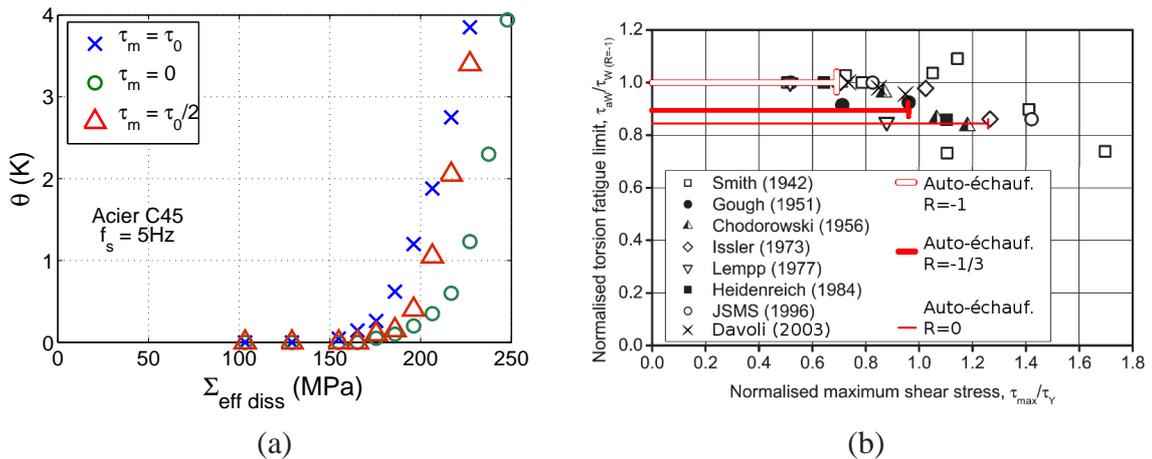


FIG. 2.27 : Effet de la contrainte moyenne de torsion : (a) courbes d'auto-échauffement pour trois rapports de charge en torsion différents (b) résultats de fatigue à grand nombre de cycles issus de la littérature [Davoli et al., 2003].

même graphique est toujours malaisée puisqu'un essai d'auto-échauffement correspond à une « plage » d'amplitude de contrainte. Afin de permettre malgré tout une estimation, on compile en figure 2.27 (b) les résultats de plusieurs campagnes de fatigue (répertoriées par [Davoli et al., 2003] auxquelles on ajoute celle présentée dans l'article sus-cité) et l'on représente les résultats de trois essais d'auto-échauffement sous la forme de trois segments correspondant en abscisse à la plage de contrainte maximale normée correspondante et en ordonnée à l'estimation de limite d'endurance (méthode [Luong, 1992]) normée. On retrouve en ordonnée sur la figure 2.27 (b) le décalage de  $-10\%$  pour  $R = -1/3$  et  $-15\%$

pour  $R = 0$  que l'on observe en abscisse sur la figure 2.27 (a).

Au final, la figure 2.27 (b) montre que résultats de fatigue et d'auto-échauffement sont encore une fois en bon accord. Tous deux montrent une influence de la contrainte moyenne de torsion sur la limite d'endurance, de l'ordre de  $-10\%$  à  $\tau_{max} = \tau_y$ . L'ordre de grandeur de l'influence de la contrainte moyenne sur l'initiation de microfissures semble donc équivalent en traction et torsion pour ce matériau. Par contre l'effet de la contrainte moyenne sur la propagation de ces fissures est très différent selon qu'il s'agisse de traction (une contrainte moyenne positive contribue à l'ouverture des fissures en mode I) ou de torsion (une contrainte moyenne de torsion n'assiste pas la propagation en mode I après bifurcation). Cette série d'essais avec contrainte moyenne est trop brève et de plus amples recherches sont nécessaires pour arriver à des conclusions définitives. On peut néanmoins dire qu'il est tentant, d'un point de vue pragmatique, de considérer cette influence comme négligeable et donc d'utiliser des modèles basés sur la pression hydrostatique. D'un point de vue théorique par contre, il faut garder à l'esprit que cette influence est non négligeable et la prendre en compte lors de l'élaboration de futurs modèles « d'amorçage » peut s'avérer utile.

Cette série d'essais à contrainte moyenne non-nulle, si restreinte soit-elle, montre encore une fois ([Doudard, 2004] l'avait par exemple montré dans le cas de la taille de grain et de la prédéformation) tout l'intérêt des essais d'auto-échauffement pour l'étude de l'influence de différents paramètres (de la microstructure comme du chargement) sur la tenue à la fatigue. Nous allons maintenant réaliser des chargements non-proportionnels pour voir si le modèle - initialement développé dans le cadre des chargements proportionnels - est également capable de les prévoir.

### 2.2.6 Validation dans des cas non-proportionnels

**Trajet stellaire** Le trajet « stellaire » a été choisi pour sa ressemblance aux trajets proportionnels. Un cycle de ce trajet est en effet constitué de 4 cycles de 4 sous-trajets correspondant respectivement aux trajets proportionnels à  $0$ ,  $\pi/4$ ,  $2\pi/4$  et  $3\pi/4$  (voir figure 2.28 (a)). L'amplitude de chacun des sous-trajets est choisie égale au sens de la contrainte équivalente de Von Mises. Ce trajet permettra ainsi comparer l'auto-échauffement de différents trajets proportionnels avec celui dû à un seul trajet non-proportionnel combinant les trajets sus-cités.

Le pilotage est ici externe et le signal est généré en utilisant LabView 6.1 et une carte PCI 6031E. Suite à un réglage approprié des PID et du signal de pilotage, chacun des sous-trajets est effectué à une fréquence de 5 Hz (comme lorsqu'il s'agissait des trajets proportionnels), si bien qu'un cycle complet du trajet stellaire prend  $4 \times 1/5 = 0.8$  s (figure 2.28 (b)).

La courbe d'auto-échauffement obtenue est présentée en figure 2.29. Il n'y a pas - tout au moins avec cette représentation - de différence notable avec la courbe d'auto-échauffement en traction tandis qu'elle se différencie de celle de torsion. La prise en compte de l'hétérogénéité va-t-elle expliquer ceci ?

Le facteur d'hétérogénéité  $H_{m+2}$  n'a pas de sens puisqu'il prend simplement en compte le maximum de l'amplitude équivalente au cours d'un cycle de chargement ( $H_{m+2}$  vaut donc 0,36 comme le trajet proportionnel de torsion qui le compose). Il est néanmoins aisé d'ob-

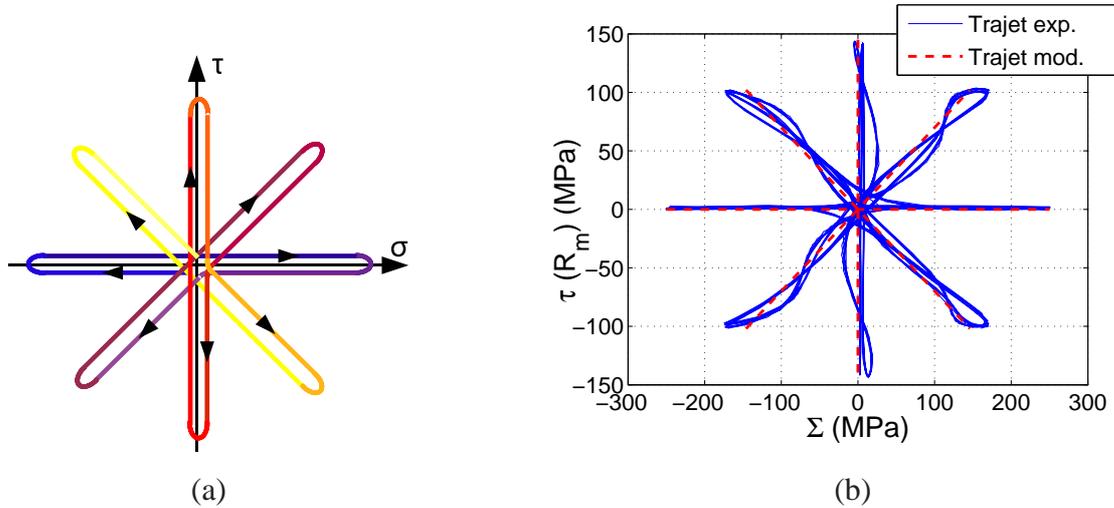


FIG. 2.28 : ((a) Trajet non-proportionnel « stellaire » théorique et (b) Trajet non-proportionnel « stellaire » imposé (mesure de la cellule d'effort).

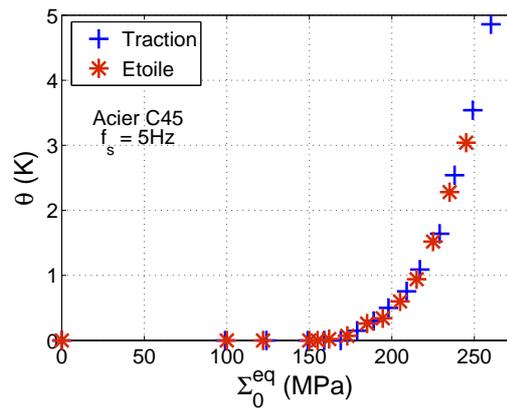


FIG. 2.29 : Courbe d'auto-échauffement sous trajet stellaire obtenue avec une éprouvette tubulaire en acier C45.

tenir un facteur  $G_{m+2}^{star}$  prenant en compte la non-proportionnalité car le chargement, globalement non-proportionnel, est une combinaison de sous-chargeurs proportionnels. L'idée est donc de « construire » le facteur  $G_{m+2}^{star}$  comme la moyenne des facteurs de chaque sous-trajet. Il s'agit de prendre en compte le fait que le chargement a été imposé « à contrainte équivalente de Von Mises au rayon moyen » tandis que le facteur d'hétérogénéité a été défini au rayon extérieur. On utilise pour cela le facteur correctif suivant

$$F_c(\Phi) = \left[ \cos^2(\Phi) \left( \frac{R_m^2}{R_e^2} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{m+2}{2}} \quad (2.23)$$

obtenu par l'expression de l'énergie dissipée totale en  $R_e$  à partir du chargement imposé en

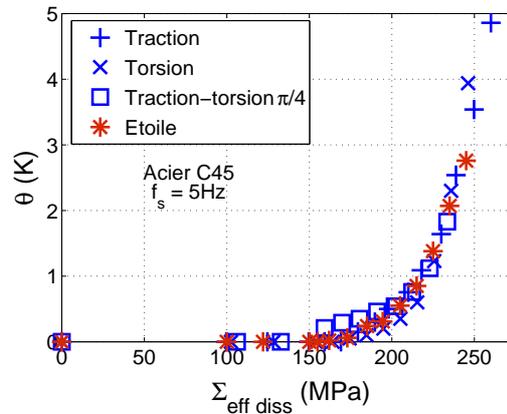


FIG. 2.30 : Courbe d'auto-échauffement sous trajet stellaire en fonction de  $\Sigma_{\text{eff diss}}$  obtenue avec une éprouvette tubulaire en acier C45.

$R_m$ . Le facteur d'hétérogénéité du trajet stellaire est alors donné par

$$G_{m+2}^{\text{star}} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 F_c(\Phi_n) H_{m+2}(\Phi_n), \quad (2.24)$$

avec  $\Phi_n$  prenant les valeurs 0 rad, 0,841 rad ( $\approx 48^\circ$ ),  $\pi/2$  rad et 2,30 rad ( $\approx 132^\circ$ ) pour  $n$  variant de 1 à 4. La différence d'angle avec la définition du trajet imposé est simplement due également au passage au rayon extérieur.

L'ordre de grandeur de ce facteur est  $G_{m+2}^{\text{star}} = 0,51$  pour  $m = 12$ , valeur équivalente à celle d'un trajet proportionnel de direction  $\phi \approx 0,59\pi$  rad  $\approx 34^\circ$ . On peut donc maintenant représenter en figure 2.30 les courbes d'auto-échauffement pour les trajets proportionnels composant le trajet stellaire et le trajet stellaire lui-même. On voit que toutes les courbes proportionnelles sont superposées grâce à l'usage de  $\Sigma_{\text{eff diss}}$ . La courbe du trajet non-proportionnel, qui semblait équivalente à celle de traction sur la figure 2.29, se révèle être (étroitement) comprise entre celles des trajets qui la composent. Si ceci nous permet d'affirmer, dans ce cas de chargement, que le facteur  $G_{m+2}^{\text{star}}$  est pertinent, il n'est pas possible de conclure en ce qui concerne l'absence d'interactions entre les différents plans de glissements activés par les différentes directions de chargement. En effet, il se peut tout aussi bien que des interactions provoquent une augmentation de la dissipation sur certains plans tout en la diminuant sur d'autres, ne modifiant pas la réponse macroscopique. D'autres matériaux devront être testés pour approfondir la discussion de ce premier essai.

**Trajet circulaire** Le trajet « circulaire » (figure 2.31 (a) et (b)) a été choisi car l'effet de sa non-proportionnalité est généralement<sup>10</sup> important. Dans le cas où l'on impose la

<sup>10</sup>Ce type de chargement est considéré traditionnellement comme ayant un des plus forts effets non-proportionnels en plasticité. Cependant d'autres trajets (printaniers) présentent des influences encore plus fortes sur l'écroutissage additionnel [Calloch, 1997].

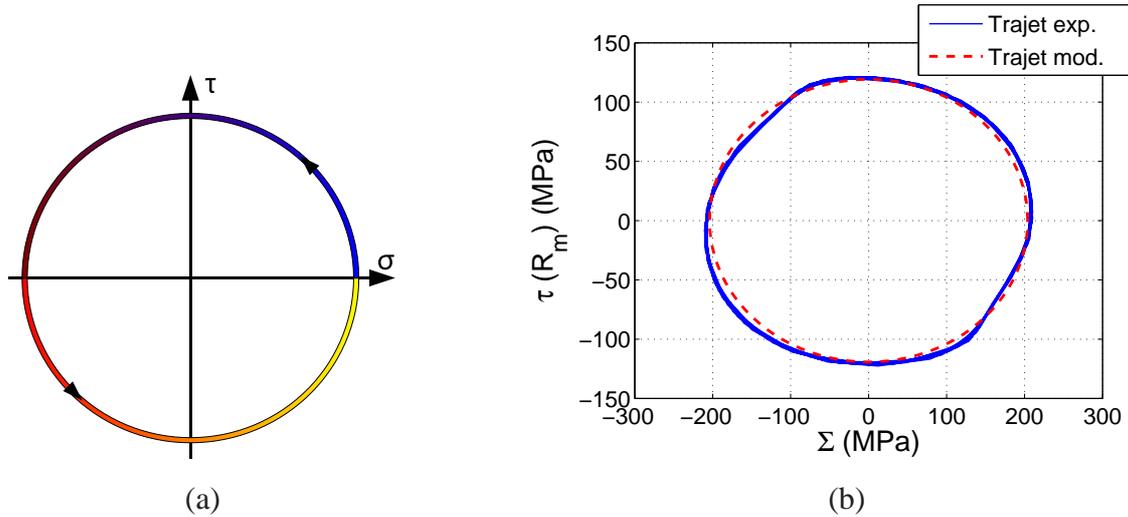


FIG. 2.31 : (a) Trajet non-proportionnel « circulaire » théorique et (b) Trajet non-proportionnel « circulaire » imposé (mesure de la cellule d'effort).

contrainte au rayon moyen  $R_m$ , il peut être décrit par en tout point de rayon  $r$  de l'éprouvette par

$$\tau_0(r) = \sqrt{3}\Sigma_0 \frac{r}{R_m} \quad \text{et} \quad \delta = \pi/2. \quad (2.25)$$

ce qui est équivalent à dire que le trajet est réalisé à contrainte équivalente de Von Mises constante. Ce trajet est effectué dans les mêmes conditions que précédemment (fréquence de 5 Hz, 3000 cycles par palier).

La courbe d'échauffement obtenue est présentée en figure 2.32 avec l'équivalent en traction pure afin de mieux apprécier les différences. L'allure générale des deux courbes est identique, mais celle correspondant au trajet non-proportionnel est translatée vers la gauche, ce qui correspond à un auto-échauffement plus intense.

Ne pouvant faire de généralité dans le cas *non-proportionnel*, un chargement particulier, permettant une étude analytique, est donné à titre d'exemple par [Doudard, 2004]. C'est le cas d'un chargement « circulaire homogène de traction-cisaillement », défini par l'équation (2.25) à ceci près que le chargement ne dépend pas du rayon  $r$  (cas théorique d'une éprouvette parfaitement homogène). Il est montré qu'une forme simple de  $D_f$  peut être obtenue

$$D_f^{circ}(\Sigma_0^{eq}, \sigma_y) = \frac{2\pi V_0 \sigma_y^\mu}{h} \sqrt{\langle (\Sigma_0^{eq})^2 - (\sigma_y^\mu)^2 \rangle}. \quad (2.26)$$

D'une part un trajet non-proportionnel sollicite une plus grande population de foyers puisque différentes sous-populations sensibles à différentes directions de chargements sont simultanément activées. D'autre part la dissipation de chaque foyer est intrinsèquement plus élevée que sous un chargement proportionnel car l'écoulement plastique peut être permanent au cours d'un cycle (c'est le cas du trajet circulaire de traction-torsion) tandis qu'un

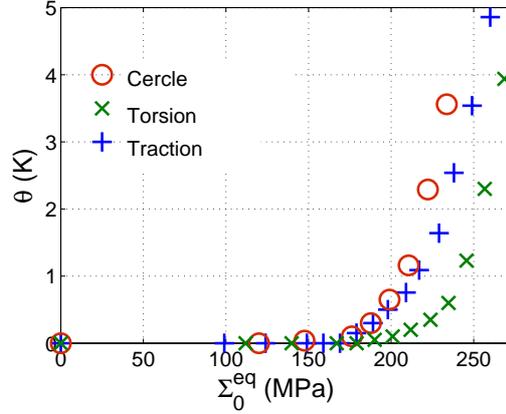


FIG. 2.32 : Courbe d'auto-échauffement sous trajet circulaire obtenue avec une éprouvette tubulaire en acier C45.

passage par un régime élastique a toujours lieu lors d'un chargement proportionnel, comme montré sur la figure 2.33. C'est ce deuxième phénomène qui est ici pris en compte.

Toujours par le même jeu d'intégration, [Doudard, 2004] obtient l'expression de l'énergie dissipée totale dans ce cas *non-proportionnel*, qu'il met sous la forme

$$D^{circ} = g(m)D^{prop} \quad (2.27)$$

en définissant le facteur  $g(m)$  qui lui permet de conserver l'expression  $D^{prop}$  de la dissipation totale dans le cas proportionnel.

Cette fois-ci, il n'est plus possible de simplifier  $\Delta$  à cause de l'expression plus complexe de  $D$ .  $\Delta$  doit être obtenu, *a priori*, par intégration numérique en appliquant les mêmes hypothèses que précédemment. Il est néanmoins possible de définir, à l'instar de l'équation (2.16), un facteur d'hétérogénéité non-proportionnelle

$$G_{m+2} = \Delta / \Delta_{0M}. \quad (2.28)$$

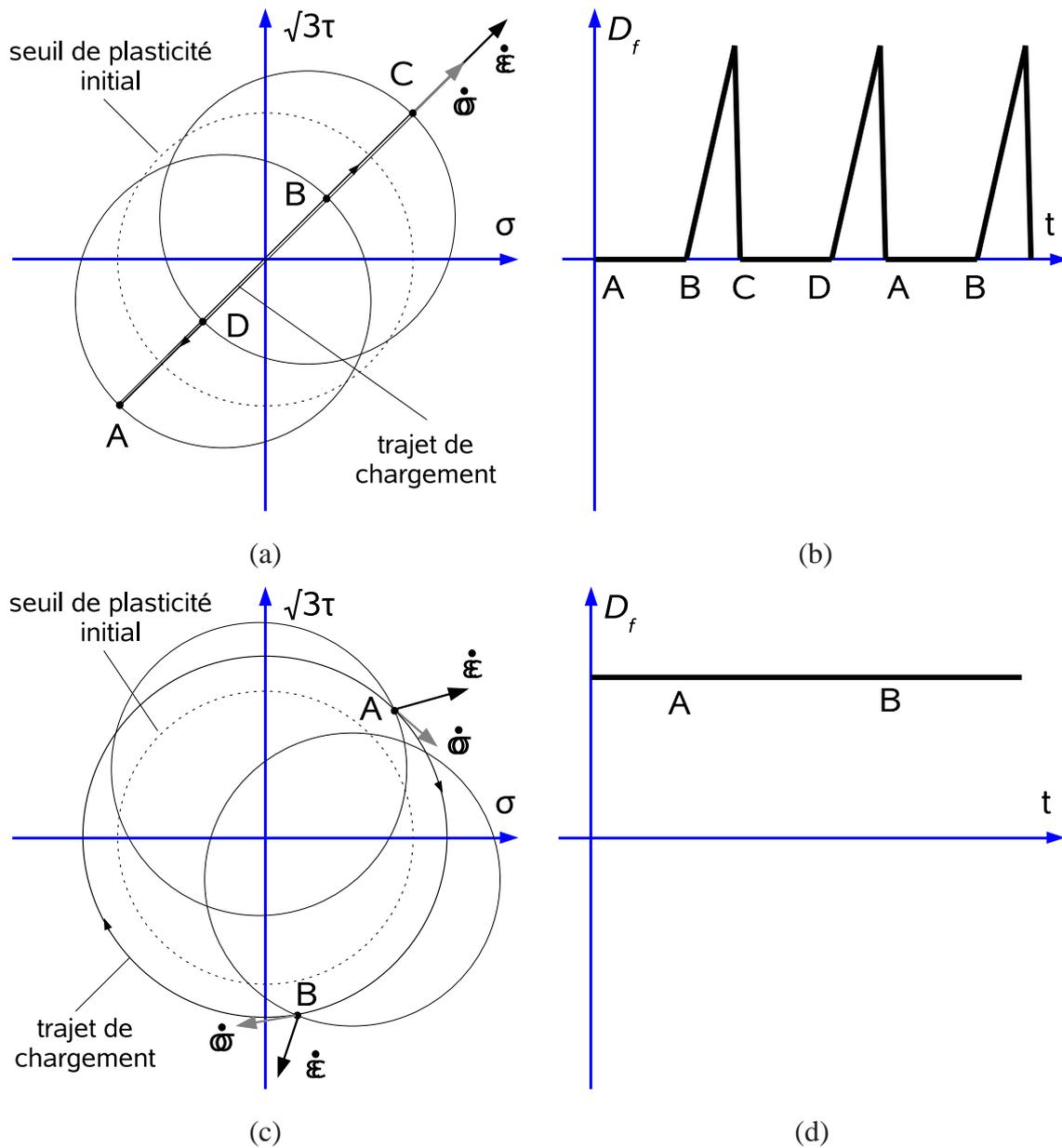
Il est par conséquent possible d'étendre le concept de contrainte dissipative effective aux chargements non-proportionnels

$$\Sigma_{eff\ diss} = G_{m+2}^{\frac{1}{m+2}} \Sigma_{0M}^{eq}, \quad (2.29)$$

avec pour les cas proportionnels  $G_{m+2} = H_{m+2}$ . L'intérêt d'une telle extension est qu'à présent la température stabilisée  $\bar{\theta}$  s'écrit dans tout les cas (hétérogène ou non, proportionnel ou non)

$$\bar{\theta} = \eta \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_{eff\ diss})^{m+2}}{V_0 S_0^m}, \quad (2.30)$$

ce qui est exactement la même forme que l'équation 1.19 dans le cas homogène. Maintenant que nous avons les expressions générales décrivant le comportement thermique sous chargement hétérogène multiaxial, nous allons calculer les facteurs d'hétérogénéité dans le



**FIG. 2.33 :** Dissipation au cours d'un cycle de chargement proportionnel (a & b) et circulaire de traction-torsion (c & d). Pour plus de détails sur le trajet proportionnel, voir figure A.1 en Annexe A.

$\Phi$ (rad.)	$0,318\pi = \tan(\sqrt{3}\frac{9}{10})$	$\pi/3 = \tan(\sqrt{3})$	$0,347\pi = \tan(\sqrt{3}\frac{10}{9})$
$\Sigma_0/\Sigma_0^{eq}$ (cercle)	1	1	$\frac{9}{10}$
$D/D_{cercle}$	$m = 12$	0,51	0,63
	$m = 15$	0,45	0,48
	$m = 18$	0,39	0,44

**TAB. 2.6 :** Variation de la dissipation  $D$  en fonction de la direction de chargement (traction ou cisaillement), pour une même ellipticité.

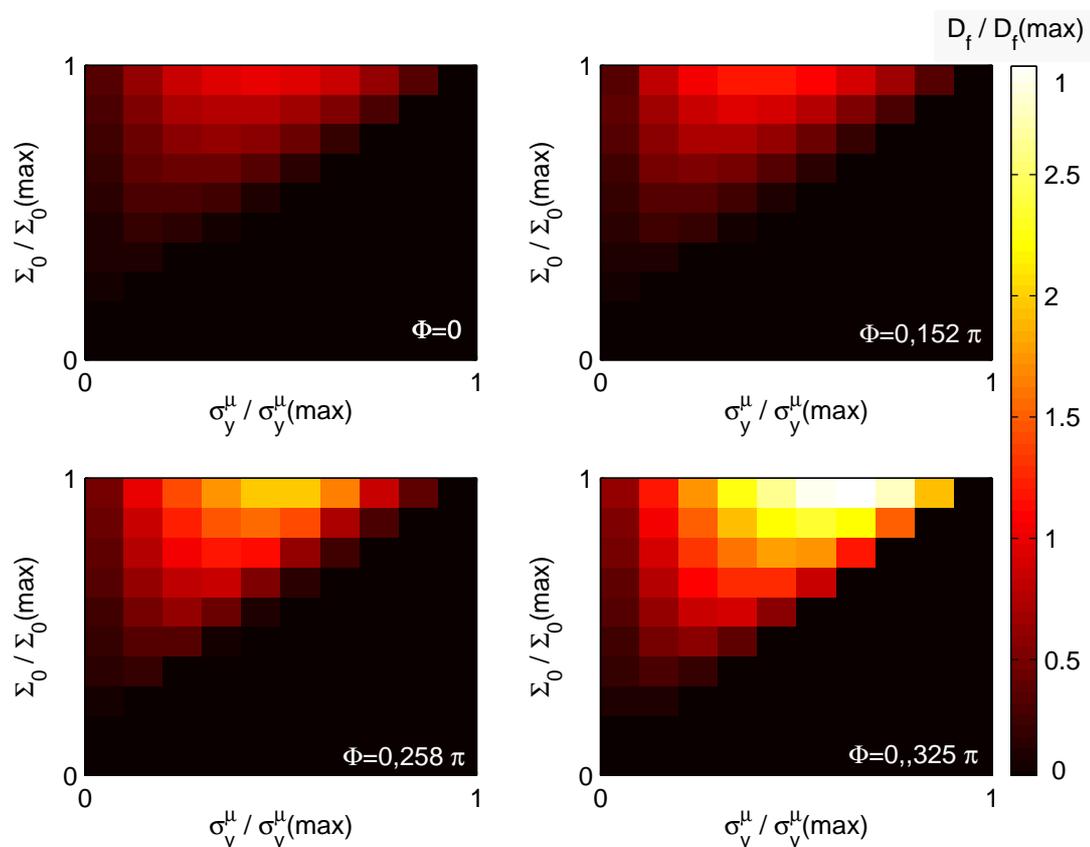
cas particulier de traction-torsion sur éprouvette tubulaire.

Comme annoncé précédemment, la difficulté vient ici de la forme de  $D$ . En effet si l'on en connaît une valeur analytique pour les points de la zone utile situés sur le rayon correspondant à une contrainte de Von Mises constante, il n'en est pas de même pour tous les autres points où le trajet est alors elliptique. Le paramètre  $\Phi$  permet ici de décrire cette ellipticité puisqu'il est obtenu en faisant le rapport de  $\tau_{0M}$  sur  $\Sigma_0$ , autrement dit le rapport des deux axes de l'ellipse. Ainsi comme le montre le tableau 2.6,  $\Phi = \pi/3$  correspond à un trajet circulaire,  $\Phi < \pi/3$  à un trajet elliptique avec une amplitude de traction supérieure à celle de cisaillement et  $\Phi > \pi/3$  à un trajet elliptique avec une amplitude de traction inférieure à celle de cisaillement.

Le calcul numérique de  $G_{m+2}^{circ}$  est réalisé par une série d'intégrations en deux étapes. La dissipation d'un foyer est calculée par un logiciel d'intégration de loi de comportement (Si-dolo v. 2.4495), tandis que la série d'intégrations sur la population de foyers et la géométrie de la zone utile est effectuée à l'aide d'un logiciel de calcul matriciel (Matlab 7.2).

La précision de la puissance dissipée calculée sous SiDoLo dépend du pas de temps  $pas_t$  et du schéma d'intégration choisi. La puissance dissipée par cycle et par foyer  $D_f$  est obtenue par moyenne des  $n_{moy}$  derniers cycles de chargement d'un ensemble de  $n_{cycles}$  cycles simulés. L'érouissage est considéré stabilisé pour  $n_{cycles} = 7$  ( $1 - \frac{D_f^N(n_{cycles}=7;n_{moy}=1)}{D_f^N(n_{cycles}=8;n_{moy}=1)} < 0,01$  %). On vérifie la précision du calcul dans de telles conditions en calculant l'erreur entre la dissipation d'un foyer sous chargement circulaire obtenue numériquement  $D_{moy}^N$  et celle obtenue analytiquement  $D_{moy}^A$ . On obtient

$$1 - \frac{D_{moy}^N}{D_{moy}^A} < 0,05 \text{ \%} \quad (2.31)$$



**FIG. 2.34 :** Évolution de la dissipation par cycle d'un foyer  $D_f$  en fonction de  $\Sigma_0/\Sigma_0(max)$  et  $\sigma_y^\mu/\sigma_y^\mu(max)$  pour différentes valeurs du facteur  $\Phi$ . Toutes les variables sont normées et la même échelle de dissipation normée est utilisée pour toutes les cartes.

ce qui est jugé satisfaisant.

Il est alors possible d'observer, figure 2.34, la variation d'énergie dissipée par foyer en fonction de l'amplitude du chargement  $\Sigma_0^{eq}$ , de son ellipticité  $\Phi$  et de la limite de microplasticité  $\sigma_y^\mu$  :

- On remarque tout d'abord que pour chaque carte, le triangle inférieur droit est nul, ce qui correspond simplement au fait que dans cette région  $\Sigma_0^{eq} < \sigma_y^\mu$ .
- La dissipation augmente dans tous les cas avec  $\Sigma_0^{eq}$  (lecture selon une colonne)
- La dissipation augmente avec l'ellipticité du chargement  $\Phi$  (lecture par carte), ce qui correspond à la description de l'écoulement plastique de la figure 2.33. Plus précisément la dissipation n'augmente pas linéairement avec l'ellipticité. Si d'une carte à l'autre l'ellipticité est incrémentée d'un pas quasi régulier, on voit qu'il n'en est pas de même pour la dissipation : l'accroissement de  $D_f$  est bien plus important entre les deux dernières cartes qu'entre les deux premières. Ceci vient du fait que, partant d'un trajet proportionnel, lui ajouter une faible ellipticité ne modifiera que peu l'alternance de régimes élastique et plastique (figure 2.34, (a) et (b)) ; par contre

lorsque le trajet est déjà fortement elliptique, une légère augmentation de celle-ci entraîne une forte augmentation de la part du régime plastique (figure 2.34, (c) et (d)). On peut faire l'analogie avec l'aire de l'intersection (ellipse de chargement)  $\cap$  (cercle de Von Mises de limite d'élasticité) qui va augmenter d'autant plus vite lors d'un incrément d'ellipticité que l'ellipse est déjà proche d'un cercle.

- Enfin, il mérite d'être noté que le « type » de foyer (défini par sa limite de microplasticité) fournissant le maximum d'énergie dissipée dépend de l'ellipticité. Cela est visible en comparant les cartes  $\Phi = 0$  et  $\Phi = \pi/3$ , où l'on voit que ce maximum s'est déplacé vers les foyers à haute limite de microplasticité (décalage d'environ 20 % de la plage totale de variation). Si l'on adopte toujours les hypothèses et le point de vue du modèle uniaxial, cela signifierait que les foyers « critiques » pour la durée de vie en fatigue multiaxiale ne sont pas les mêmes que ceux en fatigue uniaxiale.

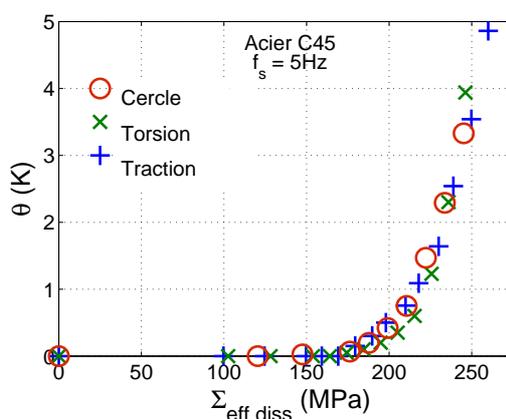
L'intégration sur la population de foyers (équation (1.15)) est obtenue en discrétisant la plage de variation de la limite de microplasticité  $\sigma_y^u$  avec un pas variable (36 pas). Le tableau 2.6 présente la variation d'énergie dissipée totale  $D$  en fonction de l'orientation de l'ellipticité. On peut noter que :

- On retrouve tout d'abord que la dissipation est maximale pour un trajet circulaire. Il faut néanmoins garder à l'esprit que dans le cas étudié, l'hétérogénéité de l'amplitude des contraintes prime sur l'effet de non-proportionnalité, c'est-à-dire que la dissipation n'est pas maximale au rayon moyen mais au rayon extérieur car les contraintes y sont plus élevées.
- Comme vu précédemment, la dissipation varie de manière importante si l'on s'écarte ne serait-ce qu'un peu du trajet circulaire (une variation de 10 % de l'ellipticité entraîne une perte de dissipation de 50 % pour  $m = 12$ ).
- Ensuite, à l'instar de l'effet d'hétérogénéité lors des trajets proportionnels, l'effet de non-proportionnalité est d'autant plus prononcé que le paramètre  $m$  est élevé. C'est encore une fois dû au fait qu'une valeur de  $m$  basse tend à « lisser » les variations de dissipation en fonction des paramètres par effet de moyenne, tandis qu'une valeur élevée exacerbe les effets via une réponse quasi similaire de tous les foyers.
- Enfin on peut remarquer que pour une même ellipticité et une même amplitude (première et dernière colonne), mais pour une direction différente (majorité de traction pour l'une, de cisaillement pour l'autre), la dissipation totale  $D$  est plus élevée dans le cas d'un cisaillement dominant (ici environ 10 %). Ce comportement est différent de celui sous chargement proportionnel, où pour une même amplitude de Von Mises du chargement, traction pure et cisaillement pur provoquent la même dissipation totale.

On discrétise à présent la géométrie - on fait varier le rayon de manière incrémentale par pas fixe de 1 % de l'épaisseur du tube (donc 25 pas en tout) - pour intégrer sur tout le volume tubulaire de la zone utile et obtenir finalement  $\Delta$  et  $G_{m+2}^{\text{circ}}$  pour différentes valeurs de  $m$ . Dans le même temps on calcule analytiquement un facteur  $\hat{G}_{m+2}^{\text{circ}}$  correspondant à l'hypothèse d'homogénéité de [Doudard, 2004]. Le tableau 2.7 permet de comparer les valeurs respectivement obtenues. Le facteur  $\hat{G}_{m+2}^{\text{circ}}$  ayant été proposé avec le rayon moyen comme référence par [Doudard, 2004], nous utilisons cette convention également pour  $G_{m+2}^{\text{circ}}$  dans ce tableau uniquement. L'erreur, sur une plage raisonnable de valeurs de  $m$ , reste très faible

$m$	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
$G_{m+2}^{\text{circ}}$	5,77	6,10	6,42	6,72	7,01	7,29	7,56	7,82	8,08	8,33	8,58
$\hat{G}_{m+2}^{\text{circ}}$	5,74	6,07	6,38	6,68	6,96	7,24	7,50	7,75	8,00	8,24	8,47
erreur(%)	0,45	0,48	0,50	0,55	0,62	0,69	0,80	0,89	1,01	1,14	1,29

**TAB. 2.7 :** Variation du facteur d'hétérogénéité non-proportionnelle avec ( $G_{m+2}^{\text{circ}}$ ) et sans ( $\hat{G}_{m+2}^{\text{circ}}$ ) prise en compte de l'hétérogénéité selon le module de Weibull  $m$  (les deux facteurs sont exprimé avec le rayon moyen comme référence).



**FIG. 2.35 :** Courbe d'auto-échauffement sous trajet circulaire obtenue avec une éprouvette tubulaire en acier C45.

(< 1,5 %). On peut donc utiliser l'approximation d'homogénéité dans le cas du chargement circulaire au rayon moyen sur notre géométrie d'éprouvette. Enfin, on remarque les valeurs particulièrement élevées (> 1) du facteur  $G_{m+2}^{\text{circ}}$  par rapport à  $H_{m+2}$ , ce qui est dû à la dissipation des foyers beaucoup plus intense sous ce chargement non-proportionnel.

La figure 2.35 présente les courbes d'auto-échauffement des trajets proportionnels de traction et de torsion ainsi celui non-proportionnel circulaire, cette fois-ci en fonction de la contrainte dissipative effective (on a  $G_{m+2}^{\text{circ}} = 1,48$ ,  $H_{m+2}(\Phi = \pi/2) = 0,32$  et  $H_{m+2}(\Phi = 0) = 1$  pour  $m = 12$  avec le rayon extérieur comme référence). Contrairement à la figure 2.32, les trois courbes sont maintenant superposées, preuve de la pertinence de  $\Sigma_{\text{eff diss}}$ , c'est-à-dire de la combinaison d'effet d'hétérogénéité structurale (seul effet présent lors de la torsion pure) et de variation d'énergie dissipée des foyers en fonction de la non-proportionnalité (effet supplémentaire lors du trajet circulaire sans pour autant ajouter de paramètre).

### 2.3 Conclusions quant aux essais d'auto-échauffement multiaxiaux

Nous avons montré à travers deux campagnes d'essais d'auto-échauffement qu'il était possible d'étendre le modèle probabiliste uniaxial aux chargements multiaxiaux propor-

tionnels par la simple introduction d'une contrainte équivalente  $\Sigma_a$ . Le choix de la forme de  $\Sigma_a$  s'appuie sur une surface d'iso-auto-échauffement, obtenue suivant une procédure de détection de surface rapide avec une seule éprouvette. Dans le cas de l'acier C45,  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$  est une très bonne approximation, tandis que dans le cas de l'acier DP600 LC, la contrainte d'activation doit dépendre de la contrainte hydrostatique pour être dans la même marge d'erreur. Cette contrainte d'activation identifiée, il est alors possible de rendre compte de n'importe quel essai d'auto-échauffement sous trajet *proportionnel* en le ramenant à une courbe d'auto-échauffement équivalente (par exemple de traction).

La campagne de chargement de traction-torsion a également permis de montrer qu'il était possible de s'affranchir de l'hétérogénéité du chargement via l'utilisation d'une contrainte effective de dissipation, et donc permis d'étendre cette notion de courbe équivalente aux chargements multiaxiaux proportionnels *hétérogènes*.

L'autre intérêt de cette seconde campagne est le passage à des sollicitations multiaxiales non-proportionnelles. Grâce à une extension de la contrainte effective dissipative prenant en compte la dissipation des foyers sous chargement non-proportionnel, le concept de courbe équivalente est applicable aux trajets multiaxiaux *non-proportionnels*.

Fort de ces extensions, *le modèle est capable de ramener toute courbe d'auto-échauffement, proportionnelle comme non-proportionnelle, homogène comme hétérogène, à une courbe d'auto-échauffement équivalente* (figure 2.35) qui rend compte des propriétés matériau indépendamment de la géométrie de l'éprouvette et du chargement. Ce résultat est d'importance car il justifie les approches thermiques globales de structures (nous reparlerons en particulier de celle proposée par [Arnould et al., 2005] en fin de ce chapitre). Il est à présent nécessaire d'étudier le pendant de ces extensions en fatigue à grand nombre de cycles.

### 3 Prévision en fatigue à grand nombre de cycles

#### 3.1 Extension du modèle aux chargements multiaxiaux hétérogènes

Il s'agit à présent d'étendre le modèle aux essais de fatigue multiaxiaux hétérogènes et de vérifier si ses prévisions sont en accord avec les résultats précédents. Nous allons voir que cette extension, identique à celle de [Weibull, 1939], aura pour seule différence majeure avec l'extension précédente la distinction entre facteur d'hétérogénéité de dissipation et de contrainte.

La contrainte équivalente d'activation  $\Sigma_a$  ayant été introduite dans l'intensité du processus ponctuel de Poisson  $\lambda_p$ , l'équation (1.21), qui exprime la probabilité de rupture de la structure, devient

$$P_F = 1 - \exp \left[ \int_{\Omega} -\frac{V_{\Omega}}{V_0} \left( \frac{\Sigma_a(M)}{S_0} \right)^m dV_{\Omega} \right], \quad (2.32)$$

qu'il est possible de réécrire en introduisant un facteur d'hétérogénéité comme

précédemment

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V H_m}{V_0} \left( \frac{\Sigma_{aM}}{S_0} \right)^m \right] \quad \text{où} \quad \Sigma_{aM} = \max_V (\Sigma_a), \quad (2.33)$$

c'est-à-dire l'équivalent de l'équation (1.22), à ceci près qu'on utilise plus simplement l'amplitude uniaxiale du chargement  $\Sigma_0$  mais l'amplitude du chargement au sens de la contrainte équivalente  $\Sigma_a$ . De même, le facteur d'hétérogénéité  $H_m$  est maintenant défini par

$$H_m = \frac{1}{V} \int \left( \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{aM}} \right)^m dV. \quad (2.34)$$

Ce facteur d'hétérogénéité *des contraintes* noté  $H_m$  a exactement la même forme que le facteur d'hétérogénéité *de dissipation* noté  $H_{m+2}$  défini pour les essais d'auto-échauffement. L'unique différence est la puissance  $m$  pour l'un et  $m+2$  pour l'autre. L'équation (2.33) peut finalement, à l'instar de la surface d'iso-auto-échauffement, être mise sous la forme

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \left( \frac{\Sigma_{eff}}{S_0} \right)^m \right], \quad (2.35)$$

avec cette fois-ci la contrainte effective

$$\Sigma_{eff} = H_m^{\frac{1}{m}} \Sigma_{aM}. \quad (2.36)$$

L'équation (2.35) décrit alors une « surface d'iso-probabilité de rupture », pendant de la surface de plasticité, cette fois en fatigue. On voit alors le lien entre surface d'iso-auto-échauffement et surface d'iso-probabilité de rupture.

Ce lien est encore plus frappant dans le cas particulier d'éprouvettes homogènes où  $\Sigma_a = \Sigma_0^{eq}$  (cas de l'acier C45 et dans une moindre mesure de l'acier DP600 LC), puisqu'alors toutes deux sont définies exactement de la même manière, comme le montre l'équation (2.37), via des contraintes effectives identiques ( $H_m = H_{m+2} = 1$  puisqu'il y a homogénéité). Il est alors possible d'interpréter la surface d'iso-auto-échauffement directement comme une surface d'iso-probabilité de rupture

$$\Sigma_0^{eq} = S_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{1/m} \ln^{1/m} \left( \frac{1}{1 - P_F} \right) \quad \text{et} \quad \bar{\theta} = \eta V_f \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{eq})^{m+2}}{(V_0^{1/m} S_0)^m}. \quad (2.37)$$

Dans le cas de la géométrie d'éprouvette en acier C45, nous avons vu que quantitativement la différence entre  $H_m$  et  $H_{m+2}$  est faible. En conséquence, surface d'iso-auto-échauffement et surface d'iso-probabilité de rupture sont quasiment identiques

$$\Sigma_{eff} = S_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{1/m} \ln^{1/m} \left( \frac{1}{1 - P_F} \right) \quad \text{et} \quad \bar{\theta} = \eta \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_{eff}^{diss})^{m+2}}{V_0 S_0^m}, \quad (2.38)$$

avec  $\Sigma_{eff} \approx \Sigma_{eff}^{diss}$ . Enfin dans les cas plus généraux d'éprouvettes à plus forte hétérogénéité et/ou avec  $\Sigma_a \neq \Sigma_0^{eq}$ , l'équivalence des surfaces existe toujours, mais n'est plus aussi directe.

On peut comme au chapitre 1 définir le volume effectif  $V_{eff} = VH_m$  et donc obtenir la moyenne de la limite d'endurance de la structure  $\bar{\Sigma}_\infty$  et son écart-type  $\overline{\overline{\Sigma}}_\infty$  qui ont les mêmes formes que présentées équations (1.27) et (1.28).

Il doit être noté que le modèle « ne distingue pas », d'un point de vue limite d'endurance, un trajet proportionnel d'un trajet non-proportionnel, alors qu'il est expérimentalement connu que les aciers ont une limite d'endurance sous chargement non-proportionnel moindre ([Papadopoulos et al., 1997] compile par exemple les résultats de fatigue à 1 million de cycles pour 4 aciers différents ; tous présentent une chute de la limite d'endurance de l'ordre de 30 % lors d'essais circulaires par rapport à celle sous chargement proportionnel). Seule la contrainte équivalente d'activation  $\Sigma_a$  intervenant dans la définition de  $H_m$ , le volume effectif sera identique simplement si l'hétérogénéité de l'amplitude équivalente du chargement (au sens de  $\Sigma_a$ ) est égale. C'est par exemple le cas, si  $\Sigma_a = \Sigma_{VM}$ , entre un chargement homogène de traction pure alternée et un chargement homogène circulaire (c'est-à-dire à contrainte de Von Mises constante).

Deux campagnes d'essais de fatigue à 5 millions de cycles vont maintenant être menées pour être confrontées à ces prévisions. D'une part, une campagne sous sollicitation de traction alternée, sur un nombre important d'éprouvettes, afin d'avoir une bonne estimation de la limite d'endurance et de la dispersion, et d'autre part, une campagne sous sollicitation de traction-torsion destinée à évaluer seulement la limite d'endurance pour différents trajets multiaxiaux. Pour réduire les coûts et la durée de la période d'essai, la campagne de traction est réalisée sur une machine dédiée, à fréquence élevée, avec des éprouvettes de traction, moins onéreuses. Seuls les essais nécessitant un chargement de torsion sont conduits sur la machine de traction-torsion, de fréquence moindre, en utilisant des éprouvettes adéquates, plus chères. Par manque de matière, les influences de  $\Sigma_m$  et  $\tau_m$  ne seront pas étudiées.

## 3.2 Cas de la traction

### 3.2.1 Moyen d'essai

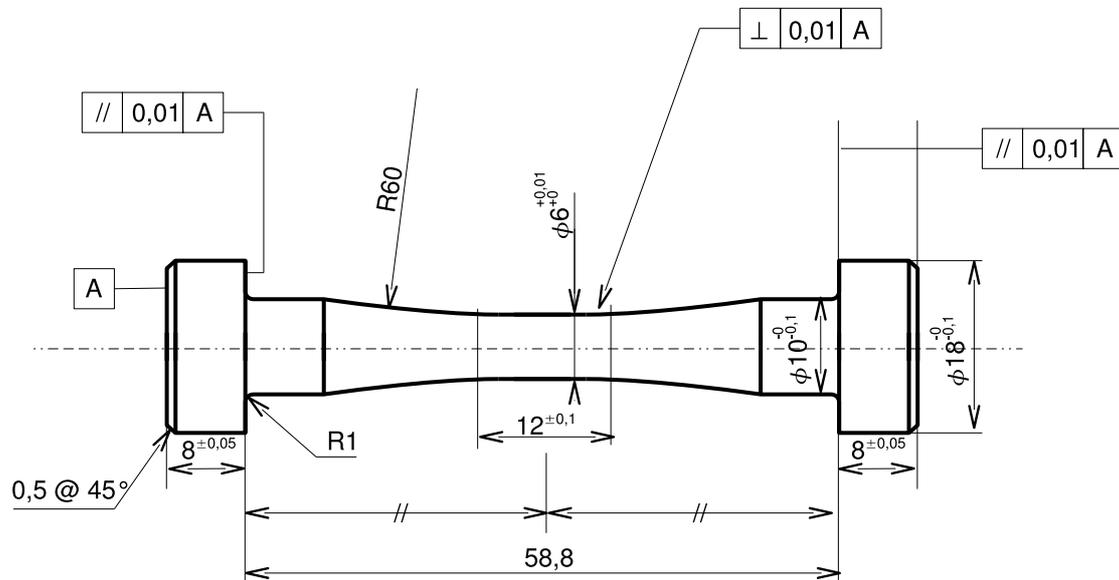
La campagne d'essais en traction pure est menée par l'entreprise METCUT Recherches SAS. La machine d'essai est servohydraulique d'une capacité de 50 kN. La fréquence de sollicitation varie entre 20 et 60 Hz selon l'essai<sup>11</sup>.

### 3.2.2 Éprouvettes

Les éprouvettes sont obtenues suivant le même protocole que précédemment (même brut, même usineur, même emplacement de prélèvement, même type d'usinage et même type de finition). Leur géométrie est donnée en figure 2.36. Afin de réaliser l'ensemble

<sup>11</sup>Au vu du présent travail, il est possible de dire que ces variations de fréquence entraînent des températures d'éprouvettes différentes, bien que la température ambiante de l'essai reste la même. Néanmoins, on peut estimer - par extrapolation de résultats d'essais d'auto-échauffement réalisés sur les mêmes éprouvettes au laboratoire - que ces variations de température ne changeront pas significativement la limite d'endurance (dans le cas présent, les éprouvettes doivent être à environ +20 K et +60 K de l'ambiante dans les cas extrêmes).

de la campagne, 50 éprouvettes sont usinées. Vu que leur conception ne correspond pas à celle utilisée habituellement sur la machine d'essai, des demi-coquilles d'adaptation sont fabriquées spécialement.



Tolérance générale  $\pm 0,1$

FIG. 2.36 : Éprouvette de fatigue à grand nombre de cycles en traction en acier C45 (unités en mm).

### 3.2.3 Campagne d'essais

Les essais sont conduits jusqu'à 5 millions de cycles s'il n'y a pas rupture totale de l'éprouvette avant. La limite d'endurance  $\bar{\Sigma}_{\infty}$  est évaluée avec la méthode dite « staircase » ou encore « de l'escalier ». Cette méthode consiste à solliciter successivement plusieurs éprouvettes, en diminuant (resp. augmentant) l'amplitude de sollicitation d'un incrément  $p$  si le précédent essai s'est soldé par une rupture (resp. une non-rupture). On obtient donc une série d'essais, passant d'un niveau d'amplitude à un autre selon une règle bien définie. On peut au final déduire la limite d'endurance et l'écart-type de la dispersion de fatigue en suivant la démarche présentée ci-dessous.

Il faut tout d'abord déterminer quel événement (rupture ou non) s'est produit le moins fréquemment. On peut alors comptabiliser son nombre de réalisations par niveau de chargement,  $N_i$ , où  $i = 0$  correspond au plus bas niveau. On calcule alors

$$N_t = \sum_i N_i \quad \text{puis} \quad A = \sum_i i \times N_i \quad \text{et} \quad B = \sum_i i^2 \times N_i. \quad (2.39)$$

La limite d'endurance calculée par la méthode de Dixon-Mood est alors donnée par

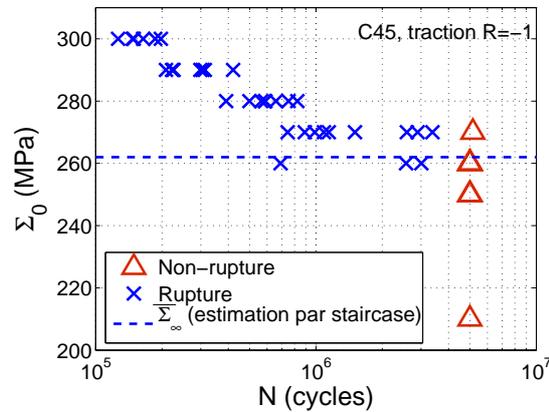


FIG. 2.37 : Courbe de Wöhler en traction à  $R = -1$  de l'acier C45 utilisé.

[Lieurade, 1982]

$$\bar{\Sigma}_{\infty} = \Sigma_{0,i=0} + p \left( \frac{A}{N} \pm \frac{1}{2} \right), \quad (2.40)$$

avec  $-\frac{1}{2}$  (resp.  $+\frac{1}{2}$ ) si l'on considère les résultats de rupture (resp. non-rupture). L'écart-type est quant à lui donné par

$$\bar{\Sigma}_{\infty}^{\pm} = 1,62 \times p \times \left( \frac{NB - A^2}{N^2} + 0,029 \right). \quad (2.41)$$

### 3.2.4 Résultats

Dans le cadre de cette campagne d'essai, cette méthode est appliquée à 15 éprouvettes, en utilisant un pas de  $p = 10$  MPa. On obtient alors une estimation pertinente de la limite d'endurance  $\bar{\Sigma}_{\infty} = 262$  MPa.

Afin de mesurer au mieux la dispersion des résultats, un staircase fictif - construit *a posteriori*, comprenant le maximum de résultats issus de la campagne de 50 éprouvettes - est utilisé. Il comprend 25 essais, et amène à une estimation de l'écart-type de la dispersion de l'ordre de 7 MPa. Ceci est très faible pour un acier de ce type et conduirait à un coefficient de variation de  $CV = 0,03$  ([Flacelière et Morel, 2004] mesurent par exemple un coefficient  $CV = 0,05$  pour un acier C36 en traction). On suppose que c'est le nombre restreint d'essais composant ce staircase qui ne permet pas de prendre en compte toute la distribution des résultats. En effet [Bathias et Bailon, 1997] recommandent au moins 50 éprouvettes pour évaluer l'écart-type.

Le reste des éprouvettes est réparti sur 4 niveaux de chargement afin de décrire une courbe de Wöhler à 50 % de probabilité de rupture. L'ensemble des résultats est présenté en figure 2.37. Sur les 48 éprouvettes testées, 33 ont une rupture dans la zone utile et 2 au droit du congé de raccordement, ce qui ne semble pas significatif.

La campagne de traction était destinée initialement à nous permettre d'identifier la limite d'endurance à 5 millions de cycles ainsi que le paramètre  $A$  du modèle. On peut de plus

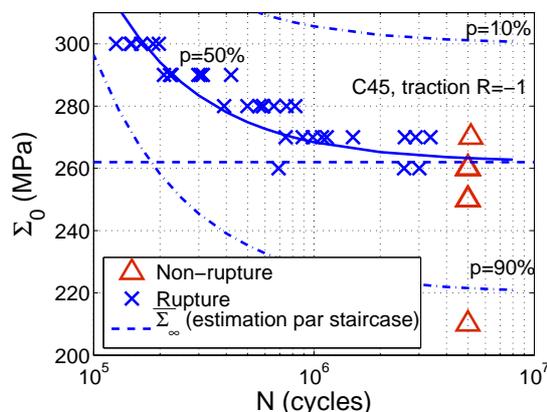


FIG. 2.38 : Prédiction des courbes de Wöhler en traction à  $R = -1$  de l'acier C45.

l'utiliser maintenant pour vérifier la prédiction de dispersion en fatigue. On présente pour cela figure 2.38 la campagne d'essais et des prévisions de courbes de Wöhler à 10, 50 et 90 % de probabilité de rupture. On remarque que la tendance des courbes est bonne, mais la dispersion semble surévaluée. Ceci est à rapprocher de la sous-évaluation de la dispersion par la méthode de l'escalier notée antérieurement, que l'on avait supposée due au trop faible nombre d'éprouvettes utilisées pour la campagne. Dans le même temps, l'identification de la dispersion sur les essais d'auto-échauffement via le paramètre  $m$  donne effectivement une valeur légèrement basse pour ce type d'acier ( $m = 12$ ), mais qui reste tout à fait acceptable.

### 3.3 Cas des chargements multiaxiaux

#### 3.3.1 Moyen d'essai

La campagne d'essais en traction-torsion est menée sur la même machine servohydraulique que pour les essais d'auto-échauffement. La campagne de fatigue ne comprenant pas le trajet stellaire, il est possible d'augmenter la fréquence de sollicitation jusqu'à 20 Hz en adaptant les PID. Le logiciel de pilotage interne ne permettant pas d'augmenter linéairement l'amplitude de la commande en début d'essai, choix est donc fait d'augmenter progressivement pendant les premiers milliers de cycles les valeurs des PID jusqu'à leur valeur garantissant le suivi de l'amplitude de la consigne. Ainsi aucun dépassement de la consigne n'a lieu, et donc aucun écrouissage initial involontaire.

#### 3.3.2 Éprouvettes

Les éprouvettes utilisées sont très similaires à celles des essais d'auto-échauffement. Les seules modifications apportées concernent les rayons des deux congés de raccordement (respectivement  $R = 0,5$  mm à la base de la tête et  $R = 20$  mm à la sortie de la zone utile sur la figure de l'Annexe D afin que leur facteur de concentration de contraintes ne dépasse

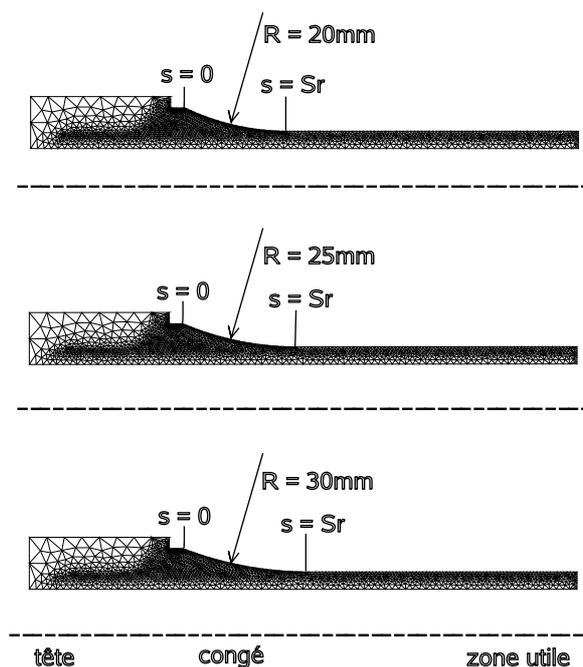


FIG. 2.39 : Géométrie des éprouvettes de fatigue simulées par EF.

pas 5 % de la contrainte en zone utile, valeur habituellement conseillée pour les essais de fatigue [Lieurade, 1982]).

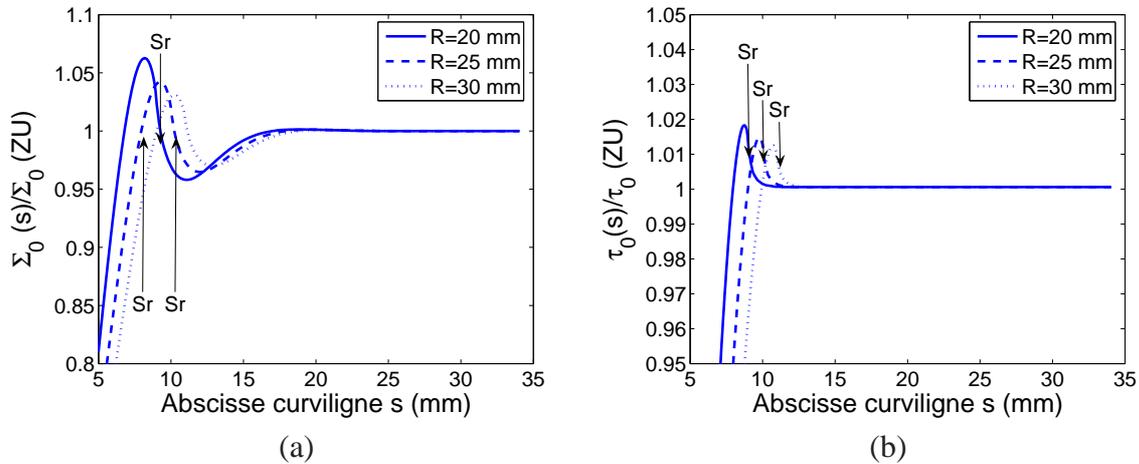
Vu que le rayon extérieur est très supérieur au rayon intérieur pour le congé de raccordement de la tête (9 mm contre 5,5 mm), on fait l'hypothèse que la présence du perçage n'influence que peu la distribution des contraintes au voisinage du congé. On peut alors utiliser les abaques de concentration de contrainte d'arbres pleins avec épaulement, dans les cas de traction et de torsion [Peterson, 1962], ce qui nous donne un rayon minimum de 1 mm.

Pour le congé de raccordement de la zone utile, la présence du perçage ne devient plus négligeable et aucun abaque n'est alors disponible. Une simulation EF axisymétrique sous Cast3m est donc effectuée pour différents rayons de raccordement (figure 3.3.2). Comme le montrent les figures 2.40 (a) et (b), un rayon minimum de 25 mm est nécessaire pour des cas de traction et de torsion. Par mesure de sécurité lors des chargements combinés, un rayon de 30 mm est choisi.

### 3.3.3 Campagne d'essai

On décide de réaliser trois types de chargements afin de vérifier les prévisions de limite d'endurance à partir de celle obtenue expérimentalement en traction. Deux seront proportionnels ( $\phi = \pi/2$  et  $\phi = \pi/4$ ) et un non-proportionnel (chargement circulaire).

Dans le cas des chargements à  $\phi = \pi/4$  et circulaire, la limite d'endurance est déterminée par staircase sur 7 éprouvettes. Les essais sont arrêtés avant la rupture complète des éprouvettes, lorsque l'amplitude de déplacement dépasse 25 % de la valeur initiale, ce qui



**FIG. 2.40 :** Simulation EF des éprouvettes tubulaires de fatigue : (a) contrainte de traction normée en fonction de l'abscisse curviligne, pour 3 rayons de raccordement différents, dans le cas de la traction pure. (b) contrainte de cisaillement normée dans le cas de la torsion pure ( $Sr$  est l'abscisse où congé et zone utile se raccordent).

correspond en général à la présence d'une seule macrofissure centimétrique. L'ordre de grandeur de l'écart-type pour nos straircases à nombre réduit d'essais n'a pas pas de sens et n'est donc pas évalué.

Dans le cas du chargement de torsion pure avec la géométrie d'éprouvette adoptée (fût tubulaire), il n'y a propagation d'une macrofissure qu'à amplitude de contrainte élevée, alors qu'il y a déjà multifissuration pour une amplitude bien en deçà. En conséquence le critère d'arrêt adopté précédemment n'est pas satisfaisant. Il n'est pas non plus possible de fixer un critère de chute de raideur car la présence de fissures naissantes en mode II n'affecte quasiment pas la raideur de torsion. Choix est donc fait, faute de mieux, de définir la limite d'endurance en torsion pure comme la limite au delà de laquelle la multifissuration est apparue après 5 millions de cycles. Les microfissures sont recherchées par microscopie optique et électronique sur un ensemble de 7 éprouvettes, chacune ayant été sollicitée à une amplitude de contrainte supérieure à la précédente. Il faut néanmoins garder à l'esprit que cette « limite d'endurance » est une borne supérieure de la limite réelle puisque des microfissures initiées en mode II orthoradialement peuvent ne pas être remarquées à cause des stries annulaires de rectification.

### 3.3.4 Résultats

La campagne de torsion pure est résumée dans le tableau 2.8. Aucune éprouvette ne développe de macrofissure exceptée celle à 321 MPa effectif, partant du centre de la zone utile. Son orientation est présentée en figure 2.41 (a) et correspond à celle attendue en mode II ( $45^\circ$  par rapport à une génératrice). Aucune microfissure n'ayant été observée à 277 MPa équivalent mais plusieurs à 299, on estime la limite d'endurance située entre ces deux valeurs.

	1	2	3	4	5	6
321 MPa eff.						XX
299 MPa eff.					X	
277 MPa eff.				O		
262 MPa eff.			O			
255 MPa eff.		O				
233 MPa eff.	O					

**TAB. 2.8 :** Campagne de torsion pure : (O) absence de fissure (X) multifissuration (XX) macrofissure.

Pour la campagne de chargement à  $\Phi = \pi/4$ , le pas  $p$  équivalent au sens de la contrainte de Von Mises au rayon extérieur vaut ici 11 MPa. Deux ruptures sont rapportées sur les sept éprouvettes testées, dans les deux cas dans la zone utile. Encore une fois l'orientation des macrofissures correspond environ à celle d'une propagation théorique en mode II ( $66^\circ$  par rapport à une génératrice) comme le montre la figure 2.41 (b). La formule (2.40) appliquée au staircase du tableau 2.9 donne alors une limite d'endurance de 267 MPa effectif.

	1	2	3	4	5	6	7
272 MPa eff.			X		X		O
261 MPa eff.		O		O		O	
250 MPa eff.	O						

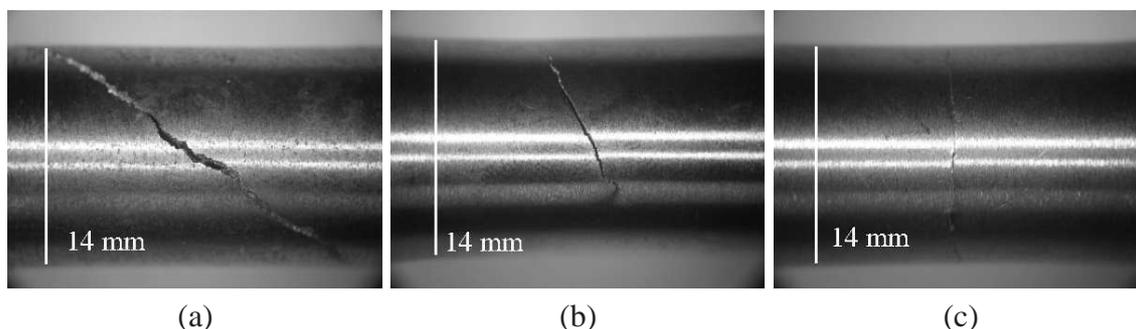
**TAB. 2.9 :** Campagne de traction-torsion  $\Phi = \pi/4$  : (O) absence de fissure (X) fissure.

Enfin pour le chargement circulaire, le pas  $p$  équivalent au sens de la contrainte de Von Mises au rayon extérieur vaut ici 8 MPa. Deux ruptures sont encore obtenues sur les sept éprouvettes testées, toujours dans la zone utile. L'orientation des macrofissures est cette fois-ci approximativement  $0^\circ$  par rapport à une génératrice comme le montre la figure 2.41 (c). On remarque de nombreuses bifurcations, sans doute rendues possible par le caractère non-proportionnel du chargement. Le staircase du tableau 2.10 permet d'estimer la limite d'endurance à 205 MPa équivalent.

	1	2	3	4	5	6	7
213 MPa eff.				X			
205 MPa eff.			O		X		O
197 MPa eff.		O				O	
189 MPa eff.	O						

**TAB. 2.10 :** Campagne de trajet circulaire : (O) absence de fissure (X) fissure.

On compare les prévisions de limites d'endurance avec les valeurs expérimentales dans le tableau 3.3.4. Pour cela les limites d'endurance sont calculées en utilisant la définition précédente de  $\bar{\Sigma}_\infty$  faisant intervenir le volume effectif. On a pris soin de prendre en compte



**FIG. 2.41** : Profil des ruptures sous chargements multiaxiaux : (a) trajet de torsion pure, fissure en mode II à  $\approx 45^\circ$  (b) trajet à  $\phi = \pi/4$ , fissure en mode II à  $\approx 24^\circ$  (c) trajet circulaire, fissure à  $\approx 0^\circ$ .

Chargement	Prop. ( $\Phi = \pi/2$ )	Prop. ( $\Phi = \pi/4$ )	N-prop.
$\frac{\bar{\Sigma}_{\infty}^{mes} - \bar{\Sigma}_{\infty}^{prev}}{\bar{\Sigma}_{\infty}^{mes}}$	13 %	6 %	-17 %

**TAB. 2.11** : Différence entre limites d'endurance prévues  $\bar{\Sigma}_{\infty}^{prev}$  et mesurées  $\bar{\Sigma}_{\infty}^{mes}$  pour trois trajets de chargements ( $R_e = 7$  mm,  $R_i = 5,5$  mm,  $m = 12$ )

les congés de raccordement lors de ce calcul. L'effet de volume, important ( $V_{diabolo} \approx 300 \text{ mm}^3$  et  $V_{tube} \approx 3000 \text{ mm}^3$ ), est également pris en compte.

Toutes proportions gardées, l'erreur est relativement importante (sous-estimation) dans le cas de la torsion. On obtient 13 % en considérant la limite d'endurance comme la valeur moyenne (289 MPa) des deux amplitudes de contrainte (277 MPa et 299 MPa) encadrant l'apparition de la multifissuration, or nous avons précisé qu'il s'agissait là d'une borne supérieure de la limite d'endurance réelle car il était possible que des fissures n'aient pas été détectées à 277 MPa. Cette erreur relative n'est donc pas vraiment fiable, par contre le fait qu'il s'agisse d'une sous-estimation (et non d'une surestimation) par le modèle est positif.

Cette idée que le protocole expérimental ait amené à surévaluer la limite en torsion est en partie confirmée par la plus faible erreur (6 %) dans le cas du chargement à  $\phi = \pi/4$ , chargement où il n'y a aucune ambiguïté quant à la présence ou non de fissure. Enfin la limite d'endurance sous chargement circulaire est surestimée, ce qui était prévisible avec ce modèle n'introduisant pas d'effet de non-proportionnalité sur la limite d'endurance.

### 3.4 Conclusion sur le modèle à activation par contrainte équivalente

S'il faut garder à l'esprit que l'ordre de grandeur des prévisions est bon (erreur globale de seulement 12 %), il n'en reste pas moins que la réponse du modèle, spécialement dans le cas non-proportionnel (non conservatif), pourrait être améliorée. Sachant que, comme il a été dit, la valeur de  $m$  est un peu inférieure à celle attendue, on pourrait penser que l'augmenter légèrement améliorerait les prévisions. Si de fait, l'effet de volume qui dépend

de  $m$  corrigerait quelque peu les prévisions proportionnelles, il dégraderait dans le même temps celle non-proportionnelle.

De plus la modélisation de la durée de vie n'est pas totalement satisfaisante. L'hypothèse d'énergie dissipée critique  $ND_fV = E_c$  s'étant révélée pertinente dans le cas uniaxial, elle est conservée pour décrire la durée de vie. Si l'on a  $\Sigma_a = \Sigma_p = \Sigma_{VM}$ , l'équation donnant la durée de vie est toujours la même pour le cas de chargements proportionnels, à la présence de l'amplitude de la contrainte équivalente  $\Sigma_{0M}^{eq}$  près

$$N = \frac{A}{\bar{\Sigma}_\infty \langle \Sigma_{0M}^{eq} - \bar{\Sigma}_\infty \rangle}. \quad (2.42)$$

L'effet d'hétérogénéité est pris en compte au travers de  $\bar{\Sigma}_\infty$  qui dépend de  $V_{eff}$ , et donc une variation d'hétérogénéité provoque une translation de la courbe de Wöhler selon l'axe des ordonnées.

Dans le cas particulier d'un chargement circulaire homogène, [Doudard, 2004] montre qu'il est toujours possible de reformuler l'équation de durée de vie. On obtient alors

$$N_F = \frac{hE_c/4f_v}{2\pi\bar{\Sigma}_\infty(P_F)\sqrt{\Sigma_0^{eq2} - \bar{\Sigma}_\infty(P_F)^2}}. \quad (2.43)$$

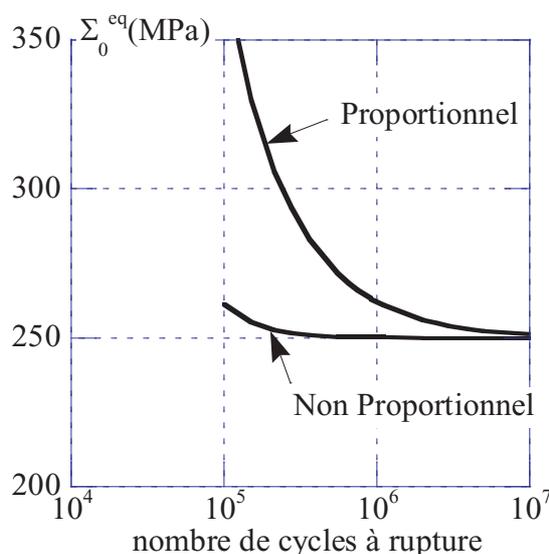
Comme le montre la figure 2.42, cette expression - obtenue grâce à l'approche énergétique du problème - permet de différencier chargement proportionnel et non-proportionnel dans le domaine de la durée de vie limitée. Malheureusement, même en identifiant les limites d'endurance à  $10^7$  cycles, l'écart entre les deux courbes à  $10^6$  cycles est bien inférieur à 20 – 30 %.

Si l'on cherche maintenant à étendre la précédente formule aux chargements non-proportionnels hétérogènes, les difficultés apparaissent. Il faut à la fois rendre compte de l'intensité de dissipation des foyers (plus élevée) et de son hétérogénéité, et donc le facteur d'hétérogénéité de dissipation non-proportionnelle  $G_{m+2}$  semble tout indiqué. Malheureusement le critère de durée de vie dépend de l'énergie dissipée par le foyer amenant à rupture, et non l'ensemble comme le sous-entend  $G_{m+2}$ . On serait tenté d'écrire

$$N \approx \frac{A/G_{m+2}}{\bar{\Sigma}_\infty \langle \Sigma_{0M}^{eq} - \bar{\Sigma}_\infty \rangle} \quad (2.44)$$

afin de réduire la durée de vie en abaissant virtuellement le seuil d'énergie critique. Cependant l'influence de l'hétérogénéité décrite par  $G_{m+2}$  est redondante avec celle incluse dans  $\bar{\Sigma}_\infty$ . En outre la courbe de Wöhler dans le cas d'un chargement non-proportionnel n'est pas une simple affinité de celle d'un trajet proportionnel comme le montre l'équation (2.43), c'est un changement complet de la forme même de la fonction définissant la durée de vie.

Si l'on cherche à formuler analytiquement la durée de vie sous chargement hétérogène et non-proportionnel dans le cadre de ce modèle, on peut donc conclure ici sur une aporie. D'un point de vue numérique, il serait tentant de traiter le problème en discrétisant la géométrie



**FIG. 2.42 :** Prédiction de courbes de Wöhler moyennes pour un trajet circulaire homogène et un trajet non-proportionnel homogène (cercle) à l'aide du premier modèle ( $A = 3 \cdot 10^9 \text{ MPa}^2$ ) [Doudard, 2004].

de la structure  $\Omega$  et en recherchant la durée de vie minimale parmi celles de tout les éléments constituant la structure (hypothèse de maillon le plus faible)

$$N \approx \min_{\Omega} \left( \frac{E_c}{D_f(\bar{\Sigma}_{\infty}(P_f), \Sigma(M))} \right). \tag{2.45}$$

Malheureusement ceci n'a pas de sens car la limite d'endurance  $\bar{\Sigma}_{\infty}(P_f)$  dépend du volume effectif de l'élément considéré et n'est valable que si le gradient de contrainte au sein de l'élément considéré est faible. Ainsi l'extension de la prédiction de durée de vie du modèle sous chargements multiaxiaux hétérogènes n'est *a priori* pas évidente, voire impossible (à moins de changer de critère de rupture).

Pour ces deux raisons - mauvaise prédiction de la limite d'endurance et difficile prédiction de la durée de vie - on comprend que le domaine de validité d'un tel modèle est les chargements proportionnels (ou quasi-proportionnels). Dans le cas de chargements non-proportionnels une autre approche doit être adoptée, ce qui va être fait dans la partie suivante en changeant l'hypothèse de base du modèle qui est le choix de l'échelle de description de l'activation microplastique.

## 4 Une autre extension du modèle...

Le caractère analytique et le nombre réduit de paramètres donne au précédent modèle une grande simplicité d'utilisation et une extension facile. Sa limite majeure est la prédiction de limite d'endurance sous chargement non-proportionnel. L'idée proposée par

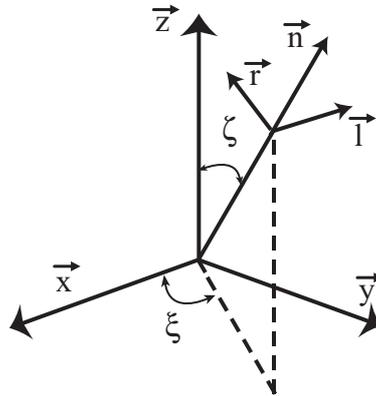


FIG. 2.43 : Angles d'Euler définissant la normale au plan de glissement considéré ( $\chi$  est l'angle de rotation autour de  $\vec{n}$ ).

[Doudard et al., 2007a] est donc, tout d'abord, de garder la philosophie et l'ensemble des hypothèses du modèle pour qu'il garde au maximum les avantages précédemment cités. Afin de prendre néanmoins en compte l'influence de la non-proportionnalité sur la limite d'endurance, seule la forme de l'intensité du processus ponctuel de Poisson  $\lambda_p$  va être modifiée.

## 4.1 De l'activation d'un système de glissement à la rupture

L'extension multiaxiale repose non plus cette fois-ci sur l'introduction à l'échelle mésoscopique du (ou des) grain(s) d'une contrainte équivalente d'activation  $\Sigma_a$  dans  $\lambda_p$ , mais à la mise en place, à l'échelle microscopique des plans de glissement, d'un seuil de glissement plastique. Il sera alors possible, en n'utilisant aucun nouveau paramètre (le seul rajouté est pour l'effet de contrainte moyenne), de prendre en compte le caractère multiaxial du chargement.

### 4.1.1 Activation probabiliste de système de glissement

Le processus ponctuel de Poisson est à présent piloté par une intensité à mi-chemin entre celle proposée par [Weibull, 1939] pour des matériaux fragiles, sensibles à la contrainte normale dans toutes les directions ; et le modèle proposé par [Dang Van, 1973] qui considère le cisaillement des plans de glissement. On a donc une intensité qui ne dépend non pas de la contrainte normale, mais de la cission alternée  $T_a$  et du maximum de la contrainte hydrostatique sur un cycle  $I_{1,max}$  et ce sur l'ensemble des plans de glissement possibles. La cission alternée  $T_a(\zeta, \xi, \chi)$  dépend de la normale au plan considéré définie par les angles d'Euler de précession et de nutation ( $\xi, \zeta$ ) (figure 2.43) , et de la direction donnée par l'angle de rotation propre  $\chi$  dans le plan (son expression détaillée peut être trouvée dans [Papadopoulos et al., 1997] dans le cas de la traction-torsion). La nouvelle expression de  $\lambda_p$

est

$$\lambda_p = \frac{1}{V_0(S_0 + \alpha I_{1,max})^m} \int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\zeta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} (2T_a)^m(\zeta, \xi, \chi) \sin(\zeta) d\chi d\zeta d\xi. \quad (2.46)$$

Ainsi  $\lambda_p$  dépend toujours en loi puissance de l'activité microplastique - nous avons vu l'intérêt d'une telle forme - mais cette fois celle-ci se déclenche dans une direction d'un plan lorsque la cission critique  $\tau_y$  y est dépassée par la cission alternée  $T_a$ . Enfin pour prendre en compte l'ensemble des directions d'activation potentielles, une intégrale triple sur les angles d'Euler est utilisée.

La contrainte hydrostatique, introduite en regard du paramètre macroscopique  $S_0$  pour respecter l'homogénéité du modèle, rend compte « macroscopiquement » de l'effet de contrainte moyenne via le paramètre  $\alpha < 0$ .

Pour être cohérent, la dissipation doit être également calculée au niveau des plans de glissement. Pour cela on utilise comme le propose le modèle de [Dang Van, 1973] un critère de plasticité basé sur la loi de Schmid. On garde la même loi de localisation  $\tau = T - \mu(1 - \beta)\gamma^p$  avec  $\tau$  la cission agissant sur le système de glissement et  $\gamma^p$  le glissement plastique. Par souci de simplicité la plasticité sera considérée cette fois parfaite. On obtient alors de manière très similaire au modèle précédent

$$D_{plan}(\tau_y) = \frac{4V_0\tau_y}{h'} \langle T_a - \tau_y \rangle \quad (2.47)$$

avec  $h' = \mu(1 - \beta)$  et  $\tau_y$  la cission critique du plan.

Il est alors possible, de calculer la densité d'énergie dissipée totale en intégrant la dissipation d'un plan sur l'ensemble de la population de plans

$$D \times V = \int_0^{T_a} D_{plan}(T) V \frac{d\lambda}{dT} dT \quad (2.48)$$

ce qui est égal, *mutatis mutandis*, à l'expression (1.15). On obtient alors après calcul l'équivalent de l'équation (1.16)

$$D = \frac{4mV_0\kappa_{m+2}}{h'(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_T^{m+2}}{V_0(S_0 + \alpha I_{1,max})^m}, \quad (2.49)$$

avec  $\Sigma_T$  la contrainte de Tresca et  $\kappa_m$  un facteur d'hétérogénéité de direction dont l'expression est

$$\kappa_m = \int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\zeta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} \left( \frac{2T_a}{\Sigma_T} \right)^m \sin(\zeta) d\chi d\zeta d\xi. \quad (2.50)$$

Le rôle de  $\kappa$  est important puisque c'est ce facteur qui nous permettra de prendre en compte la non-proportionnalité comme nous allons le voir par la suite.

#### 4.1.2 Introduction d'un facteur d'hétérogénéité de dissipation

On obtient l'énergie dissipée globale de la structure  $\Omega$  par intégration sur toute celle-ci. Il vient

$$\Delta = \frac{4m}{h'(m+1)(m+2)} \int_{\Omega} \int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\zeta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} \frac{(2T_a(M, \chi, \zeta, \xi))^{m+2}}{(V_0^{1/m}(S_0 + \alpha I_{1,max}(M)))^m} \sin(\zeta) d\chi d\zeta d\xi dV_{\Omega}. \quad (2.51)$$

avec  $2T_a$  et  $V_0^{1/m}(S_0 + \alpha I_{1,max})$  qui varient tous deux en fonction du point considéré  $M$  dans le cas général. On reformule alors l'expression précédente

$$\Delta = \frac{4mV}{h'(m+1)(m+2)V_0 S_0^m} \frac{\tilde{H}_{m+2} \Sigma_{TM}^{m+2}}{(1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max,M})^m}, \quad (2.52)$$

avec

$$\tilde{H}_{m+2} = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{S_0 + \alpha I_{1,max,M}}{S_0 + \alpha I_{1,max}(M)} \right)^m \int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\zeta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} \left( \frac{2T_a}{\Sigma_{TM}} \right)^{m+2} \sin(\zeta) d\chi d\zeta d\xi dV_{\Omega} \quad (2.53)$$

autrement dit

$$\tilde{H}_{m+2} = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{S_0 + \alpha I_{1,max,M}}{S_0 + \alpha I_{1,max}(M)} \right)^m \left( \frac{\Sigma_T(M)}{\Sigma_{TM}} \right)^{m+2} \kappa_{m+2}(M) dV_{\Omega} \quad (2.54)$$

le facteur d'hétérogénéité de dissipation. On choisit par convention  $\Sigma_{TM} = \max_{\Omega}(\Sigma_T)$  et  $I_{1,max,M} = \max_{\Omega}(I_{1,max})$ . On peut donc à nouveau définir une contrainte effective dissipative

$$\Sigma_{eff\ diss} = \frac{\tilde{H}_{m+2}^{\frac{1}{m+2}} \Sigma_{TM}}{(1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max,M})^{\frac{m}{m+2}}}, \quad (2.55)$$

et l'on a alors le même formalisme que dans le cas uniaxial

$$\Delta = \frac{4mV_0}{h'(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_{eff\ diss}^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (2.56)$$

Ce facteur d'hétérogénéité de dissipation  $\tilde{H}_{m+2}$  est contrairement à avant intrinsèquement adapté aux cas hétérogènes et multiaxiaux : il prend en effet en compte à la fois l'hétérogénéité structurale spatiale (intégrale sur  $\Omega$ ) et directionnelle (intégration sur les angles d'Euler). Sa forme analytique est en revanche complexe dans le cas général :  $I_{1,max}$  dépend d'une variable et  $T_a$  de quatre.

#### 4.1.3 Comportement thermique sous essai d'auto-échauffement

Le comportement thermique est alors obtenu très simplement comme dans le cas uniaxial du chapitre 1

$$\bar{\theta} = \frac{4mV_0 f_r \tau_{eq}}{h'(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_{eff\ diss}^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (2.57)$$

#### 4.1.4 Comportement à rupture sous essais de fatigue

**Comportement à l'endurance** Les mêmes hypothèses que dans le modèle précédent sont utilisées. On obtient par l'hypothèse du maillon le plus faible et l'expression de la probabilité de trouver un foyer actif

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{1}{V_0 S_0^m} \int_{\Omega} \left( \frac{\Sigma_T(M)}{1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max}(M)} \right)^m \kappa_m(M) dV_{\Omega} \right], \quad (2.58)$$

qu'il est possible de réécrire en introduisant un autre facteur d'hétérogénéité (*pas* de dissipation mais de contrainte) comme précédemment

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V \tilde{\tilde{H}}_m}{V_0} \left( \frac{\Sigma_{TM}}{S_0 \left( 1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max,M} \right)} \right)^m \right], \quad (2.59)$$

avec

$$\tilde{\tilde{H}}_m = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{\left( 1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max,M} \right) \Sigma_T(M)}{\left( 1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max}(M) \right) \Sigma_{TM}} \right)^m \kappa_m(M) dV_{\Omega}. \quad (2.60)$$

Il est important de noter que la forme de  $\tilde{\tilde{H}}_m$  est, bien que très similaire, différente de celle de  $\tilde{H}_{m+2}$  (d'où la notation double tilde). Si jusqu'à maintenant les facteurs d'hétérogénéité utilisés pour le comportement thermique et pour le comportement en fatigue étaient les mêmes à l'indice près ( $m+2$  ou  $m$ ), ici l'introduction de  $I_{1,max}$  rompt cette similitude. On peut définir une contrainte effective

$$\Sigma_{eff\,diss} = \tilde{\tilde{H}}_m^{\frac{1}{m}} \frac{\Sigma_{TM}}{1 + \frac{\alpha}{S_0} I_{1,max,M}}, \quad (2.61)$$

et exprimer la probabilité de rupture comme précédemment

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \left( \frac{\Sigma_{eff}}{S_0} \right)^m \right], \quad (2.62)$$

et déduire la limite d'endurance et son écart-type.

**Durée de vie** Vu que cette fois-ci seule la limite d'endurance dépend de la non-proportionnalité et de l'hétérogénéité, il n'y a plus l'ambiguïté du précédent modèle où la limite d'endurance dépendait seulement de l'hétérogénéité d'une part et l'énergie dissipée seulement de la non-proportionnalité d'autre part. Une estimation de la durée de vie peut être donnée sous une forme identique à celle du cas proportionnel homogène du chapitre 1

$$N = \frac{A'}{\bar{\Sigma}_{\infty} \langle \Sigma_{TM} - \bar{\Sigma}_{\infty} \rangle}, \quad (2.63)$$

avec  $A' = h' E_c / V_0$ . On note que ce second modèle permet d'une part de contourner la difficulté de l'estimation de la durée de vie, contrairement au cas précédent et d'autre part de donner des prévisions de durée de vie plus réalistes (figure 2.44).

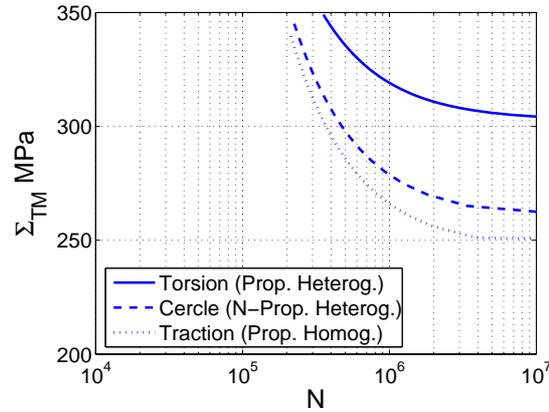


FIG. 2.44 : Prédiction de courbes de Wöhler moyennes d'un trajet proportionnel hétérogène (torsion pure) et d'un trajet non-proportionnel (cercle) à l'aide du second modèle

## 4.2 Application au cas de la traction-torsion

Dans le cas de la traction-torsion sur tube, la contrainte hydrostatique est identique sur toute la zone utile. En conséquence, les formules données plus haut se simplifient légèrement

$$\tilde{H}_{m+2} = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{\Sigma_T(M)}{\Sigma_{TM}} \right)^{m+2} \kappa_{m+2}(M) dV_{\Omega} \quad (2.64)$$

et

$$\tilde{\tilde{H}}_m = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{\Sigma_T(M)}{\Sigma_{TM}} \right)^m \kappa_m(M) dV_{\Omega}. \quad (2.65)$$

Dans ce cas précis  $\tilde{H}_{m+2} = \tilde{\tilde{H}}_{m+2}$  car il n'y a pas d'hétérogénéité de contrainte hydrostatique, ce qui n'est pas vrai dans le cas général (ne serait-ce qu'une simple sollicitation de flexion). Il n'est en conséquence pas nécessaire d'identifier pour l'instant  $\alpha/S_0$  (inutile pour les deux facteurs sus-cités, mais nous devons quand même l'identifier pour prévoir les réponses du modèle). Puisqu'ici la géométrie et le chargement sont indépendants de la position axiale et angulaire dans la zone utile, on peut exprimer les deux facteurs d'hétérogénéité

$$\tilde{H}_{m+2} = \frac{2}{R_e^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_e} \left( \frac{\Sigma_T(r)}{\Sigma_{TM}} \right)^{m+2} \kappa_{m+2}(r) r dr \quad (2.66)$$

et

$$\tilde{\tilde{H}}_m = \frac{2}{R_e^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_e} \left( \frac{\Sigma_T(r)}{\Sigma_{TM}} \right)^m \kappa_m(r) r dr. \quad (2.67)$$

On présente tableau 2.12 les valeurs des deux coefficients du modèle actuel et du précédent.  $\tilde{\tilde{H}}_m$  et  $\tilde{H}_{m+2}$  se démarquent des coefficients de l'ancien modèle pour une raison majeure. En effet, ils offrent pour les trajets non-proportionnels, comme  $H_m$  et  $H_{m+2}$  pour les trajets proportionnels, une vision réellement unifiée des aspects thermique et de fatigue.

C'est peu ou prou (et dans notre cas de traction torsion sur tube, exactement) la même approche pour prendre en compte l'hétérogénéité dans les deux cas. Ceci se voit aux valeurs relativement proches de  $\tilde{H}_m$  et  $\tilde{H}_{m+2}$ , qu'il s'agisse de chargements proportionnel ou non, tandis que  $G_{m+2}$  diffère fortement de  $H_m$  pour les trajets non-proportionnels. Cette unité se retrouve dans la formule de durée de vie sous tout type de chargement, où la prise en compte de l'hétérogénéité et de la non-proportionnalité se fait conjointement à travers  $\bar{\Sigma}_\infty$  qui dépend de  $\tilde{H}_m$ , ce que ne pouvait pas faire le précédent modèle.

Trajets	prop. selon $\Phi$ (rad.)					N-prop.	
	0	$\pi/8$	$\pi/4$	$3\pi/8$	$\pi/2$	Circ.	Stel.
$H_m$	1	0,69	0,55	0,45	0,36	0,42	0,42
$H_{m+2}$	1	0,65	0,50	0,40	0,32	0,36	0,36
$G_{m+2}$	1	0,65	0,50	0,40	0,32	1,48	0,51
$\tilde{H}_{m+2}$	4,1	2,0	1,0	0,6	0,4	2,3	0,54
$\tilde{H}_m$	4,8	2,7	1,4	0,8	0,6	3,1	0,72

**TAB. 2.12 :** Valeurs des coefficients d'hétérogénéité des deux modèles pour les différents trajets de chargement effectués, dans le cas de la géométrie tubulaire ( $R_e = 7$  mm,  $R_i = 5.5$  mm) pour l'acier C45 ( $m = 12$ ). Modèle avec contrainte effective d'activation :  $H_m$  (hétérogénéité de contrainte),  $H_{m+2}$  (hétérogénéité de dissipation, non prise en compte en compte de la non-proportionnalité) et  $G_{m+2}$  (hétérogénéité de dissipation, avec prise en compte en compte de la non-proportionnalité). Modèle avec cission alternée :  $\tilde{H}_{m+2}$  (hétérogénéité de dissipation, avec prise en compte en compte de la non-proportionnalité) et  $\tilde{H}_m$  (hétérogénéité de contrainte, avec prise en compte en compte de la non-proportionnalité).

En vue d'appliquer ce nouveau modèle aux différents résultats d'essai, il faut en premier lieu identifier le paramètre  $\alpha/S_0$  avec une deuxième courbe d'auto-échauffement - la première, en torsion pure, a été utilisée pour identifier  $m$  (figure 2.45 (a)). On peut par exemple utiliser celle de traction alternée comme figure 2.45 (b), qui donne une valeur  $\alpha/S_0 = -10^{-3}$  MPa<sup>-1</sup>. On peut alors représenter à nouveau la surface d'iso-auto-échauffement figure 2.46. L'erreur entre prévision et modèle (au maximum 4,5 %) est légèrement plus importante que celle obtenue avec le précédent modèle, mais reste tout à fait acceptable. L'hypothèse d'activation selon les plans de glissement peut donc être validée.

Ce second modèle prenant en compte l'effet de la contrainte moyenne, il est possible de représenter sur la même figure 2.47 (b) des courbes d'auto-échauffement correspondant à des trajets homogènes ou non, proportionnels ou non et avec ou sans contrainte moyenne en traction grâce à la contrainte effective appropriée. Afin de mettre en évidence l'intérêt de la contrainte effective, on a représenté figure 2.47 (a) les mêmes trajets, mais en fonction de la contrainte de Von Mises maximale au rayon extérieur.

On peut également comparer ce second modèle aux résultats de fatigue en calculant les

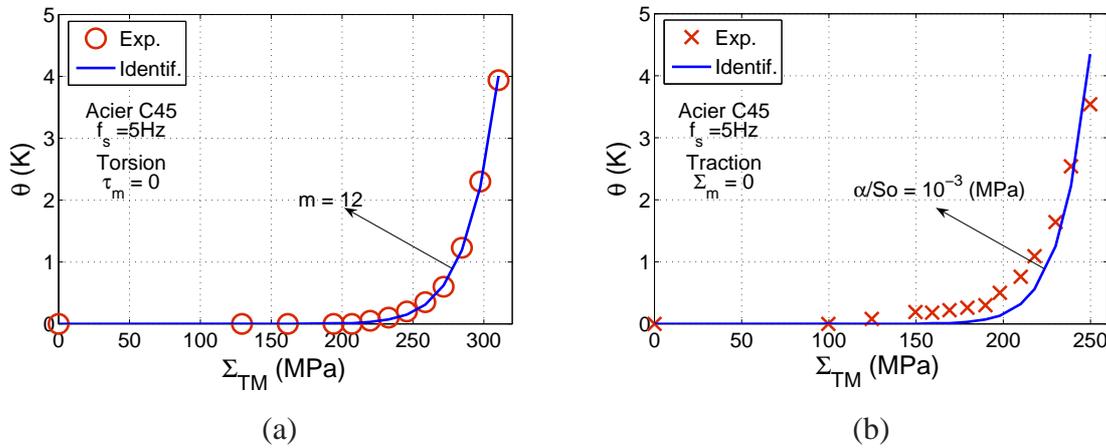


FIG. 2.45 : Identification (a) du paramètre  $m$  à partir d'une courbe d'auto-échauffement en torsion à  $R = -1$  et (b)  $\alpha/S_0$  à partir d'une courbe d'auto-échauffement en traction à  $R = -1$ .

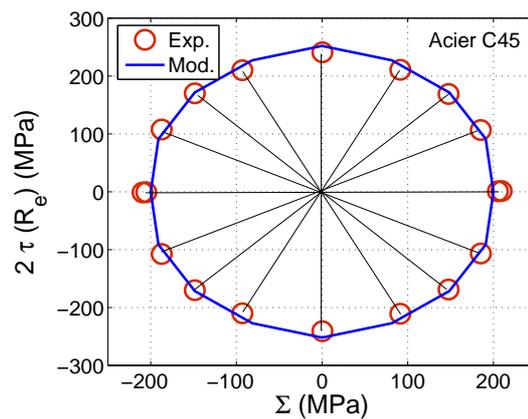


FIG. 2.46 : Surface d'iso-auto-échauffement obtenue avec le modèle à plan de glissement.

différentes limites d'endurance. Comme précédemment, on définit l'erreur relative afin de comparer tableau 4.2 prévisions et limites d'endurance expérimentales. L'erreur globale, quasiment deux fois inférieure à celle obtenue avec le modèle précédent, est à présent de 7 %. Il y a d'une part une amélioration en torsion pure (-3 %), due conjointement à la prise en compte de la cission sur les plans de glissement et de la contrainte hydrostatique. La sensibilité à la torsion / contrainte hydrostatique se fait également percevoir légèrement pour le trajet à  $\Phi = \pi/4$  (+1 %). Enfin, et surtout, la prévision sous chargement fortement non-proportionnel s'est améliorée grâce au facteur  $\kappa$  (+12 %).

Ce nouveau modèle rend donc mieux compte de la non-proportionnalité que le précédent. Ce changement est dû à l'introduction de la triple intégration de  $T_a$  définissant le

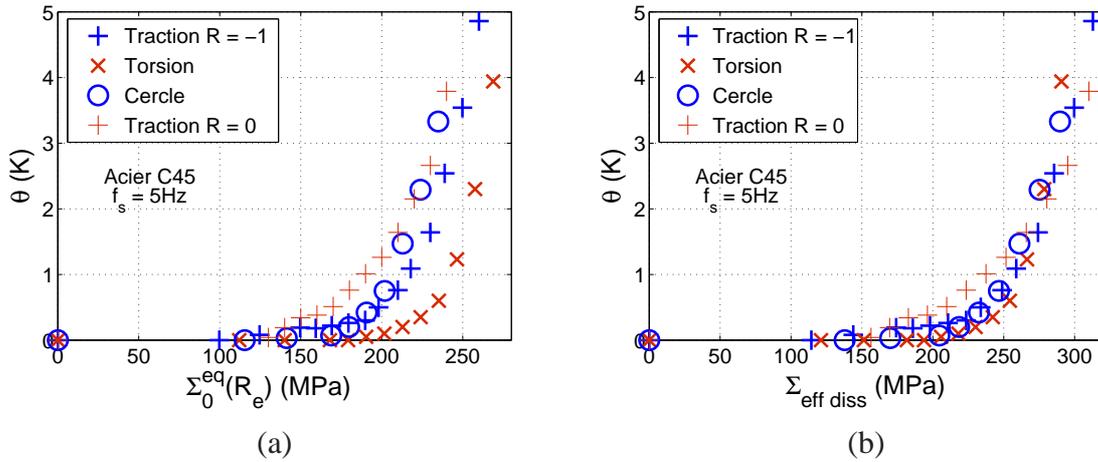


FIG. 2.47 : Courbes d’auto-échauffement pour différents trajets en fonction de (a) la contrainte de Von Mises maximale au rayon extérieur, (b) la contrainte effective dissipative (second modèle)

Chargement	Prop. ( $\Phi = \pi/2$ )	Prop. ( $\Phi = \pi/4$ )	N-prop.
$\frac{\Sigma_{\infty}^{mes} - \Sigma_{\infty}^{prev}}{\Sigma_{\infty}^{mes}}$	10 %	7 %	-5 %

TAB. 2.13 : Différence entre limites d’endurance prévues et mesurées pour trois trajets de chargements, ( $R_e = 7$  mm,  $R_i = 5,5$  mm,  $m = 12$ )

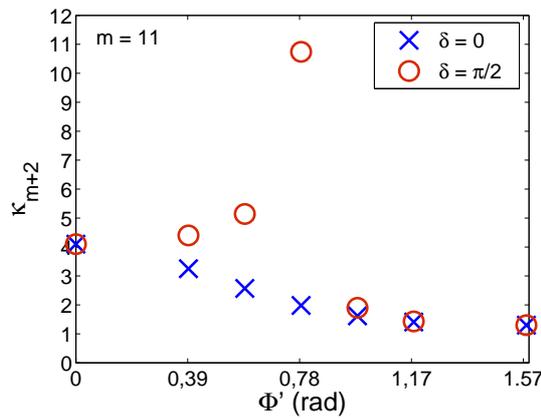


FIG. 2.48 : Variation de  $\kappa$  en fonction de la direction du chargement  $\Phi' = \tan^{-1} \frac{2\tau_{0M}}{\Sigma_0}$  et le déphasage  $\delta$  pour  $m = 11$ .

facteur  $\kappa$  comme le montre la figure 2.48. On y voit que :

- En traction pure, la valeur de  $\kappa$  (qui dépend de  $m$  comme dans le cas de la torsion) est plus élevée. Cette différence entre traction et torsion va nous permettre de compenser

en partie la sous-évaluation en torsion pure de l'ancien modèle. La variation de  $\kappa$  avec la direction d'un trajet proportionnel  $\Phi$  traduit le nombre de directions de cisssion potentiellement activées qui dépend de  $\Phi$

- N'ayant pas de trajet pour lequel  $\kappa$  est indépendant de  $m$ , il semble *a priori* difficile de choisir un trajet de « référence ». Néanmoins le fait que la nouvelle contrainte effective soit définie par rapport à la contrainte de Tresca nous fait choisir la torsion comme chargement de référence.
- Lors d'un déphasage de  $\delta = -\pi/2$ ,  $\kappa$  présente un maximum pour un trajet elliptique proche du trajet dit « circulaire ».

On comprend alors que la majeure partie de l'intérêt de ce modèle réside dans ce facteur  $\kappa$ .

## 5 Conclusions

Les études expérimentales traditionnelles de la fatigue multiaxiale étant longues et onéreuses, une méthode alternative, basée sur les essais d'auto-échauffement et une extension du modèle de [Doudard et al., 2004], a été proposée. Nous avons pu voir qu'il est relativement simple de prendre en compte d'une part l'aspect multiaxial des contraintes (proportionnel et non-proportionnel) via l'introduction d'une contrainte équivalente d'activation, et d'autre part l'hétérogénéité structurale, grâce à l'introduction d'un facteur d'hétérogénéité de dissipation. Il est possible de s'affranchir de l'effet d'hétérogénéité des éprouvettes utilisées, et par suite de réaliser des essais avec une géométrie d'éprouvette quelconque au lieu de nécessiter des éprouvettes cruciformes, structurellement homogènes mais d'utilisation complexe. Ceci nous a permis de réaliser une campagne d'auto-échauffement de traction-torsion sur tube - inédite à notre connaissance - incluant des chargements proportionnels, des chargements à contrainte moyenne non-nulle et des chargements non-proportionnels.

Les premiers ont permis de confirmer les résultats de la précédente campagne sur éprouvette cruciforme tout en validant l'introduction du facteur d'hétérogénéité. Les seconds ont mis en lumière l'intérêt des essais d'auto-échauffement pour l'étude des paramètres de chargement et ont montré que la signature thermique corrobore les résultats de fatigue à grand nombre de cycles. Ils laissent également à penser que la contrainte moyenne de torsion est non-négligeable pour ce qui est de l'amorçage des fissures. Néanmoins de plus amples campagnes expérimentales (autres chargements, autres matériaux) sont nécessaires pour confirmer (ou infirmer) ces résultats. Enfin la troisième série d'essais comportant deux types de chargements non-proportionnels différents, a permis de valider les prévisions thermiques du modèle dans le cadre de sollicitations non-proportionnelles.

L'extension du modèle n'étant pas complète sans prévision de tenue à la fatigue, on a également calculé les limites d'endurance et le nombre de cycles à rupture en utilisant toujours la contrainte équivalente d'activation et des facteurs d'hétérogénéité appropriés. Ce premier modèle se révèle - comme il le laissait supposer - peu performant quant à la prévision de limite d'endurance sous chargements non-proportionnels. On peut donc conclure que ce modèle, nécessitant peu de paramètres et entièrement analytique est adapté à tout chargement d'auto-échauffement, mais doit être restreint aux sollicitations proportion-

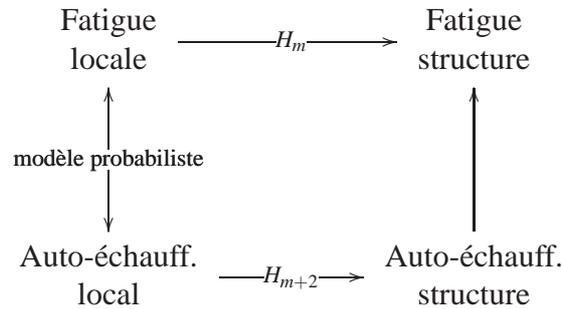


FIG. 2.49 : Relations mesure sur structure/mesure locale

nelles (ou quasi proportionnelles) dans le cas des prévisions de fatigue. Dans le but d'étendre le cadre d'utilisation du modèle aux chargements non-proportionnels, [Doudard, 2004] propose alors une seconde version, très proche de la première. Elle est basé non plus sur une contrainte équivalente d'activation, mais sur le calcul de la cission alternée sur les plans de glissement. Ce modèle, plus complexe que le précédent - il nécessite un calcul numérique mais ne requiert cependant pas plus de paramètres - donne des prévisions tout à fait acceptables de limite d'endurance (erreur relative globale par rapport aux résultats expérimentaux de 7%). On peut donc dire que, dans le cas présenté, il est possible, à partir d'une courbe d'auto-échauffement et d'une limite d'endurance en traction, de prévoir toute autre courbe d'auto-échauffement, sous chargement multiaxial et/ou hétérogène, et toute limite d'endurance, encore une fois sous chargement multiaxial hétérogène. On propose donc une vision unifiée de la fatigue et de l'auto-échauffement comme il a déjà été fait, mais cette fois-ci dans un cadre plus large encore puisque l'on unifie également les types de trajets - proportionnels et non-proportionnels - et la répartition du chargement, homogène comme hétérogène.

Que doit-on retenir de cette extension du modèle de [Doudard et al., 2004] aux chargements multiaxiaux hétérogènes ? En premier lieu, elle confirme l'intérêt pragmatique des essais d'auto-échauffement : c'est un moyen très rapide d'obtenir une estimation du comportement en fatigue. Ensuite, dans le cas d'essais multiaxiaux, l'extension utilisant la cission alternée donne des prévisions, qui, en comparaison des résultats expérimentaux, sont probantes. Enfin, et surtout, elle montre - et explicite - le lien fort qui existe, *dans le cas d'une structure*, entre un essai d'auto-échauffement et une campagne d'essais de fatigue, schématisé en figure 2.49. Ainsi, par exemple, l'approche proposée par [Arnould et al., 2005], qui identifie une limite d'endurance en appliquant une contrainte équivalente (obtenue grâce à un modèle de Weibull décrivant le comportement en fatigue du matériau) à la limite d'endurance de la structure donnée par l'essai d'auto-échauffement, est maintenant totalement justifiée. L'approche expérimentale OD est donc pertinente pour une structure, à condition que l'on utilise un facteur d'hétérogénéité, et donc que l'on connaisse l'hétérogénéité structurale.

Quelles sont les pistes à suivre à présent ? Concernant les chargements multiaxiaux, il serait intéressant de poursuivre l'étude des effets de la contrainte moyenne dans le cadre des essais d'auto-échauffement sur d'autres matériaux, et de compléter ces résultats par les

campagnes de fatigue adéquates. On pourrait ainsi vérifier qu'il y a bien adéquation entre auto-échauffement et fatigue comme le laisse penser cette première campagne. D'autre part, il faudrait comparer le modèle proposé avec quelques uns existants pour voir dans quelle mesure il est compétitif. Enfin une autre perspective est la prise en compte l'effet de contrainte hydrostatique non pas via une contrainte macroscopique, mais via la contrainte normale au plan de glissement considéré, ce qui donnerait d'une part une plus grande homogénéité au modèle (autant la cisssion que la pression seraient prises en compte au niveau microscopique), mais peut-être également de meilleures prévisions de fatigue.

Concernant les chargements de structure (multiaxialité + hétérogénéité), une modélisation numérique, basée sur le modèle, d'une structure complexe permettrait une application industrielle. Ce calcul, exécuté en post-traitement d'une analyse EF avec un simple comportement élastique, utiliserait les paramètres du modèle identifiés rapidement grâce à des essais d'auto-échauffement. Il donnerait ainsi accès, quasi instantanément (essais rapides et calcul numérique rapide), à une probabilité de rupture globale et/ou une durée de vie à une probabilité de rupture donnée. Enfin, concernant les hétérogénéités (autant structurales qu'intrinsèques), nous avons montré qu'il est *a priori* possible de les prendre en compte d'un point de vue global si elles sont connues (cas des hétérogénéités structurales), voire de les identifier globalement par comparaison d'éprouvettes avec et sans hétérogénéités comme nous le proposons en Annexe E. Mais est-il possible, par analyse inverse, de remonter au champ hétérogène et pas seulement à sa valeur moyenne ? Cela permettrait de prévoir plus finement l'influence d'une hétérogénéité sur la tenue à la fatigue, sans pour autant avoir à réaliser des essais de fatigue, à l'instar de ce qui vient d'être fait dans le cas de chargements multiaxiaux. Il faudrait, pour réaliser ceci, partir de mesures plus riches qu'une simple information globale. Dans ce but il est proposé dans le prochain chapitre d'identifier des effets de surface à partir d'essais d'auto-échauffement instrumentés d'une caméra infrarouge.

---

## Hétérogénéité : cas de tôles avec effet de surface

« You know my method. It is founded upon the observation of trifles. »

*in The Boscombe Valley Mystery, Sir Arthur Conan Doyle*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Effets de surface, fatigue... et auto-échauffement ?</b> . . . . .	<b>108</b>
1.1	La surface, un bord libre . . . . .	110
1.2	La surface, une épaisseur . . . . .	113
1.3	Et les essais d'auto-échauffement ? . . . . .	115
<b>2</b>	<b>Vers un modèle probabiliste hétérogène</b> . . . . .	<b>123</b>
2.1	Approche 0D . . . . .	124
2.2	Approche 1D . . . . .	128
<b>3</b>	<b>Conception d'éprouvettes de démonstration</b> . . . . .	<b>132</b>
<b>4</b>	<b>Développement d'un protocole expérimental</b> . . . . .	<b>139</b>
4.1	Mesure de champ de température par radiométrie . . . . .	142
4.2	Moyen de sollicitation mécanique . . . . .	155
4.3	Effet du couplage thermoélastique . . . . .	164
4.4	Revêtement à haute émissivité . . . . .	171
4.5	Système optique . . . . .	186
4.6	Environnement thermique . . . . .	194
4.7	Synthèse du protocole expérimental . . . . .	200
<b>5</b>	<b>Résultats et discussion</b> . . . . .	<b>203</b>
5.1	Éprouvettes de démonstration . . . . .	203
5.2	Éprouvettes d'acier 22MnB5 . . . . .	208
<b>6</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>211</b>

---

Les effets de surface restant un sujet de nombreuses études en fatigue, il est proposé dans ce dernier chapitre d'appliquer le modèle probabiliste au cas d'hétérogénéités intrinsèques localisées en surface. Afin d'étudier la faisabilité d'une telle approche, le cas étudié est celui de la décarburation de tôle, réputée provoquer d'importantes chutes de limite d'endurance. Il s'agit donc d'un « cas test » : soit la méthode thermique permet de quantifier un tel effet et de plus amples recherches permettront de conclure sur la pertinence de cette mesure dans des cas réels ; soit cette technique ne permet pas de détecter l'effet de la décarburation, et elle ne sera alors pas applicable aux effets de surface moindres.

La différence de comportement thermique entre tôle non-décarburrée et décarburrée se révélant mesurable macroscopiquement, nous décidons dans un premier temps d'appliquer une simple approche 0D, semblable à celle utilisée dans les chapitres précédents, pour expliquer le comportement thermique à partir de diverses informations : tenue à la fatigue, microstructure, etc. Cette approche n'étant que partiellement pertinente à cause des méconnaissances sur le matériau (il n'est pas possible de prévoir correctement le comportement thermique, mais celui-ci nous renseigne néanmoins approximativement sur la perte de limite d'endurance), il est décidé de passer par des mesures thermiques plus riches pour mieux comprendre le comportement thermique du matériau.

Une deuxième approche est donc proposée, basée sur la mesure du champ thermique dans l'épaisseur de la tôle. La difficulté est ici que le champ à mesurer présente *a priori* des variations très faibles ( $< 0,01$  K), si bien que les conditions expérimentales doivent être particulièrement soignées sans quoi seuls des artefacts de mesure seront obtenus. Les différents éléments clefs de la chaîne de mesure sont donc étudiés afin de connaître leur impact et - si besoin, si possible - les supprimer/corriger. Afin de vérifier le protocole expérimental obtenu, des éprouvettes de « démonstration » présentant des champs thermiques plus contrastés sont utilisées. Enfin les résultats sur éprouvettes décarburrées sont présentés et discutés.

## 1 Effets de surface, fatigue... et auto-échauffement ?

Le rôle de la surface en fatigue est étudié depuis longtemps. [Ewing et Humfrey, 1903], d'une certaine manière, montraient déjà que des phénomènes particuliers (la microplasticité puis la microfissuration) se passaient à la surface de la pièce. L'importance des qualités de la surface obtenue par usinage a été mise en exergue peu de temps après : [Gough, 1924] rapporte en 1924 les premières études concernant l'influence de la rugosité, [Cazaud, 1959] cite des travaux sur l'influence des rayures datant de 1932. La prise de conscience est très rapide, et différentes méthodes vont être mises au point dès les années 30 pour éviter la perte de résistance, ou mieux, améliorer la résistance à la fatigue, via des traitements de surface. Il y a, d'une part, la finition de la pièce (conditions d'usinage, type et direction de rectification, type de polissage), mais aussi l'introduction de contraintes résiduelles de compression par procédés mécaniques (galetage, sablage, grenillage, martelage, etc.) et thermo-chimiques (trempe, nitruration, cémentation, etc.). Si ces méthodes sont relativement efficaces et peuvent être appliquées de manière préventive, la compréhension des effets de surface n'en est pas pour autant complète.

Le but de cette première partie est tout d'abord de présenter les différentes origines des effets de surface observés en fatigue. Il y a des effets « géométriques » de bord libre, qui affectent le champ de contraintes à proximité, des effets d'hétérogénéité intrinsèque, dus à une modification des propriétés matérielles lors de l'obtention de la pièce et enfin, il y a l'influence de l'environnement sur l'amorçage et la vitesse de propagation des fissures. Bien que nous ne la traitons pas par la suite (en particulier parce que nous nous focalisons sur l'amorçage et non sur la propagation), nous garderons à l'esprit que cette dernière origine des effets de surface, sujet de nombreuses études [Petit, 2007] joue un rôle important en fatigue. L'environnement modifie en effet sensiblement le comportement plastique des matériaux par insertion de molécules de gaz dans les réseaux atomiques, par changement de l'énergie spécifique de création de surface et/ou par une oxydation de la surface qui contraint l'émergence des dislocations. Comme le montre la figure 3.1, la vitesse de propagation des fissures est par conséquent supérieure en surface qu'à coeur à cause de la présence même de l'atmosphère [Billaudeau et Nadot, 2004]. Après avoir présenté la surface en tant que « bord libre » et « épaisseur », nous discuterons dans quelle mesure le modèle probabiliste peut, ou non, rendre compte de ces effets, tant au niveau des prévisions de fatigue que du comportement thermique.

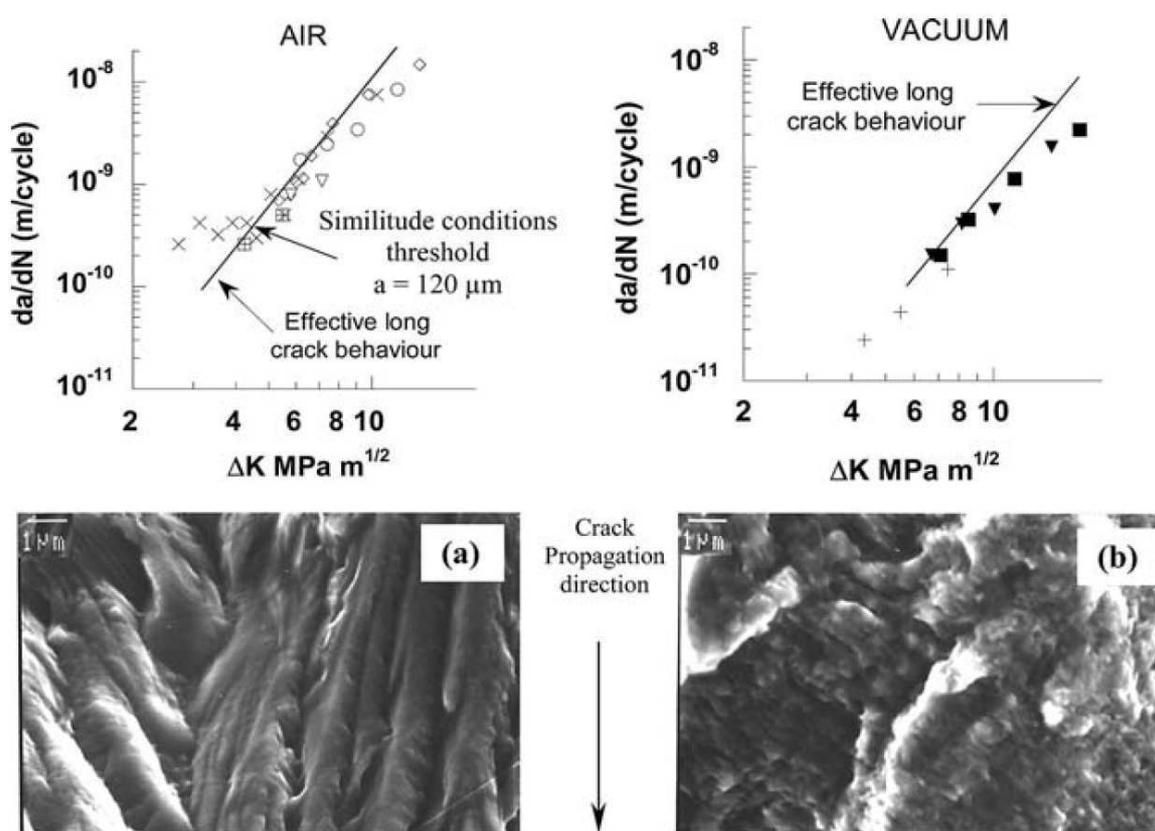


FIG. 3.1 : Vitesse de propagation de fissure en surface et à coeur [Billaudeau et Nadot, 2004].

## 1.1 La surface, un bord libre

L'effet de surface le plus connu en fatigue est sans doute l'influence de la rugosité. Celle-ci, due à la technique d'obtention de la surface, conditionne en effet fortement la tenue à la fatigue comme le montre le tableau 3.1. Ceci est dû à la présence de concavités aigües à la surface, qui provoquent des concentrations de contraintes lorsque la pièce est sous charge. On comprend donc que, d'une part, la résistance à la fatigue ne dépend pas exactement d'une valeur de la rugosité ( $R_a$ ,  $R_q$ ,  $R_z$ ,  $R_{max}$ ,  $R_{mr}$ , etc.) mais du profil réel : deux profils différents, l'un présentant des stries très aigües et l'autre non, peuvent avoir une même valeur de rugosité. D'autre part, l'effet de la rugosité dépend de l'orientation du chargement : des stries parallèles à des contraintes de traction n'ont aucun effet, mais deviennent nocives si elles y sont perpendiculaires.

Mode d'usinage	Profondeur maximale des rayures (mm)	Limite d'endurance (%)
Poli spéculaire	$\approx 0$	100
Émeri fin	0,004	97-98
Meule fine	0,005	96
Lime douce	0,01	93-95
Lime grossière	0,021	80-82
Tour	0,04	88

**TAB. 3.1** : Influence du fini d'usinage sur l'endurance en flexion ( $N = 6 \times 10^6$  cycles, acier à 0,33% de carbone [Thomas, 1924], rapporté par [Cazaud, 1959]).

Il est néanmoins possible d'obtenir des pièces avec une surface réelle « proche » d'une surface théorique. Il est en effet possible au prix de certains efforts, d'obtenir une rugosité très faible, par exemple par polissage mécanique méticuleux puis électropolissage adéquat. Seules des différences de propriétés matérielles par rapport au coeur et des contraintes résiduelles peuvent alors être distinguées à proximité de la surface. Il faut pour les supprimer réaliser par exemple un traitement thermique approprié (recuit d'homogénéisation, dans un four sous atmosphère inerte), ce qui permet de retrouver une homogénéité de la microstructure. Malheureusement, le traitement, par réarrangement de la microstructure, modifie légèrement la géométrie de la surface ! On peut néanmoins considérer qu'avec toutes ces onéreuses précautions, la surface est quasi parfaite, c'est-à-dire qu'elle ne correspond qu'à une frontière purement « parfaite » (régulière, sans accident de forme) de la matière et sans modification des propriétés de celle-ci à sa proximité.

Pourtant, un effet de surface existe. Et pour cause : il est dû à la présence même de la surface libre, qui va modifier le champ de contrainte dans la pièce. Dans la modélisation utilisée jusqu'ici, on considère que des « foyers » sont à l'origine de la rupture par fatigue et que ces foyers sont un ou des grain(s) favorables orientés, entourés et/ou avec une limite de plasticité moindre. Nous les avons modélisés en utilisant le modèle de [Eshelby, 1957], qui s'applique à une inclusion sphérique de propriétés homogènes et isotropes, noyée dans une matrice elle-même homogène et isotrope. Mais que se passe-t-il lorsque l'inclusion est proche de la

surface, voire en contact avec la surface libre ? Le modèle d'Eshelby ne s'applique plus si le VER constitué de la matrice et l'inclusion (figure 3.2 (a)) est « coupé » par une surface en deux moitiés égales (figure 3.2 (b)). Afin de quantifier la différence de champ de contrainte entre ces deux situations, [Sauzay, 2000] a simulé numériquement la « moitié » d'un tel VER. Il suppose l'élasticité de la matrice et une plasticité avec écrouissage cinématique pour l'inclusion. Enfin le chargement macroscopique correspond à de la traction.

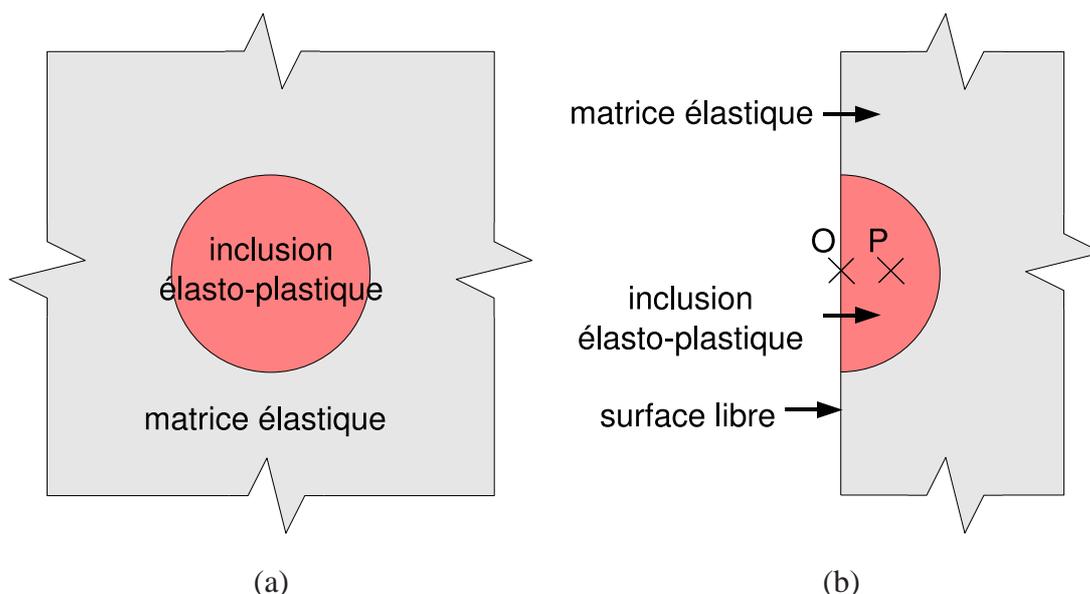


FIG. 3.2 : Modèle d'inclusion dans une matrice (a) à coeur (modèle de [Eshelby, 1957]) et (b) en surface [Sauzay, 2000].

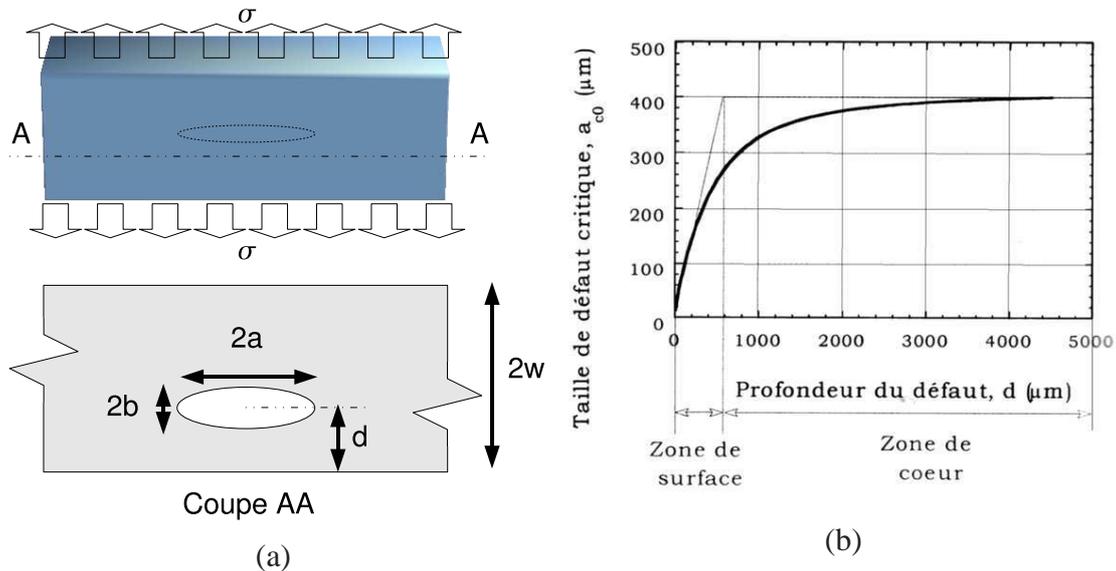
Il remarque alors que lorsque l'inclusion rentre en régime plastique, son champ de contrainte présente une forte hétérogénéité. La loi de localisation écrite en équation (1.4) dans le cas d'Eshelby, est modifiée, dépendant à présent du point considéré dans l'inclusion. Afin de connaître l'effet de cette nouvelle loi de localisation sur la plasticité cristalline, il la projette sur le système de glissement considéré  $(n, m)$ . On obtient alors une loi de localisation scalaire

$$\tau = \frac{\Sigma}{2} - \alpha_{surf}(\theta_p) \gamma^p \quad (3.1)$$

où  $\tau$  est le cisaillement dans le plan et  $\gamma^p$  le glissement plastique.  $\alpha_{surf}(\theta_p)$  dépend du point considéré du grain et de l'angle entre le plan  $(n, m)$  de glissement et le plan de la surface libre  $\theta_p$ . Il calcule alors l'amplitude de glissement plastique stabilisée dans le cas d'un chargement cyclique et fait le rapport entre la valeur en surface et la valeur à coeur. Il observe alors que ce rapport est maximum pour un plan de glissement ayant  $\theta_p = 90^\circ$  (glissement de type B dans la nomenclature de Miller) et vaut 1,35 en moyenne sur l'inclusion ( $E = 200\text{GPa}$  et  $\nu = 0,3$ ), ce qui correspond à une chute importante du module d'écrouissage effectif  $h$ . Cet effet se révèle important uniquement à très grande proximité de la surface, disparaissant lorsque le centre de l'inclusion est à plus de 3 ou 4 diamètres de la surface.

La présence de la surface libre permet donc un glissement plastique plus important, qui se traduit par la modification de la géométrie de la surface via le mécanisme d'intrusion-extrusion<sup>1</sup> (figure 1.13). Cette nouvelle géométrie, accidentée, présente donc de fortes concentrations de contraintes qui amorceront des microfissures et par suite des macrofissures.

Une autre conséquence de la présence de la surface libre, présentée par [Chantier - De Lima, 2000], est l'augmentation de la nocivité des défauts situés à proximité de la surface par rapport à ceux à coeur. Elle propose de modéliser un défaut de fonderie (dans son cas une microfissure) dans un massif semi-infini (figure 3.3 (a)). Le facteur d'intensité des contraintes au point critique de la cavité dépend alors, outre de sa géométrie propre, de sa distance à la surface. En introduisant ce facteur d'intensité dans une loi de Paris, elle obtient une relation entre nombre de cycle à rupture  $N$ , taille  $a_{c0}$  et profondeur  $d$  du défaut critique qu'elle représente figure 3.3 (b).



**FIG. 3.3** : Nocivité d'un défaut en fonction de sa profondeur : (a) modélisation d'une cavité ellipsoïdale proche de la surface (b) taille critique de la cavité en fonction de sa distance à la surface.

On voit en premier lieu que la taille critique tend vers une asymptote lorsque  $d$  augmente, qui correspond à la taille critique à coeur pour le nombre de cycles à rupture considéré. Cette taille critique à coeur diminue si l'on considère un plus grand nombre de cycles à rupture. Mais ce que l'on observe surtout, c'est la diminution de la taille critique à mesure que le défaut se rapproche de la surface, ce qui permet de définir deux zones (surface et coeur) où un défaut de même taille n'aura pas du tout la même nocivité. Ainsi la rupture « initiée en surface » n'est pas forcément causée par une population de défauts différente

<sup>1</sup>Il semble d'ailleurs qu'on n'observe pas ou très peu d'intrusion [Nakai et al., 1997], peut-être justement parce que le joint de grain s'y oppose, contrairement à l'extrusion.

aux abords de la surface, mais par la présence même de la surface qui change la criticité des défauts. Cet effet est alors intégré par Chantier - De Lima dans la probabilité de rupture cumulée de la pièce.

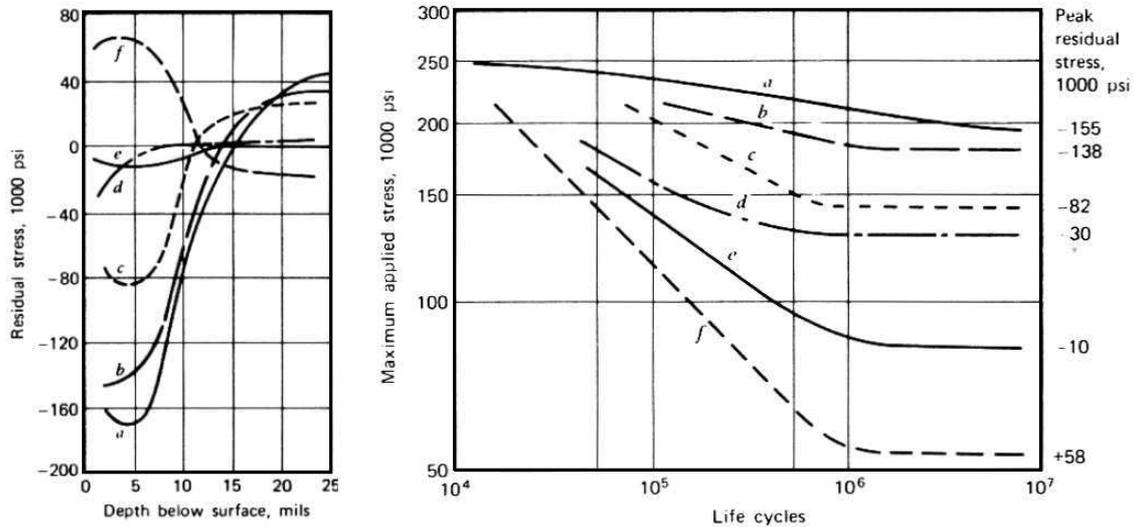
## 1.2 La surface, une épaisseur

L'autre raison des effets de surface est que la surface est en fait une « couche » où les propriétés matérielles et/ou le champ de contraintes résiduelles sont différents de ceux à coeur. L'approche de la surface est alors « volumique » : le mieux serait de connaître, dans l'absolu, la variation des différentes propriétés avec la distance à la surface, mais on ne peut dans la plupart des cas que déterminer quelles propriétés sont affectées, dans quelle mesure et sur quelle épaisseur moyenne.

Une des premières différences entre couche de surface et coeur est la présence de défauts dus au moyen d'obtention. C'est essentiellement le cas des pièces ne subissant pas d'enlèvement de matière après avoir été obtenues par fonderie. Les impuretés présentes dans le moule avant la coulée, les décrochements de sable pendant, les retassures lors du refroidissement sont situés à proximité de la surface et doivent être pris en compte lors de l'évaluation de la population de défauts, car ils conditionnent d'autant plus fortement la durée de vie en fatigue qu'ils se situent en surface comme l'a montré [Chantier - De Lima, 2000]. On retrouve également des différences entre couche de surface et coeur dans les tôles laminées où la surface n'a pas subi les mêmes transformations ni les mêmes conditions thermiques/oxydantes que le coeur.

Une autre différence avec le matériau à coeur est la présence en surface de contraintes résiduelles. Leur mesure est permise depuis la détermination par le physicien Laue, en 1912, de la longueur d'onde de rayons X à partir d'un réseau cristallin. Il est alors possible d'appliquer une méthode inverse, c'est à dire de quantifier, par diffraction de rayons X, une taille de maille cristalline, et par là même les contraintes qui la déforment. Appliqué aux pièces usinées, on se rend rapidement compte qu'un usinage sévère provoque un échauffement et par suite des contraintes de traction en surface, tandis qu'un usinage avec refroidissement provoque des contraintes de compression, bénéfiques lors des sollicitations cycliques (c'est ce qui explique la limite d'endurance élevée pour une rugosité élevée dans le cas de l'usinage au tour du tableau 3.1). Beaucoup de techniques, citées plus haut, sont alors mises au point pour permettre d'ajouter des contraintes résiduelles de compression plus ou moins importantes sur une épaisseur allant jusqu'à quelques dixièmes de millimètre, ce qui se révèle très efficace (figure 3.4). Ces contraintes résiduelles peuvent varier au cours de la vie de la pièce, en particulier si son chargement est proche de (ou supérieur à) la limite d'endurance. [Chantier - De Lima, 2000] observe par exemple sur des éprouvettes grenillées que les contraintes résiduelles chutent dans les premières centaines de cycles de chargement à  $R = -1$  à la limite d'endurance à 50% (on passe d'environ -475MPa à -425MPa en 100 cycles). Cette chute est encore plus marquée dans le cas de sollicitation à  $R = 0.1$  (on passe alors d'environ -475MPa à -275MPa en 100 cycles). Quel que soit le rapport de charge, la décroissance est par contre beaucoup faible après ces premiers cycles (dans le cas à  $R = -1$  les contraintes résiduelles valent environ -375MPa après 1000 cycles tandis qu'elles valent -

225MPa après 1000 cycles à  $R = 0.1$ ). Les contraintes initialement introduites sont biaxiales, mais seules les contraintes de traction dans la direction de sollicitation sont affectées.



**FIG. 3.4 :** Influence des contraintes résiduelles sur la tenue à la fatigue : distribution longitudinale des contraintes résiduelles dues à différents traitements (strain-peening) et courbes d'endurance correspondantes en flexion unidirectionnelle (Acier SAE 5160,  $R_c = 48$ , [Osgood, 1982]).

Une deuxième conséquence des effets de surface, moins recherchée et moins connue, mais bel et bien présente, est la variation de la dispersion. Elle est en général observée lors de la modification des contraintes résiduelles car des contraintes de compression empêchant l'initiation de fissure sur les défauts de surface, les microfissures apparaissent en sous-couche où une distribution de défauts différente de celle de surface est présente, entraînant un changement de dispersion des ruptures. Cet effet est également visible simplement par modification de la population de défauts en surface en gardant la même à coeur

Enfin, les propriétés même de la matière peuvent être différentes dans la couche superficielle. La limite d'élasticité, en particulier, est facilement modifiée (« durcissement » ou « adoucissement » de la surface), ce qui va rendre l'initiation de fissure plus difficile (resp. plus facile) en surface. On peut pour cela l'écrouir mécaniquement (grenailage, martelage, etc.) ou la modifier chimiquement (cémentation, cyanuration, nitruration). La vitesse de refroidissement étant plus rapide en surface qu'à coeur, la taille de grain et la précipitation sont aussi - volontairement ou non - différentes en surface, ce qui modifie sa dureté. Un des intérêts du durcissement est l'insensibilité aux rayures, tant que celles-ci ne sont pas plus profondes que l'épaisseur modifiée. Il arrive également parfois que la surface soit adoucie, par dépôt d'un métal plus mou (p. ex. galvanization) ou par décarburation pendant un traitement thermique<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Les décarburations lors de chauffage prolongé dans des atmosphères très oxydantes peuvent réduire de

Même si l'on distingue ces différentes causes d'effets de surface d'un point de vue théorique, il reste difficile de les dissocier dans le cas d'applications réelles. Par exemple, un polissage mécanique réduit la rugosité (influence positive) et introduit des contraintes de compression (influence positive). Un électropolissage adéquat diminue encore plus la rugosité (influence positive), mais retire les couches ayant des contraintes de compression (influence négative). Une nitruration augmente la limite d'élasticité (influence positive) et introduit des contraintes de compression (influence positive). Ainsi l'effet d'un traitement est une combinaison complexe des différentes influences sus-citées.

Ces différents effets sont actuellement relativement bien connus d'un point de vue pragmatique (compréhension globale des phénomènes, relations empiriques de dimensionnement, applications industrielles), pourtant la dynamique actuelle consiste à ne plus se satisfaire de paramètres généraux, mais de connaître et comprendre les phénomènes à l'échelle de l'hétérogénéité et non plus à celle de la pièce. On cherche à mesurer les variations de contraintes résiduelles en fonction de la profondeur, à connaître l'exacte variation des populations de défauts, etc. afin, d'une part, de mieux modéliser et donc comprendre ces effets (ce qui permet entre autres des prévisions plus fiables), et, d'autre part, d'intégrer plus justement les effets de surface dans les calculs numériques. Les effets de surface restent donc le sujet de nombreux travaux de recherche encore actuellement (pour preuve, un grand nombre de conférences de fatigue ont une (des) session(s) dédiée(s) aux effets de surface, et certaines<sup>3</sup> sont même dédiés uniquement à ceux-ci, voire à un effet de surface/une méthode de prévention<sup>4</sup>). Ainsi, nombre de campagnes de fatigue sont encore actuellement réalisées dans le cadre de l'étude des effets de surface.

Outre la durée des campagnes traditionnelles, un de leurs principaux inconvénients est encore l'aspect binaire (rupture ou non) comme nous l'avons dit au chapitre 1. En présence d'une hétérogénéité (dans notre cas, un effet de surface), la difficulté d'une telle campagne est qu'elle ne renseigne pas sur l'hétérogénéité en soi, mais seulement sur son influence sur la structure globale. Il faut des investigations complémentaires plus ou moins lourdes (micrographie, microdureté, diffraction RX, tomographie RX, échographie) pour connaître les caractéristiques de l'épaisseur responsable de l'effet de surface. Bien qu'elles soient d'une aide précieuse, ces informations supplémentaires ne qualifient pas directement les propriétés de fatigue. Y aurait-il un moyen plus direct d'obtenir une mesure de champs de propriété de tenue à la fatigue ?

### 1.3 Et les essais d'auto-échauffement ?

La première étape de l'étude des effets de surface par auto-échauffement est de savoir si la signature thermique d'une éprouvette est effectivement affectée par un effet de surface. Nous allons donc choisir un jeu d'éprouvettes de même matériau, l'une présentant un effet de surface et l'autre non (ou tout au moins il est supposé que si un effet de surface y est

---

moitié la limite d'endurance initiale, ce qui est le cas de nos éprouvettes en acier 22MnB5.

<sup>3</sup>Pour exemple : Conférence nationale : « FATIGUE ET ÉTAT DE SURFACE : du rôle des dégradations de surface, à l'effet des traitements superficiels », Senlis 10-11 Mai 2005.

<sup>4</sup>Pour exemple : Conférence Nationale : « Shot Peening », CETIM Senlis, 30 novembre 2006.

présent, il est bien moindre que celui réalisé intentionnellement). Nous allons alors réaliser deux essais d'auto-échauffement (approche 0D) rigoureusement identiques et comparer les courbes obtenues. Si elles diffèrent, il faudra alors se demander comment en rendre compte grâce au modèle. Enfin, si l'on parvient, ne serait-ce que qualitativement, à modéliser les températures moyennes mesurées en supposant l'hétérogénéité des propriétés matérielles, il sera temps de s'interroger sur la faisabilité d'une mesure thermique 1D pour obtenir directement l'hétérogénéité intrinsèque responsable de l'effet de surface.

### 1.3.1 Un effet de surface marqué...

L'effet de surface choisi n'est que peu représentatif des effets de surface habituellement observés car comme nous allons le voir il est très marqué (il provoque une perte d'environ 50% de la limite d'endurance). L'idée est qu'en choisissant d'étudier un premier effet si « franc », la conclusion devrait être claire : soit cet effet est aisément mesurable thermiquement et l'on peut appliquer la méthode proposée à d'autres effets moindres, soit il n'est pas mesurable malgré son importance, et la méthode thermique n'est alors pas applicable aux effets de surface habituels.

Les éprouvettes étudiées par la suite sont issues de deux types de tôles d'acier 22MnB5 à haute limite d'élasticité dont la composition est présentée dans le tableau 3.2. Les

nuances	C	Mn	Si	Cr	B	Fe
acier 22MnB5	< 250	< 1400	< 350	< 300	< 5	reste

TAB. 3.2 : Composition chimique ( $10^{-3}$  % en poids) de la nuance d'acier 22MnB5.

éprouvettes sans et avec effet de surface proviennent de mêmes tôles de 22MnB5 ayant subi le même traitement thermique et la même trempe. Ce traitement thermique (5min à 900°C puis trempe à l'eau) permet de conférer à ces tôles une haute limite d'élasticité. Il correspond au traitement qui est réellement subi lors de l'opération d'emboutissage à chaud auquel ces tôles sont destinées (passage au four quelques minutes, puis transfert à l'emboutisseuse avec trempe dans l'outil). Afin d'éviter toute oxydation et/ou décarburation des tôles « sans effet de surface » lors du process, un revêtement d'environ 30 $\mu$ m d'AlSi est déposé avant le chauffage, revêtement qui a disparu après la trempe. Les caractéristiques après trempe sont particulièrement intéressantes dans le cadre de l'allègement des pièces de sécurité des véhicules. Les éprouvettes avec effet de surface proviennent des mêmes tôles, ayant suivi le même process, à ceci près qu'elles ne sont pas pré-revêtues. Une forte décarburation a par conséquent lieu au cours du traitement. Au final, cette tôle a les mêmes caractéristiques mécaniques monotones que la version pré-revêtue (tableau 3.3). La limite d'endurance des tôles avec et sans effet de surface est obtenue par staircase (respectivement tableaux 3.4 et 3.5) et vaut environ 275MPa à  $2 \times 10^6$  cycles pour la tôle décarburrée et environ 450MPa pour celle pré-revêtue. Le nombre d'éprouvettes n'est pas suffisant pour estimer significativement la dispersion de la limite d'endurance. On a donc un très fort effet de surface en fatigue, évité habituellement en déposant un revêtement avant le traitement thermique si l'on destine cette tôle à une trempe.

Tôle	$R_e$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	A%
acier 22MnB5 avant traitement thermique	400	600	25
acier 22MnB5 après traitement thermique	1000	1500	6

**TAB. 3.3 :** Caractéristiques mécaniques monotones de la nuance acier 22MnB5.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
280 MPa	X		X				X		O
270 MPa		O		X		O		O	
260 MPa					O				

**TAB. 3.4 :** Campagne de traction pure à  $R = -1$  sur acier 22MnB5 décarburé : (O) non-rupture (X) rupture.

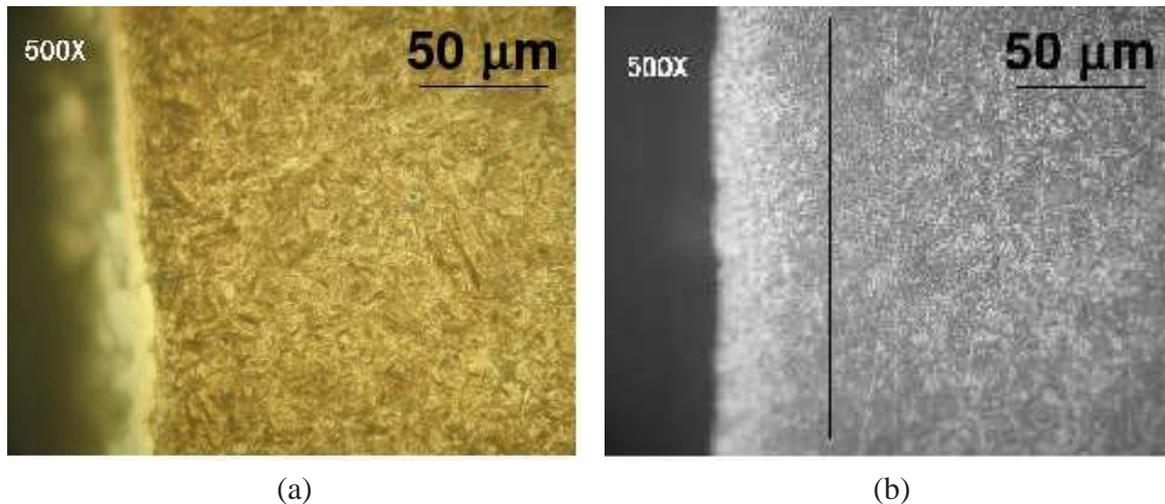
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
480 MPa	X		X							
470 MPa		O		X		X				
460 MPa					O		X		X	
450 MPa								O		O

**TAB. 3.5 :** Campagne de traction pure à  $R = -1$  sur acier 22MnB5 non-décarburé : (O) non-rupture (X) rupture.

Afin d'expliquer ces résultats, on cherche tout d'abord à mieux caractériser l'hétérogénéité présente. On réalise pour cela une attaque au nital sur la tranche des éprouvettes puis des observations micrographiques présentées figure 3.5. On voit que la microstructure martensitique est homogène dans le cas du 22MnB5 non décarburé, tandis qu'une zone ferritique de plus en plus marquée apparaît à mesure que l'on se rapproche de la surface dans le cas de la tôle décarburée. La zone affectée est visuellement de l'ordre de  $50 \mu\text{m}$ .

On réalise également plusieurs filiations de microdureté<sup>5</sup> pour connaître la variation de la dureté dans la direction transverse de la tôle. On voit sur la figure 3.6 que la dureté est quasi constante dans le cas non-décarburé, tandis qu'elle chute à partir d'environ  $70 \mu\text{m}$  dans l'autre cas. La constance des mesures dans le cas non-décarburé nous permet d'affirmer que la chute à l'approche du bord de l'éprouvette n'est pas un effet « de structure » mais bel et bien une variation des propriétés du matériau (la dureté en surface de la tôle décarburée est d'ailleurs à rapprocher de celle de la ferrite, soit environ 100Hv). Il apparaît (résultats de micrographie comme de microdureté) que la décarburation est

<sup>5</sup>Des filiations de microindentation instrumentées sont également réalisées pour obtenir la variation du module d'Young avec la direction transverse. Si les résultats obtenus sont en bon accord pour ce qui est de la mesure de dureté (on retrouve une zone affectée de l'ordre de  $60$  à  $90 \mu\text{m}$  dans le cas décarburé), les mesures de limite d'élasticité se révèlent inexploitable à cause des incertitudes de mesures et/ou de la préparation des échantillons (écart-type de  $35$  à  $40 \text{ GPa}$  pour des valeurs moyennes de l'ordre de  $200 \text{ GPa}$ ).



**FIG. 3.5 :** Micrographie de 22MnB5 non-décarburé (a) et décarburé (b) (polissage diamant  $3\ \mu\text{m}$ , attaque au nital pendant 5 s, microscope optique ; la ligne noire correspond à l'estimation de l'épaisseur de la couche affectée par la décarburation).

effective sur environ  $70\ \mu\text{m}$ . Nous allons maintenant essayer de comparer les réponses thermiques des éprouvettes décarburées et non-décarburées pour essayer d'estimer cet effet de surface par essai d'auto-échauffement.

### 1.3.2 Premier essai d'auto-échauffement sur éprouvette décarburée

Jusqu'à présent la méthode des essais d'auto-échauffement n'a pas été appliquée explicitement à l'étude des effets de surface. Ils ont pu être pris en compte implicitement lors d'essais sur structure, ou sur éprouvettes (puisque quasiment aucun traitement ne supprime vraiment les effets de surface), mais le but n'était pas de les qualifier et encore moins de les quantifier. Mais est-il seulement possible de distinguer par essai d'auto-échauffement deux tôles ayant pour *seule* différence la présence d'un effet de surface ? Pour répondre à cette question, deux essais d'auto-échauffement sont réalisés sur deux éprouvettes d'acier 22MnB5, l'une ayant été décarburée et l'autre non.

Les essais sont menés sur la machine d'essai que nous utiliserons par la suite pour les mesures thermographiques (décrite plus précisément en partie 4.2) et les mesures de température sont réalisées par thermocouple. La géométrie adoptée pour les éprouvettes en 22MnB5 est présentée en figure 3.7 : il s'agit de parallélépipèdes de  $2 \times 8 \times 120\text{mm}^3$ , obtenus par découpe au jet d'eau à haute pression avec une vitesse d'avance lente. Ce type d'usinage a été adopté car les caractéristiques mécaniques de l'acier 22MnB5 rendent difficile un usinage traditionnel par enlèvement de matière, ne permettent pas d'utiliser une cisaille, et la découpe par électroérosion est rendue impossible par la présence de calamine sur la tôle décarburée (un sablage ou un traitement similaire pour retirer la calamine modifierait fortement l'effet de surface). Il n'y a pas de talons sur les éprouvettes pour permettre

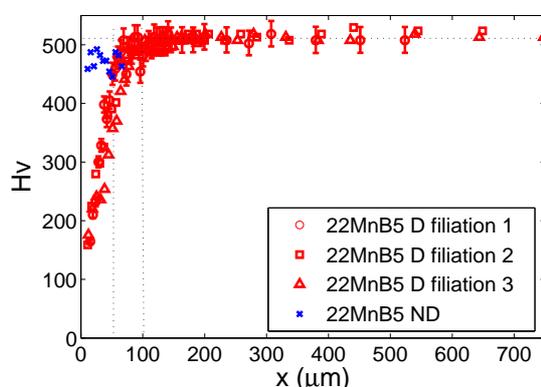


FIG. 3.6 : Filiations de microdureté sur 22MnB5 décarburé (D) et non-décarburé (ND).

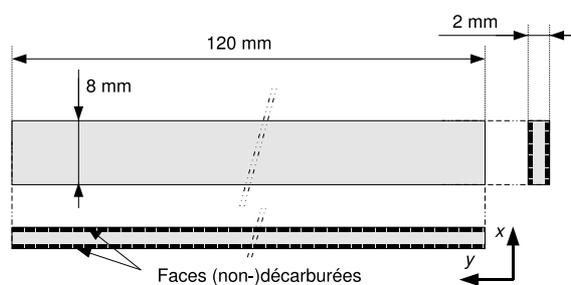


FIG. 3.7 : Géométrie des éprouvettes de 22MnB5.

un polissage adéquat de la tranche (papiers 40 à 600), et un soin particulier est apporté pour éviter d'obtenir une surface polie bombée<sup>6</sup> qui pourrait compromettre les mesures thermographiques à venir.

La figure 3.8 montre que les courbes d'auto-échauffement obtenues sont loin d'être semblables, ce qui ne peut être dû dans le cas présent qu'à l'effet de surface. Il doit être noté que la différence entre les courbes - on a approximativement un rapport 3 en terme de variation de température pour une même amplitude de contrainte - est *très* importante, comparable par exemple à l'effet d'hétérogénéité observé entre traction et torsion dans le chapitre 2. On se propose donc dans ce dernier chapitre d'expliquer - à tout le moins, essayer - cette différence de comportement, et par là même de comprendre son lien avec la tenue à la fatigue des tôles. L'idée est d'étendre le modèle probabiliste au cas des effets de surface, pour pouvoir d'une part les étudier de manière « globale » - comme lors d'une campagne de fatigue traditionnelle, mais bien plus rapidement - et d'autre part de manière « locale », en considérant le champ d'énergie dissipée, ce que ne peuvent faire ni une campagne classique, ni une mesure complémentaire (microdureté, micrographie, etc.).

Comment introduire un effet de surface dans le modèle ? On peut classer les origines des

<sup>6</sup>On utilise pour cela un système de maintien en position pendant le polissage.

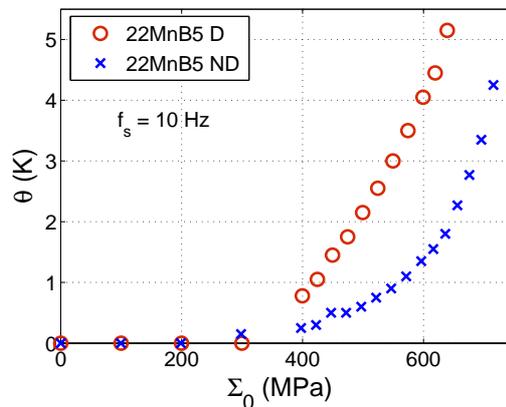


FIG. 3.8 : Courbes d'auto-échauffement de l'acier 22MnB5 décarburé (D) et non-décarburé (ND).

effets de surface selon les deux types d'hétérogénéité précédemment définis :

- structurale : c'est le cas de l'effet de la présence de la surface libre, mais aussi de la rugosité,
- intrinsèque : il s'agit des effets de contraintes résiduelles, de variations de propriétés matérielles et des différences de distribution de défauts entre coeur et surface.

Nous avons vu au chapitre 2 qu'il était simple de prendre en compte le premier type d'hétérogénéité. Nous allons voir que le deuxième type peut être modélisé grâce à une démarche similaire, c'est-à-dire via des facteurs d'hétérogénéité dans le cas 0D et en passant par une équation de la chaleur 1D dans le cas de la mesure de champ.

Que doit-on introduire dans le modèle ? Les effets de surface correspondant à une population de foyers différente en surface, plusieurs paramètres peuvent être modifiés pour en rendre compte. On pourrait tout d'abord utiliser le paramètre d'écroutissage  $h$  en le rendant dépendant de la distance à la surface (c'est-à-dire poser  $h(x)$ ) pour rendre compte de la différence de comportement plastique en surface. Bien que la variation du paramètre  $h$  en surface y explique la plasticité plus intense, l'étude de [Sauzay, 2000] montre que  $h$  ne change pas d'un ordre de grandeur aux abords de la surface. La dissipation ne variant en première approximation que linéairement avec  $h$ , introduire  $h(x)$  ne permet pas d'expliquer la différence importante observée entre courbes d'acier décarburé et non-décarburé. Par contre le paramètre d'échelle  $V_0^{1/m} S_0$  de la loi puissance décrivant l'intensité de du processus ponctuel de Poisson  $\lambda$  a été déjà modifié plusieurs fois pour rendre compte des variations de limite d'endurance ([Doudard, 2004]). Ce paramètre est bien plus intéressant car il est à la puissance  $m$ , si bien qu'une faible variation de  $V_0^{1/m} S_0$  modifie considérablement l'énergie dissipée. On pourrait donc dans notre cas le faire dépendre de la position par rapport à la surface  $x$ . Deuxièmement, le module de Weibull  $m$  correspondant à la dispersion de fatigue, il pourrait être nécessaire de le faire de même varier avec  $x$  pour décrire la différence de

comportement de la surface par rapport au coeur. Nous aurions donc dans le cas général :

$$\lambda(x) = \left( \frac{\Sigma}{V_0^{1/m} S_0(x)} \right)^{m(x)} \quad (3.2)$$

et par suite nous pourrions calculer comportement d'auto-échauffement et de fatigue. L'identification de  $V_0 S_0^m(x)$  et  $m(x)$  pourrait être réalisée par pesée : on identifie tout d'abord les paramètres « à coeur » grâce à une éprouvette n'ayant pas d'effet de surface, puis les paramètres « de surface » par différence avec une éprouvette présentant l'effet de surface étudié. Dans le cas d'une approche 0D, il n'est pas possible d'identifier les deux populations (celle de surface et celle de coeur) à partir d'une seule information. L'approche 0D nécessitera donc une (des) donnée(s) complémentaire(s) sur l'épaisseur affectée (micrographie, microdureté...), pour connaître le « profil » de  $V_0 S_0^m(x)$  et  $m(x)$  et non pas seulement une valeur moyenne. Même à l'aide de données complémentaires il ne sera peut-être pas évident de trouver les variations de  $S_0^m(x)$  et  $m(x)$ , si bien que l'on considérera en première approximation des variations constantes par paliers. Avec l'approche par mesure de champ, on a au contraire théoriquement un accès directement à  $D(x)$  à partir de  $\theta(x)$ , et par suite on pourrait remonter à  $V_0 S_0^m(x)$  et  $m(x)$ . Il serait certes possible de chercher une hétérogénéité 2D, qui conduirait à l'écriture un problème thermique simple et bien posé et permettrait le développement d'un protocole expérimental adéquat, mais l'approche 1D dans la direction transverse de la tôle, outre qu'elle est plus simple, est en bon accord avec un effet de surface, où l'hétérogénéité est préférentiellement unidirectionnelle (selon  $x$ ).

Nous avons vu au chapitre 1 qu'il est *a priori* possible de mesurer des hétérogénéités thermiques à une échelle millimétrique, ceci grâce au champ moyen et non au champ pulsé. Mais comment mesurer matériellement la température « en profondeur » dans la tôle ? Il est possible d'instrumenter une éprouvette avec des microthermocouples en surface et à différentes profondeurs [Masson et Dumons, 2006], ce qui permet - chose rare - de connaître la température véritablement « au coeur » d'une éprouvette. Néanmoins la résolution n'est *a priori* pas suffisante (de l'ordre du 1/100 de Kelvin au mieux), l'instrumentation difficile (il s'agit de thermocouples dont les fils sont typiquement de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  de diamètre) et surtout, dans le cas de chargement mécanique, les perçages nécessaire à la mise en place des thermocouples créent de fortes concentrations de contrainte, qui dans notre cas provoqueraient un auto-échauffement additionnel qui perturberait la mesure.

Un deuxième méthode de mesure thermique possible est la thermographie utilisant des caméras sensibles au rayonnement infrarouge, permettant d'obtenir des mesures de champ [Chrysochoos, 2002]. Dans le cas de matériaux ne transmettant pas les infrarouges (ce qui est le cas de tout les métaux ayant une épaisseur supérieure à quelques nanomètres), seule la surface de la pièce peut alors être étudiée. Comment accéder alors à la température à coeur ? Le seul moyen est de créer une nouvelle surface (plan  $(x,y)$ ), perpendiculaire à la surface initiale  $(y,z)$ . Dans le cas d'effets de surface sur tôle qui présentent uniquement des variations selon  $x$  et non  $y$  et  $z$ , l'homogénéité selon  $z$  nous permet de négliger toute conduction selon  $z$ , et simplement considérer la tranche de la tôle comme représentative du

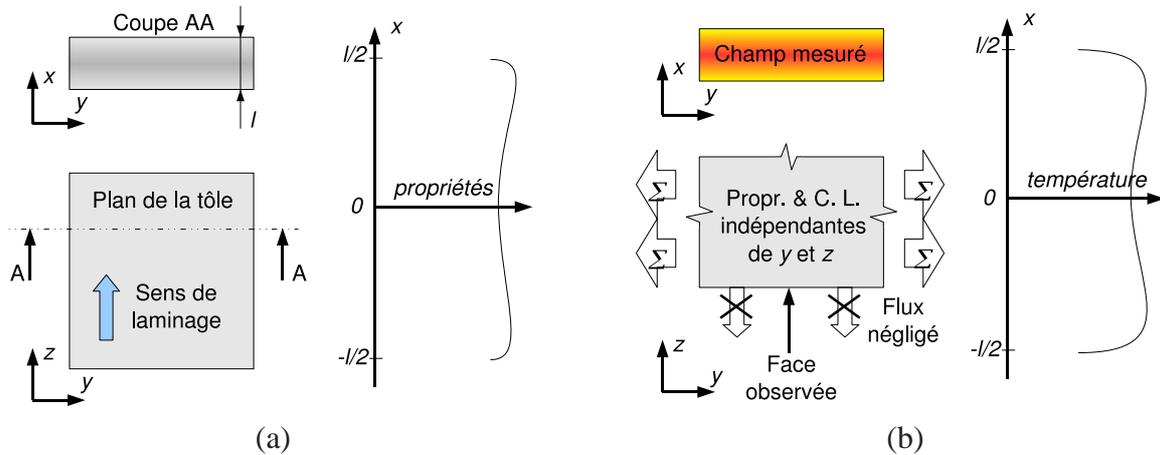


FIG. 3.9 : Principe des mesures thermographiques sur tôle : (a) Matériau brut et hétérogénéités cherchées (b) Principe de la mesure correspondante.

comportement thermique à coeur (figure 3.9 (a)). On peut alors réduire le problème étudié à un problème 2D  $(x, y)$  voire 1D (pour peu que l'on considère la tôle homogène selon  $y$  et les flux dans les mors comme lointains). Quoi qu'il en soit cette technique ne permettrait d'obtenir le champ de température dû à l'effet de surface « dans » l'éprouvette que si la création de surfaces d'observation ne perturbe pas le champ ! D'un point de vue du champ de source, nous avons vu qu'il n'était pas possible de créer une surface sans qu'il y ait d'effet de surface. Néanmoins, si l'effet de surface que l'on veut mesurer est suffisamment important, il est possible de préparer (par une découpe et un polissage adéquat, par exemple) la surface d'observation de telle sorte que son effet soit négligeable vis-à-vis de celui cherché. D'autre part la création de cette nouvelle surface modifie les conditions limites : elle empêche la conduction dans sa direction normale  $x$  mais permet un flux convectif et radiatif (sans quoi la mesure infrarouge ne serait pas possible !). On peut malgré tout négliger l'effet de la surface d'observation sur le champ de température pour peu que, d'une part, l'hétérogénéité cherchée ne dépende que des directions contenues dans le plan d'observation - ce qui est *a priori* le cas en traction sur de telles tôles - et que, d'autre part, le flux à travers la surface observée soit nul (voir figure 3.9 (b)). Dans le cas des effets de surface sur tôle, l'effet est généralement uniforme sur toute la tôle (c'est-à-dire indépendant de  $y$  et  $z$ ), et la première condition est donc remplie. En outre la convection est négligeable (voir tableau 3.6) pour de faibles écarts à l'ambiante comme c'est le cas ici. Enfin, bien que la surface rayonne suffisamment pour que la mesure soit possible, le flux reste également très faible par rapport à celui dû à la conduction dans le sens de l'épaisseur de la tôle. On va donc considérer dans toute la suite que la présence de la surface d'observation ne perturbe pas le champ mesuré, et qu'elle donne donc accès, *a priori*, à la variation de température dans l'épaisseur de la tôle.

Ce dernier chapitre a donc pour but, d'une part, de présenter une étude d'effet de surface par essai d'auto-échauffement avec approche globale, et d'autre part, de discuter de la faisabilité d'une mesure thermique 1D « selon l'épaisseur ». Nous allons, dans un premier temps,

Type de flux	Modèle	Coefficients	Valeur des flux ( $\text{W.m}^{-2}$ )
Conduction	$-\lambda \text{grad}(T)$	$\lambda \approx 45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$q \approx 45000(T - T_0)$
Convection	$-h(T - T_0)$	$h = 0,2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$q \approx 0,2(T - T_0)$
Rayonnement	$\varepsilon \sigma_{sb} T^4$	$\varepsilon \approx 0,9$	$q \approx 5,5(T - T_0)$

**TAB. 3.6 :** Comparaison des flux dans et aux limites de l'éprouvette. On considère un champ de température linéaire à l'échelle de la largeur de l'éprouvette (1 mm) pour pouvoir comparer la conduction aux autres types de transfert. La valeur de  $\lambda$  correspond à la valeur moyenne d'un acier. La valeur du coefficient de convection  $h$  est dans le cas de convection naturelle pour  $(T - T_0) < 20 \text{ K}$ . La loi de Stefan-Boltzman est linéarisée à l'ambiante et la constante d'équilibre thermique est soustraite. La constante de Stefan-Boltzman vaut  $\sigma_{sb} = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ .

modéliser l'auto-échauffement de ces tôles pour discuter de la pertinence d'une approche 0D (partie 2.1). Ensuite nous estimerons les champs de température en surface pour voir s'ils sont *a priori* mesurables (partie 2.2). L'amplitude de ceux-ci se révélant très faible, des éprouvettes de démonstration seront conçues pour tester le protocole expérimental. Un protocole spécifique est alors mis au point (partie 4) afin d'obtenir des résultats expérimentaux qui seront finalement discutés (partie 5).

## 2 Vers un modèle probabiliste hétérogène

On a pu remarquer en figure 3.8 qu'il y a une différence très prononcée entre les deux types de tôle. D'une part la courbe avec effet de surface s'est translaturée selon l'axe des abscisses, traduisant *a priori* une baisse de la limite d'endurance, mais on observe, d'autre part, un léger changement l'aspect de la courbe (le « coude » est plus raide). Ceci correspondrait à une diminution de la dispersion en fatigue si l'on appliquait le modèle probabiliste, mais cette interprétation n'a ici pas grande valeur puisque nous sommes loin des hypothèses du modèle (hypothèse d'homogénéité entre autre). Quoi qu'il en soit si l'on applique la méthode [Luong, 1992] à ces deux courbes, on obtient des estimations fausses des limites d'endurance (environ 590MPa pour la tôle non-décarburrée, 430MPa pour la tôle décarburrée). En outre, le rapport des limites estimées ( $430/590 \approx 0,73$ ) ne correspond pas à celui des limites d'endurance obtenues par staircase ( $272/462 \approx 0,59$ ). Est-il pourtant possible d'utiliser les essais d'auto-échauffement pour évaluer les caractéristiques de fatigue ? Pour répondre à cela nous allons dans un premier temps prendre en compte l'épaisseur de microstructure modifiée par la décarburation dans le modèle pour expliquer ces résultats. Fort de ceci, nous simulerons dans un second temps le champ de température dans l'éprouvette pour juger dans quelle mesure il est possible de le quantifier expérimentalement.

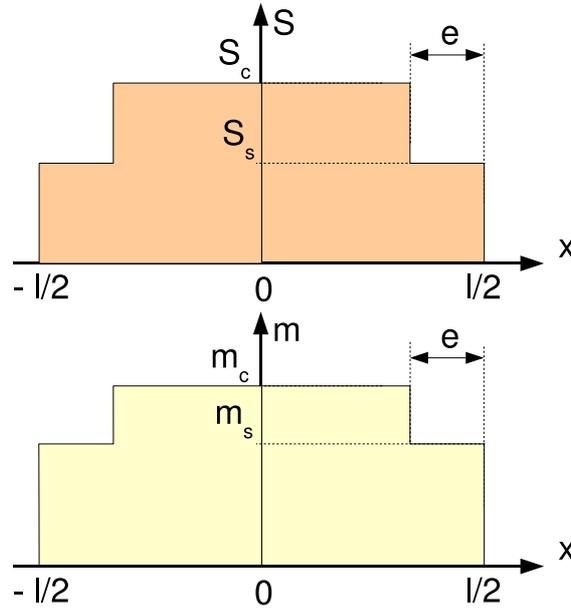


FIG. 3.10 : Modélisation de l'effet de surface par des fonctions constantes par morceaux.

## 2.1 Approche 0D

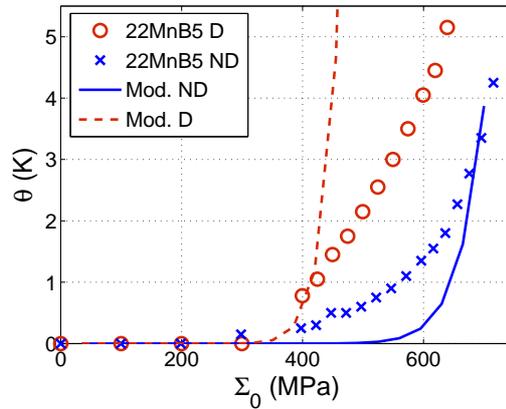
N'ayant pas exactement la variation des propriétés en fonction de la direction transverse  $x$ , il est proposé d'approximer l'effet de surface par une zone de propriétés constantes différentes de celles à coeur (figure 3.10). L'effet de surface est donc caractérisé simplement par trois constantes  $e$  (épaisseur de la zone affectée),  $S_s^{m_s}$  (le facteur d'échelle du processus ponctuel de Poisson en surface) et  $m_s$  le module de Weibull en surface. La dissipation moyenne s'écrit alors dans le cas général

$$D_m = \frac{2e}{l} \frac{4m_s V_f}{h(m_s + 1)(m_s + 2)} \frac{\Sigma_0^{m_s+2}}{V_0 S_s^{m_s}} + \frac{l-2e}{l} \frac{4m_c V_f}{h(m_c + 1)(m_c + 2)} \frac{\Sigma_0^{m_c+2}}{V_0 S_c^{m_c}} \quad (3.3)$$

où  $S_c^{m_c}$  est le facteur d'échelle à coeur et  $m_c$  le module de Weibull à coeur. Enfin  $l$  est l'épaisseur de la tôle. On a par suite la température moyenne stabilisée

$$\bar{\theta}_m = \frac{f_r \tau_{eq}}{\rho C} \left( \frac{2e}{l} \frac{4m_s V_f}{h(m_s + 1)(m_s + 2)} \frac{\Sigma_0^{m_s+2}}{V_0 S_s^{m_s}} + \frac{l-2e}{l} \frac{4m_c V_f}{h(m_c + 1)(m_c + 2)} \frac{\Sigma_0^{m_c+2}}{V_0 S_c^{m_c}} \right) \quad (3.4)$$

Que valent ces différents paramètres ? Vu que  $e/l$  et  $S_s/S_c$  modifient de la même manière la température moyenne, on cherche à identifier l'un de ces rapports à l'aide d'une autre donnée que celle de température. Les études micrographiques et de microdureté donnent directement  $l = 2\text{mm}$  et  $e = 0\text{mm}$  dans le cas non-décarburé et  $e \approx 0,07\text{mm}$  dans le cas décarburé. Ne connaissant la dispersion de la limite d'endurance pour aucune des deux tôles, on suppose, en première approximation, que  $m_s = m_c = m = 15$  (ordre de grandeur



**FIG. 3.11** : Prédiction des courbes d'auto-échauffement du 22MnB5 décarburé (D) et non-décarburé (ND) à partir des données de fatigue (Mod. ND & Mod. D).

habituel pour un acier). On peut alors simplifier l'expression de  $D_m$  précédente en

$$D_m = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)} \left( \frac{2e \Sigma_0^{m+2}}{l V_0 S_s^m} + \frac{l - 2e \Sigma_0^{m+2}}{l V_0 S_c^m} \right), \quad (3.5)$$

soit en introduisant  $R_e = e/l$  et  $R_s = S_s/S_c$  respectivement le rapport des épaisseurs et le rapport des facteurs d'échelle

$$D_m = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)} \left[ 1 + 2R_e \left( \frac{1}{R_s^m} - 1 \right) \right] \frac{\Sigma_0^{m+2}}{V_0 S_s^m}. \quad (3.6)$$

Par suite on trouve

$$\bar{\theta} = \frac{4mV_f f_r \tau_{eq}}{\rho C h (m+1)(m+2)} \left[ 1 + 2R_e \left( \frac{1}{R_s^m} - 1 \right) \right] \frac{\Sigma_0^{m+2}}{V_0 S_s^m}. \quad (3.7)$$

Il reste alors à évaluer  $R_s$  en faisant le rapport des limites d'endurance des tôles décarburées et non-décarburées. On suppose en effet que la limite d'endurance de la tôle correspond approximativement à celle de la couche en surface puisque majorité des fissures s'y initient. On prend en compte la variation de volume (dans le cas non-décarburé toute l'épaisseur de la tôle contribue à la limite d'endurance, tandis que dans le cas décarburé seule l'épaisseur affectée est à prendre en compte au vu de l'hypothèse précédente). On peut alors prévoir les courbes d'auto-échauffement en identifiant seulement le paramètre  $4f_r \tau_{eq} V_f / h \rho C$  sur la courbe du cas non-décarburé (figure 3.11). On voit que le coude de chaque courbe n'est pas du tout bien prévu, mais par contre la translation des courbes est relativement bien reproduite. Il doit en conséquence être possible de prévoir la limite d'endurance à partir des courbes d'auto-échauffement.

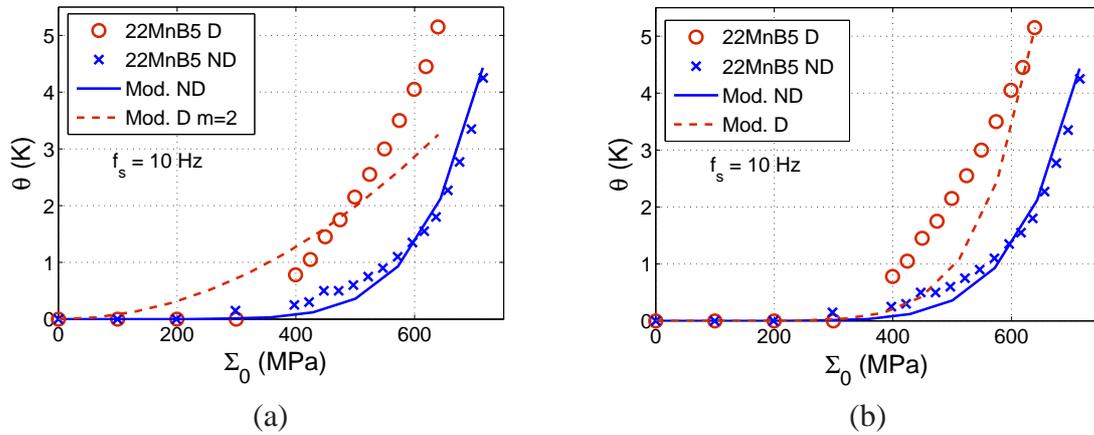
On identifie pour cela  $4f_r \tau_{eq} V_f / h \rho C S_c^{m_c}$  et  $m_c$  grâce à la courbe d'auto-échauffement du 22MnB5 non décarburé. On trouve  $m_c \approx 6$ , ce qui est particulièrement faible. Les essais

sont répétés - en particulier on ajoute des talons aux éprouvettes pour éviter un possible frottement dans les mors ou des amorçages de fissures au droit des mors qui pourraient perturber la mesure thermique - mais la valeur de  $m_c$  est confirmée (cela explique donc l'erreur importante faite lorsque l'on a pris  $m = 15$ ). Le cas d'une valeur très basse de  $m$  a déjà été observé avec d'autres aciers à haute limite d'élasticité. Il se peut que les caractéristiques à coeur étant très élevées, la fatigue s'amorce sur une population de défauts différente en surface, peut-être avec une interdépendance de l'activation des foyers, si bien que le module de Weibull apparent n'a plus de rapport avec la dispersion de fatigue (le module de Weibull de deux populations distinctes est nécessairement inférieur à celui de chacune de ces populations). Nous verrons en toute fin de ce chapitre qu'au vu des résultats expérimentaux l'hypothèse d'une population différente en surface même dans le cas non-décarbure semble justifiée.

On cherche néanmoins  $4f_r\tau_e qV_f/h\rho CS_s^{m_s}$  et  $m_s$  en interpolant la courbe du 22MnB5 décarbure. On trouve alors  $m_s \approx 2$ , valeur d'une part anormalement basse et d'autre part n'étant pas en accord avec la courbe expérimentale (figure 3.12 (a)). On peut supposer que la décarburation étant particulièrement sévère, la couche superficielle est quasiment de la ferrite pure ayant une limite d'élasticité très basse et entrant en régime plastique macroscopique (saturation des foyers en surface), ce qui explique la courbe quasi-bilinéaire du 22MnB5 décarbure (il faudrait alors utiliser un modèle de Weibull à trois paramètres pour prendre en compte ce seuil). Avec l'augmentation de l'amplitude de contrainte, les populations de foyers ne saturant pas prennent le pas sur les foyers de surface et la courbe reprend alors son apparence de loi puissance (derniers points de la courbe). Ces changements de comportement devraient en partie se refléter sur la dispersion de fatigue, mais trop peu d'éprouvettes ont été utilisées (une dizaine pour évaluer chaque limite d'endurance) pour que les estimations de dispersion aient un sens.

On voit donc que le modèle ne peut plus rendre aussi bien compte du comportement thermique que précédemment dans ce cas d'acier à haute limite d'élasticité, ce qui mérite d'être approfondi. Sachant que l'on cherche dans le cadre de cette étude à savoir s'il est toujours possible de lier essai d'auto-échauffement et résultats de fatigue, on voudrait juste reproduire approximativement le comportement thermique pour voir s'il est expérimentalement possible de le mesurer par thermographie. On décide donc pour l'instant d'abandonner simplement l'hypothèse de variation de  $m$  avec l'effet de surface, ce que l'on ne peut justifier (on ne connaît pas la variation - ou l'absence de variation - de dispersion des résultats de fatigue entre tôles non-décarburees et décarburees). S'il l'on considère  $m$  constant, on peut alors écrire l'énergie dissipée moyenne en introduisant  $R_e = e/l$  et  $R_s = S_s/S_c$  (équations (3.6) et (3.7)).

On peut à nouveau identifier les paramètres du modèle avec la même démarche : on obtient  $S_c$  et  $m$  de la courbe de la tôle sans décarburation et  $S_s$  de la courbe dans le cas décarbure. On voit sur la figure 3.12 (b) que la courbe d'identification est éloignée de la courbe expérimentale pour les raisons sus-citées. La valeur de  $R_s$  correspondant aux valeurs identifiées est ici de 0,53, ce qui signifie que le matériau en surface est, d'un point de vue du modèle, quasiment moitié moins « résistant à la fatigue » que le matériau à



**FIG. 3.12 :** Identification des paramètres sur les courbes d'auto-échauffement de l'acier 22MnB5 : (a) identification de  $4f_r\tau_e qV_f/h\rho CS_c^{m_c}$  et  $m_c$  sur l'acier 22MnB5 non-décarbure ((ND) et  $4f_r\tau_e qV_f/h\rho CS_s^{m_s}$  et  $m_s$  sur l'acier 22MnB5 décarbure (D) ; (b) identification de  $4f_r\tau_e qV_f/h\rho CS_c^m$  et  $m$  sur l'acier 22MnB5 non-décarbure (ND) et  $4f_r\tau_e qV_f/h\rho CS_s^m$  sur l'acier 22MnB5 décarbure (D).

	Staircase	Thermique*	Thermique **
$R = \frac{\Sigma_{\infty}^{dec}}{\Sigma_{\infty}^{NDec}}$	$0,58 \pm 0,02$	0,73	0,82
Erreur $\frac{R_{staircase} - R}{R_{staircase}}$ (%)	0	-25	-41

**TAB. 3.7 :** Estimation des limites d'endurances du 22MnB5 décarbure et non décarbure par staircase, essai d'auto-échauffement sans prise en compte de l'épaisseur affectée (\*) et avec prise en compte (\*\*).

coeur. On calcule le rapport des limites d'endurance estimée à partir de  $R_s$  et du rapport des volumes considérés et l'on trouve 0,82. Le tableau 3.7 montre le rapport des limites d'endurance estimées par staircase (en prenant en compte les estimations d'erreur des deux staircases) et par mesure thermique sans et avec prise en compte de l'hétérogénéité. On voit que la première méthode rend qualitativement compte de la chute de limite d'endurance, mais sous-estime fortement la chute de limite d'endurance car la dissipation en surface est moyennée par conduction. De la même manière, *malgré une prise en compte de l'hétérogénéité par le modèle*, la deuxième méthode ne donne des résultats que qualitatifs. L'erreur entre estimation par staircase et mesure thermique est même plus importante. On comprend alors que la modélisation de l'épaisseur affectée, bien qu'*a priori* améliorant l'estimation de la limite d'endurance, ne permet pas de rendre compte quantitativement de l'effet de surface. Il est nécessaire d'enrichir ou modifier le modèle, et pour cela une caractérisation plus fine de la population de foyers en surface est requise. Des mesures complémentaires (micrographies, etc.) pourraient certes aider à cette étude, mais ne serait-il pas possible de directement tirer l'information de la signature thermique de l'éprouvette ?

Nous nous sommes jusqu'à présent contentés d'une mesure moyenne, mais il est également possible de mesurer le champ de température. Une première étape dans cette nouvelle direction de recherche est d'estimer le champ thermique à partir des informations jusque là utilisées pour expliquer le comportement observé avec l'approche 0D. Cette estimation nous permettra de choisir les moyens expérimentaux les plus à mêmes de nous donner accès au champ thermique réel.

## 2.2 Approche 1D

Une première série de mesures de champ de température - tout au moins ce que l'on suppose être la température - est alors réalisée. Malheureusement le protocole de mesure, très sommaire à l'époque - une caméra infrarouge en face d'une éprouvette peinte en noir sous sollicitations cycliques - ne donne accès qu'à des champs *a priori* ininterprétables. Les hétérogénéités mesurées n'ont aucun rapport avec celles que l'on pourrait attendre, autant quantitativement que qualitativement. Il serait donc bon, dans un tout premier temps, d'évaluer le champ que l'on cherche à mesurer.

Pour connaître l'ordre de grandeur de ces champs de température, on utilise les paramètres du précédent modèle identifiés sur les courbes d'auto-échauffement puisqu'il rend approximativement compte du comportement thermique et de fatigue pour l'acier 22MnB5. Cette modélisation nous permettra de nous guider lors de la mise au point du protocole de mesure thermographique en nous donnant les allures et ordres de grandeur des variations de températures cherchées. Une fois ce protocole en place, nous pourrons alors discuter de la possible identification inverse de l'hétérogénéité intrinsèque responsable de l'effet de surface uniquement à partir de mesure de température.

Pour obtenir la variation de température selon la direction transverse de l'éprouvette, on doit résoudre l'équation de la chaleur

$$\dot{\theta}(x,t) - \frac{\theta(x,t)}{\tau_{eq}} - \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 \theta(x,t)}{\partial x^2} = \frac{D(x)}{\rho c} \quad (3.8)$$

où  $D(x)$  est la puissance dissipée à l'abscisse  $x$ . On modélise de nouveau les flux dans les mors par la simple introduction d'un temps caractéristique [Chrysochoos et Louche, 2000]. En première approximation le flux est considéré nul sur les faces extérieures (pas de convection ni de rayonnement). La solution est obtenue par projection sur la base de Fourier spatiale

$$\begin{aligned} \theta(x,t) = & \quad (3.9) \\ & \sum_{k=0}^{\infty} \int_0^t \left( \frac{D(x)}{\rho C}, C_k \right) \times e^{-\Omega_k \omega_r (t-\tau)} d\tau \times C_k \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} \int_0^t \left( \frac{D(x)}{\rho C}, S_k \right) \times e^{-\Omega_k \omega_r (t-\tau)} d\tau \times S_k \end{aligned}$$

avec  $(\cdot, \cdot) = \int_{-l/2}^{l/2} (\cdot \times \cdot) dx$  le produit scalaire et

$$\begin{aligned} C_{k \geq 0} &= \cos(\omega_k x) / \int_{-L/2}^{L/2} \cos^2(\omega_k x) dx \\ S_{k > 0} &= \sin(\omega_k x) / \int_{-L/2}^{L/2} \sin^2(\omega_k x) dx \end{aligned} \quad (3.10)$$

les vecteurs de la base. Enfin  $\Omega_k = \frac{1}{\tau_{eq} \omega_r} + \omega_k^2 e_{th}^2$  et  $\omega_k = \frac{2k\pi}{L}$ ,  $e_{th}$  est la longueur de diffusion thermique  $e_{th} = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho c \omega_r}}$  définie au chapitre 1.

Il mérite d'être noté que l'on a

$$(\theta_m(x, \infty), C_k) = \left( \frac{D(x)}{\rho c}, C_k \right) / (\Omega_k \omega_r), \quad (3.11)$$

c'est-à-dire que la  $k^{\text{ème}}$  composante de la puissance dissipée est égale, à un facteur près, à la composante correspondante de la température. Au vu de cette expression, on peut déduire que :

- On pourra projeter le champ de température expérimental sur le vecteur de la base de Fourier adéquat pour obtenir directement la composante de la dissipation recherchée, ce qui est un moyen très efficace de réduire l'influence du bruit.
- Le problème étant linéaire, on peut toujours se ramener à un champ normé en divisant par exemple par la composante moyenne. On pourra ainsi éviter de recalculer le paramètre d'intensité du modèle pour comparer modèle et expérience, il suffira de diviser par la température moyenne le champ mesuré.
- Enfin, chaque composante a son temps caractéristique propre. Il est intéressant de remarquer que les temps caractéristiques des harmoniques  $\left( \frac{1}{\tau_{eq}} + \frac{\lambda}{\rho c} \left( \frac{2k}{L} \right)^2 \right)^{-1}$  sont très inférieurs à celui de la composante moyenne  $\tau_{eq}$  comme le montre le tableau 3.8 dans le cas des éprouvettes en 22MnB5. Le régime stabilisé de l'hétérogénéité thermique est donc quasi instantanément atteint en comparaison du régime stabilisé de la température moyenne. Il est donc possible de mesurer le gradient dû à l'effet de surface bien avant (et indépendamment) de la stabilisation de la température moyenne de l'éprouvette.

On peut néanmoins douter de l'hypothèse de flux nuls aux bords ( $x = \pm l/2$ ), hypothèse d'autant plus importante que le maximum de température est précisément aux bords si l'on néglige ceux-ci. On propose de traiter le cas des éprouvettes en 22MnB5 avec différentes conditions de flux linéaires. Dans le cas de conditions aux limites mixtes (flux linéaires sur les faces extérieures correspondants à de la convection et/ou de la radiation linéarisée),

$$\frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} (l/2) = h\theta(l/2) \quad \text{et} \quad \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} (-l/2) = -h\theta(-l/2) \quad (3.12)$$

Composante (k)	Temps caractéristique propre (sec.)
0	30
1	0,0086
2	0,0021
3	0,0009

**TAB. 3.8 :** Temps caractéristiques propres des composantes du champ thermique pour les éprouvettes de 22MnB5 ( $l = 2$  mm,  $\rho = 7800$  kgm<sup>-3</sup>,  $C = 490$  JK<sup>-1</sup>kg<sup>-1</sup> et  $\lambda = 45$  Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>).

la température s'exprime alors de manière similaire

$$\begin{aligned} \theta(x, t) &= \sum_{k=0}^{\infty} \int_0^t Dc_k \times e^{-\Omega_k \omega_r(t-\tau)} d\tau \times C_k \\ &+ \sum_{k=0}^{\infty} \int_0^t Ds_k \times e^{-\Omega_k \omega_r(t-\tau)} d\tau \times S_k \end{aligned} \quad (3.13)$$

où  $Dc_k$  et  $Ds_k$  sont les composantes de la puissance dissipée selon les vecteurs

$$\begin{aligned} C_{k \geq 0} &= \cos(\chi_k x) / \int_{-L/2}^{L/2} (\cos(\chi_k x))^2 dx \\ S_{k > 0} &= \sin(\xi_k x) / \int_{-L/2}^{L/2} (\sin(\xi_k x))^2 dx \end{aligned} \quad (3.14)$$

avec  $\chi_k$  et  $\xi_k$  qui sont respectivement les solutions de

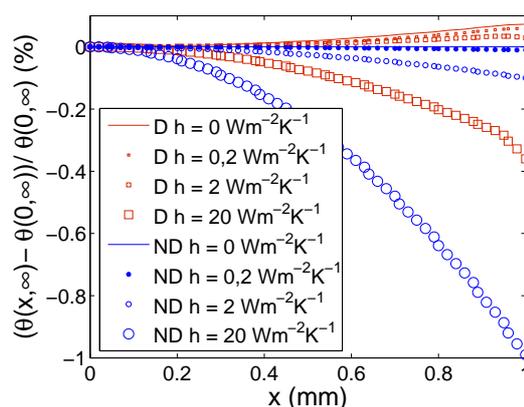
$$\begin{aligned} \frac{1}{\chi_k} &= h \tan\left(\chi_k \frac{l}{2}\right) \\ \xi_k &= h \tan\left(\xi_k \frac{l}{2}\right). \end{aligned} \quad (3.15)$$

La famille obtenue ( $C_{k \geq 0}, S_{k > 0}$ ) est encore - malgré les apparences - une base orthogonale.

On a dans notre cas un coefficient de transfert de chaleur  $h$  de l'ordre de 0,2 à 2 Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup> [Chrysochoos et Louche, 2000] en ce qui concerne la convection et la radiation linéarisée nous donne au plus  $h \approx 6$  Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup> dans le cas d'une émissivité égale à 1 sur les faces extérieures. On propose donc de comparer les champs de température pour  $h = 0$ ,  $h = 0,2$ ,  $h = 2$  et  $h = 20$  Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup>. Il doit être noté que même dans le cas le plus sévère ( $h = 20$  Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup>), l'influence sur les pseudo-pulsations  $\chi_k$  est très faible (tableau 3.9). La figure 3.13 donne le champ thermique normé pour les éprouvettes décarburée et non-décarburée pour différentes valeurs de  $h$ . La différence normée  $(\theta(l/2, \infty) - \theta(0, \infty)) / \theta(0, \infty)$ , dans le cas  $h = 0$  Wm<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup>, est de l'ordre de 0,07 %, si bien que même dans un cas favorable (solllicitation permettant d'atteindre  $\approx 5$  K de plus que l'ambiante), l'hétérogénéité de température restera largement inférieure à 10 mK. Si

$h$ ( $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ )	0	0,2	2	20
$\chi_0$ ( $\text{m}^{-1}$ )	0	8	26	84
$\chi_1$ ( $\text{m}^{-1}$ )	1122	1122	1122	1128
$\chi_2$ ( $\text{m}^{-1}$ )	2244	2244	2244	2247
$\chi_3$ ( $\text{m}^{-1}$ )	3366	3366	3366	3368

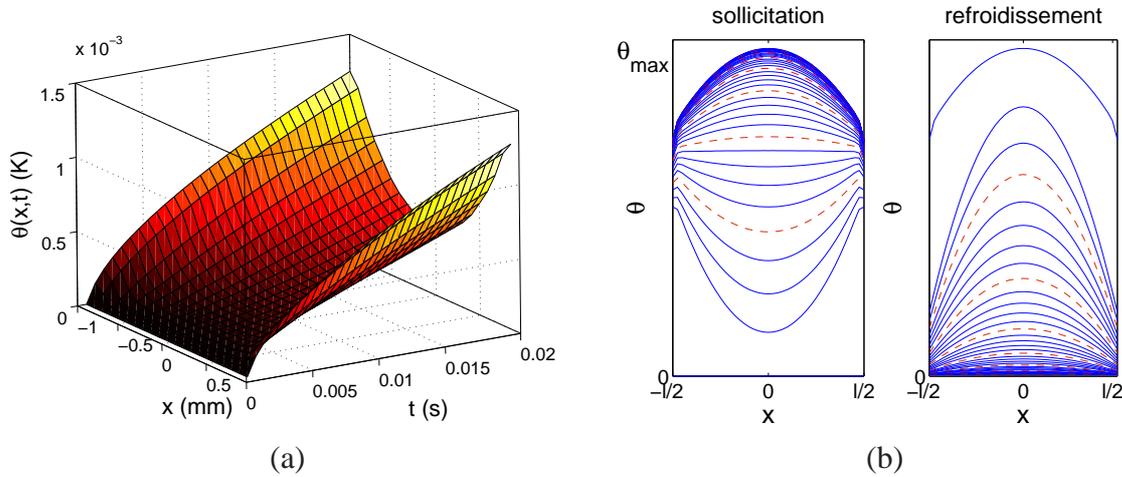
TAB. 3.9 : Influence des conditions limites sur les pseudo-pulsations.

FIG. 3.13 : Calcul avec échange thermique au bord (convection et radiation linéarisée) pour les éprouvettes de 22MnB5 : effet du coefficient d'échange  $h$  sur la solution dans le cas décarburé et non-décarburé.

les flux aux bords sont non-négligeables, l'hétérogénéité est encore plus faible et dépend de  $h$ . Le point positif est par contre que nous avons des éprouvettes décarburées et non-décarburées, et que nous pouvons donc mesurer l'effet de surface par différence des champs thermiques des deux éprouvettes *pour peu qu'elles soient dans les mêmes conditions*<sup>7</sup> (même valeur de  $h$ ).

Pour finir, la figure 3.14 montre l'évolution de la température au cours d'un essai. On voit figure 3.14(a) que l'hétérogénéité de température apparaît quasi instantanément en début de sollicitation. La figure 3.14(b) montre par contre que ce profil de température n'est pas constant à cause de la convection. Il évolue en effet pendant la sollicitation à cause de la variation de la température moyenne, si bien qu'il n'est stabilisé que lorsque la température moyenne l'est. Il doit être noté que *la figure (b) ne correspond pas à une situation réelle*, les composantes non-constants ( $k > 0$ ) du champ de température ayant été multipliées par une même constante pour que la variation de la température moyenne et du profil soit du même ordre de grandeur, ce uniquement dans un but pédagogique. Dans un cas réel, les variations du profil sont très inférieures à celles de la température moyenne. L'intérêt est ici de montrer que plus la température moyenne augmente et plus l'effet de la convection est important. De la même manière lors du refroidissement, le profil est modifié en quelques

<sup>7</sup>Nous verrons en toute fin de ce chapitre que les conditions de convection sont en réalité plus complexes que celles présentées ici (présence de turbulences qui perturbent le champ mesuré).



**FIG. 3.14 :** Évolution de la température au cours d'un essai : (a) simulation d'une éprouvette en 22MnB5 décarburé en début d'essai, 500 MPa à 30 Hz, (b) évolution (gradient exagéré) de  $\theta(x,t)$  tout au long d'un essai.

centièmes de seconde et la température moyenne décroissante fait que l'effet de la convection diminue jusqu'à devenir nul lorsque la température moyenne est revenue à zéro. Par conséquent, le profil de température dépend de l'instant où celle-ci est mesurée. Dans le cas d'une seule mesure, il faudrait donc connaître la température de l'éprouvette (ce qui est le cas) et précisément le coefficient de convection (ce qui est tout sauf aisé) pour pouvoir *a posteriori* corriger l'effet de la convection. Une autre solution, bien plus judicieuse, est de faire une mesure différentielle, solution sur laquelle nous reviendrons plus en détail en partie 4.1.3.

Si ces variations existent théoriquement, est-il pour autant possible de les mesurer expérimentalement, alors qu'elles ne sont que de quelques mK, à une échelle millimétrique voire sub-millimétrique ? Comme nous l'avons dit au début de cette partie, une caméra infrarouge filmant l'éprouvette pendant l'essai sans autre précaution ne permet pas de retrouver qualitativement - et encore moins quantitativement - l'ordre de grandeur des variations thermiques que nous venons de simuler. De nombreuses précautions expérimentales semblent donc nécessaires, et sans doute une des premières est d'avoir une éprouvette « de démonstration », c'est-à-dire une éprouvette aux caractéristiques à la fois mieux connues et plus aisément mesurables pour vérifier la faisabilité de la mesure thermographique.

### 3 Conception d'éprouvettes de démonstration

On propose de concevoir d'autres éprouvettes dites « de démonstration » dont le contraste thermique sera plus élevé et qui permettront de tester le protocole de mesure. Ces éprouvettes sont des « sandwichs » de tôles, c'est-à-dire qu'elles sont obtenues par assemblage de 3 tôles en contact sur leurs faces laminées (figure 3.15). Afin qu'elles soient mécaniquement et thermiquement symétriques par rapport au plan médian

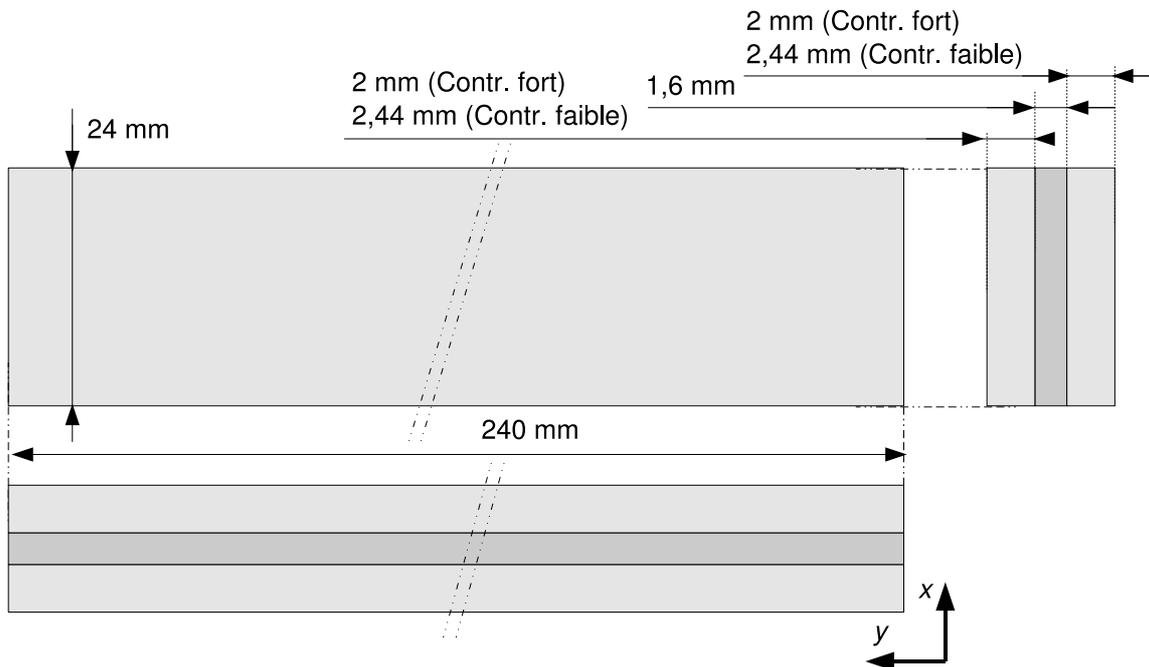


FIG. 3.15 : Géométrie des éprouvettes sandwich.

de l'éprouvette, les tôles extérieures sont identiques (même matériau). La forme est un simple parallélépipède rectangle (pas de talons) pour permettre un polissage de la tranche. La géométrie est une quasi-homothétie de celle que nous allons employer par la suite dans le cas des tôles décarburées, dont le facteur est fixé par l'épaisseur totale de l'empilement des 3 tôles.

Deux sous-types d'éprouvettes vont être conçus, la seule différence étant alors leurs matériaux constitutifs. Les tôles sont en effet choisies pour avoir un contraste dissipatif plus ou moins fort entre coeur (tôle centrale) et bord (tôles extérieures). La tôle centrale est toujours en acier 22MnB5 dont la composition est donnée dans le tableau 3.10. Cette tôle est utilisée après le traitement thermique décrit précédemment. Dans le cas des éprouvettes à fort contraste, les tôles extérieures sont en P260 (désignation ArcelorMittal), un acier rephosphoré offrant une bonne résistance mécanique tout en conservant un allongement non négligeable. Dans le cas des éprouvettes à faible contraste les tôles extérieures sont en acier Dual Phase précédemment présenté (DP600 LC, désignation ArcelorMittal). Les caractéristiques mécaniques de ces aciers sont données dans le tableau 3.11.

Les tôles sont usinées par électroérosion. Ces éprouvettes n'ayant d'intérêt que si elles ont un comportement thermique proche de celui d'éprouvettes monoblocs<sup>8</sup>, la résistance thermique aux interfaces de contact doit être diminuée au maximum. Dans ce but les faces en contact sont polies (papiers 40 à 800) pour assurer une bonne planéité et une faible rugosité et donc assurer un contact optimal. Un contact direct apparaissant malgré tout comme

<sup>8</sup>À l'inverse, on aurait 3 tôles isolées les unes des autres, ce qui reviendrait à mener 3 essais d'auto-échauffement distincts sur 3 éprouvettes homogènes !

éléments	C	Mn	Si	Cr	B	Ti	S	P	Al	N	Fe
22MnB5	< 250	< 1400	< 350	< 300	< 5	-	-	-	-	-	reste
DP600 LC	9	100	25	20	1	< 0.5	-	-	-	-	reste
P260	61.9	632	97	-	-	-	-	76	56	6.1	reste

**TAB. 3.10 :** Composition chimique ( $10^{-3}$  % en poids) des nuances d'acier 22MnB5, DP600 LC et P260.

Tôle	$R_e$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	A%	$\Sigma_{\infty}$ à $R = -1$
22MnB5	1000	1500	6	$\approx 460$ (2 millions de cycles)
DP60	> 300	> 600	25	$\approx 250$ (2 millions de cycles)
P260	> 300	> 399	32	$\approx 187$ (2 millions de cycles)

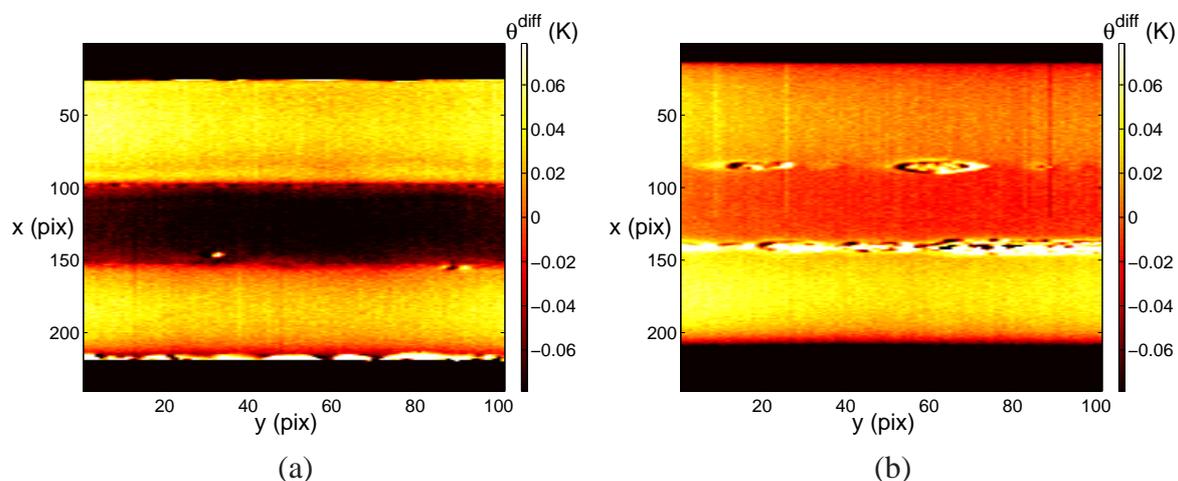
**TAB. 3.11 :** Caractéristiques mécaniques des nuances d'acier 22MnB5, DP60 et P260.

inadéquat même en présence d'une pression de contact, il est décidé d'ajouter un mince film de pâte « à haute conductivité thermique ». Une pâte usuellement utilisée en micro-informatique est tout d'abord testée. Bien que la différence soit visible, les caractéristiques de ces pâtes commerciales se révèlent néanmoins insuffisantes (leur conductivité est de l'ordre  $2,5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , soit environ 20 fois moins que celle de l'acier). Une pâte « professionnelle » est donc cherchée. Des résultats satisfaisants sont obtenus avec la pâte CT284R produite par Kyocera. Il s'agit d'une pâte organique à très haute teneur en microparticules d'argent<sup>9</sup> (95 %) lui conférant une conductivité particulièrement élevée ( $25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ). Elle est étalée après nettoyage à l'acétone des surfaces, et le sandwich est mis sous presse ( $\approx 20 \text{ MPa}$  pendant 2 heures puis maintien par serre-joint pendant 7 jours) ce qui permet de retirer l'excédent de pâte. Au final le film a une épaisseur moyenne de  $10 \mu\text{m}$  (mesure de l'épaisseur totale du sandwich avant et après ajout de la pâte). La différence de champ de température avec les deux pâtes est présentée en figure 3.16

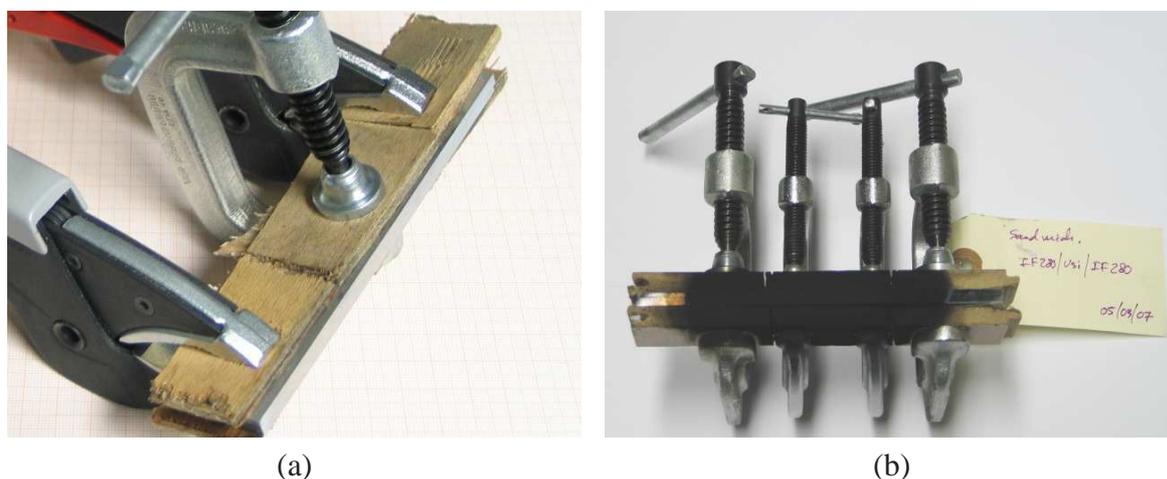
Une fois le sandwich assemblé, il est maintenu serré jusqu'à son utilisation à l'aide de serre-joints. Ce serrage est nécessaire pour préserver la qualité du contact à l'interface, mais également pour polir la tranche du sandwich (papiers 40 à 600) sans qu'il y ait de déplacement relatif d'une tôle par rapport aux autres. Ce polissage assure la planéité et la rugosité de la surface observée (figure 3.17 (a)). L'éprouvette est finalement recouverte, toujours maintenue par les serre-joints, d'un revêtement à haute émissivité que nous décrivons par la suite (figure 3.17 (b)).

La prévision du champ de température de ces éprouvettes est obtenue avec le modèle proposé précédemment (particulièrement adapté puisque les caractéristiques des matériaux

<sup>9</sup>L'argent est le métal ayant la plus haute conductivité thermique ( $\lambda \approx 430 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à l'ambiante), encore plus élevée que le cuivre ( $\lambda \approx 400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à l'ambiante), l'or ( $\lambda \approx 320 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à l'ambiante) ou l'aluminium ( $\lambda \approx 240$  à l'ambiante). Seul le diamant a une conductivité supérieure ( $\lambda \approx 2500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à l'ambiante). Ceci explique l'utilisation de l'argent sous forme de micro-aiguilles dans les pâtes à haute conductivité.



**FIG. 3.16 :** Effet de la résistance thermique aux l'interfaces : même éprouvette sollicitée à 200 MPa à 30 Hz, avec (a) la pâte à  $2,5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et (b) celle à  $25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Les taches aux interfaces sur l'image (b) sont dues à la pâte thermique qui perle. Seuls 100 pixels sont représentés selon  $y$  pour que le gradient selon cette direction soit négligeable par rapport à celui selon  $x$ .



**FIG. 3.17 :** Fabrication des éprouvettes de démonstration : (a) éprouvette à faible contraste après polissage et (b) éprouvette à fort contraste après dépôt du revêtement (les pièces de bois empêchent les serres joints de marquer les éprouvettes et permettent une meilleure répartition des efforts de pression).

sont constantes par palier). On garde pour la tôle centrale (en 22MnB5) les valeurs identifiées sur la nuance non-décarburrée. On estime approximativement<sup>10</sup> la diminution du paramètre  $S_s$  par rapport à  $S_c$  en faisant simplement le ratio des limites d'élasticité. Le paramètre  $m$  est quant à lui pris égal à celui de la tôle extérieure (pour ces éprouvettes, la tôle centrale ne joue aucun rôle en ce qui concerne la puissance dissipée ; elle n'intervient que via son absorption de chaleur, d'où un tel choix). Le temps caractéristique est mesuré expérimentalement. Les paramètres pilotant la température moyenne sont choisis pour que la température moyenne simulée soit de l'ordre de 5 K puisque l'on réalise habituellement les essais d'auto-échauffement aux alentours de cette température. Les constantes thermiques sont prises identiques dans toutes les tôles. On peut résumer les paramètres utilisés dans le tableau 3.12.

	Éprouvette à fort contraste	Éprouvette à faible contraste
$R_s$	0,229	0,4
$R_e$	0,714	0,781
$\tau_{eq}$ (s)	70	70
$m$	14	20
$l$ (mm)	5,6	6,48
$\rho$ (kgm <sup>-3</sup> )	7800	7800
$C$ (JK <sup>-1</sup> kg <sup>-1</sup> )	490	490
$\lambda$ (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	45	45

**TAB. 3.12 :** Paramètres de modélisation des éprouvettes de démonstration.

On peut se demander quelle est l'influence de la résistance aux interfaces sur le champ de température. En toute rigueur la présence de ces interfaces ne fait pas qu'introduire un saut de température mais modifie également la répartition de température au sein de chaque tôle. Peut-on alors dans le cas de nos éprouvettes sandwich considérer que le champ de température n'est pas modifié à l'exception des sauts introduits ? On simule pour cela sous Cast3m le cas présenté en figure 3.71. Il ne correspond pas exactement à la moitié de l'une de nos éprouvettes sandwich, mais l'ordre de grandeur des différents coefficients (conduction  $\lambda$ , conduction dans les mors  $h_m$ , convection  $h_c$ , source calorifique  $S$ ) ainsi que l'échelle est respectée. On voit figure 3.19 (a) le champ de température obtenu en régime établi pour différentes valeurs du coefficient d'échange à l'interface  $h$ . Seule la zone comprise entre 0 et 2 mm ayant une source de chaleur uniforme non-nulle, plus le coefficient d'échange est faible, plus le contraste entre zone à gauche et à droite est important. La figure 3.19 (b) présente quant-à elle les mêmes champs de température une fois le saut à l'interface et la valeur moyenne du champ soustraits. On voit que le gradient ne commence à être modifié de manière non-négligeable (variation de 1mK en  $x = 0$  et

<sup>10</sup>Cette estimation est grossière dans la mesure où la relation empirique  $\frac{\Sigma_A}{\Sigma_B} \approx \frac{R_A}{R_B}$  entre deux nuances d'acier A et B n'est pertinente que pour des aciers proches. Or ici nous avons des aciers à basse et haute limite d'élasticité. Néanmoins nous ne cherchons qu'à connaître l'ordre de grandeur de l'amplitude du champ de température et nous nous contentons de cette approximation.

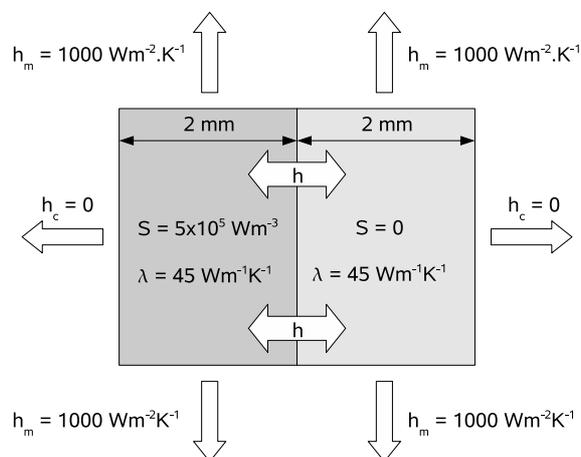


FIG. 3.18 : Modélisation de la résistance thermique aux interfaces des éprouvettes sandwich : on considère une demi-épreuve de 4mm de large avec une interface en son milieu.

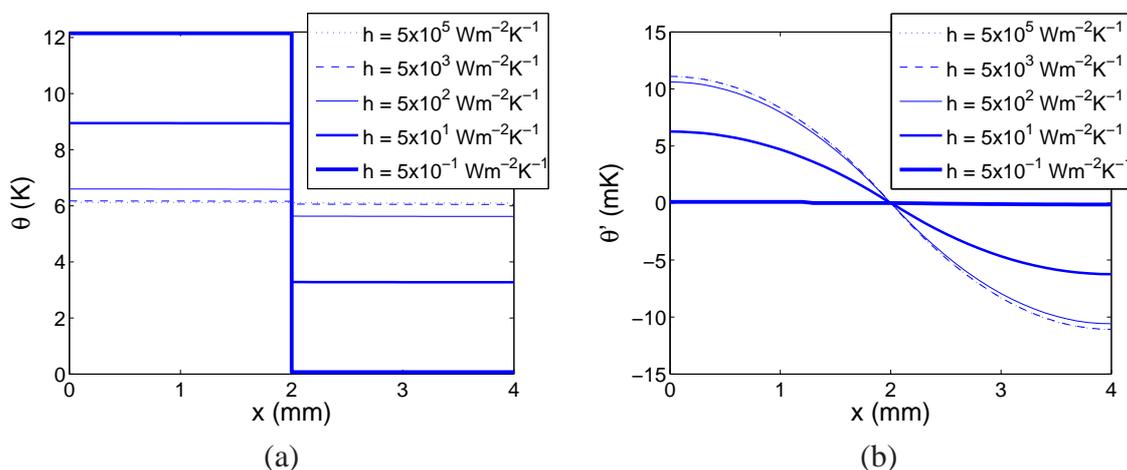


FIG. 3.19 : Effet de la résistance thermique aux interfaces : (a) champs de température obtenus pour différentes valeurs du coefficient d'échange  $h$ , (b) champs obtenus après soustraction du saut d'interface et de la moyenne.

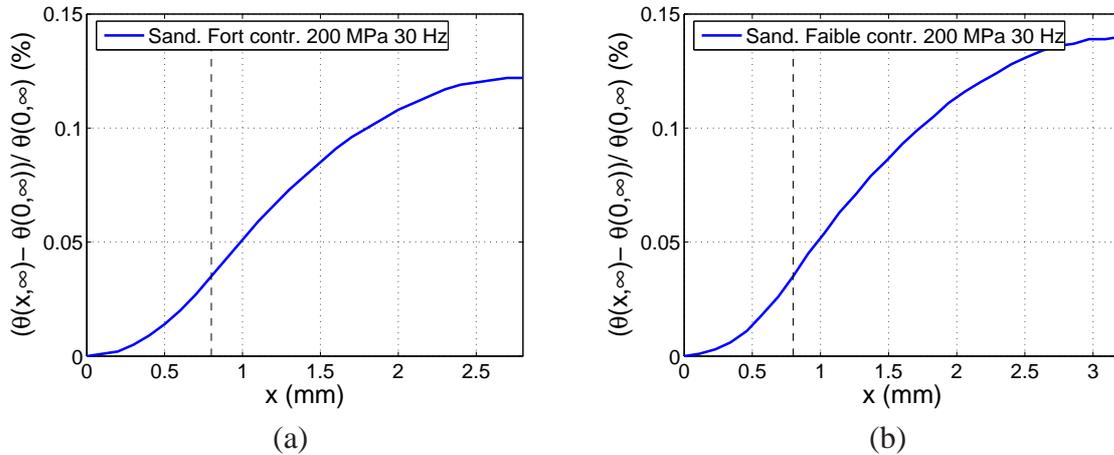
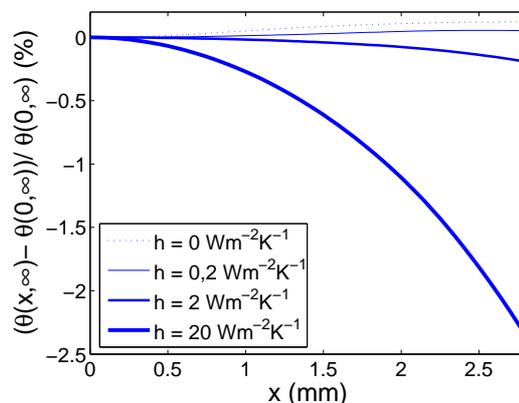


FIG. 3.20 : Simulation du champ thermique des éprouvettes sandwich (a) à fort gradient et (b) à faible gradient.

$x = 4$ , soit 5 % de la valeur sans interface) que pour des valeurs de  $h$  supérieures ou égales à  $500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , qui provoquent un saut important (0,95 K pour une température moyenne de  $\approx 6$  K). La valeur réelle de  $h$  (obtenue à partir des mesures présentées en dernière partie de ce chapitre) étant légèrement supérieure à  $500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ , on pourra directement soustraire au champ mesuré les sauts aux interfaces et la comparer alors à la prévision du modèle (l'erreur due aux interfaces sera donc de moins de 5%).

On simule à présent le champ de température en ne prenant pas en compte la résistance aux interfaces. On obtient alors les champs thermiques normés  $\theta(x, \infty)/\theta(0, \infty)$  présentés en figure 3.20 pour une sollicitation de 200 MPa à 30 Hz et une famille de 20 vecteurs (seuls les vecteurs pairs sont utilisés car le signal est pair). On remarque qu'à cette amplitude d'effort les deux éprouvettes ont quasiment le même gradient normé. Il y a en fait trois effets qui se compensent : l'éprouvette à faible contraste a un faible contraste dissipatif, mais également une répartition spatiale différente et est légèrement plus large. Cette dernière caractéristique conduit à un gradient plus important, si bien que les deux éprouvettes ont une différence de température normée surface-coeur  $(\theta(l/2, \infty) - \theta(0, \infty))/\theta(0, \infty)$  similaire de l'ordre de 0,13 %. L'hétérogénéité du champ est la conséquence de plusieurs données : contraste, répartition spatiale, échelle spatiale. Cela signifie que si la température moyenne de l'éprouvette est supérieure à l'ambiante de 10 K, la différence de température entre le coeur et la surface sera d'environ 13 mK.

Est-il possible d'avoir, malgré cette relative similitude des éprouvettes, des gradients différents ? Il suffit pour cela de jouer sur l'amplitude de la sollicitation, un chargement plus (resp. moins) élevé entraînant un contraste thermique plus (resp. moins) élevé puisque la tôle centrale ne dissipera pratiquement pas de chaleur quel que soit le chargement (raisonnable). Il ne sera quoi qu'il en soit pas possible d'élever indéfiniment la température, et donc l'ordre de grandeur des hétérogénéités à mesurer sur ces éprouvettes est de quelques dizaines de mK au maximum.



**FIG. 3.21** : Calcul avec échange thermique au bord (convection et radiation linéarisée) pour les éprouvettes sandwich : effet du coefficient d'échange  $h$  sur la solution.

La figure 3.21 montre l'influence de la convection sur le champ thermique (calcul avec  $D_k = M^{-1}V$ ). On voit que pour  $0 < h < 2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  le gradient est plus faible que sans convection, ce qui signifie que la convection ne peut que rendre plus difficiles les mesures. Si le gradient redevient important pour  $h > 2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (forte convection et radiation), la contribution de l'hétérogénéité se trouve alors mineure par rapport à celle du flux aux bords, ainsi une mesure de l'hétérogénéité du champ de température est plus aisée, mais retrouver l'effet d'hétérogénéité de dissipation ne le sera pas plus. On conclut donc que la connaissance - ou au minimum, la maîtrise - de la convection (et de la radiation) est importante, car elle peut modifier considérablement le champ de température. Maintenant que nous avons les éprouvettes de 22MnB5 et celles de démonstration, et que l'on a une prévision de leurs champs thermique respectifs, nous allons essayer de mettre au point un protocole expérimental permettant de mesurer ces champs.

## 4 Développement d'un protocole expérimental

Comme nous venons de le voir, les hétérogénéités recherchées sont seulement de l'ordre de quelques dizaines de milliKelvins dans le cas des éprouvettes sandwich et même de quelques milliKelvins dans le cas des éprouvettes en 22MnB5. S'il est possible grâce aux caméras infrarouge d'atteindre des résolutions très faibles grâce à des moyennes temporelle et/ou spatiale (le milliKelvin voire moins [Maquin, 2006]), rien ne garantit pour autant à cette échelle de température que le signal mesuré correspond bien à la manifestation du phénomène cherché, et non à un artefact. Il convient donc, pour s'en assurer, de vérifier sans exception - et si nécessaire, corriger voire optimiser - tous les maillons de la chaîne de mesure.

Dans notre cas, cette dernière est représentée schématiquement figure 3.22. Les principaux maillons en sont :

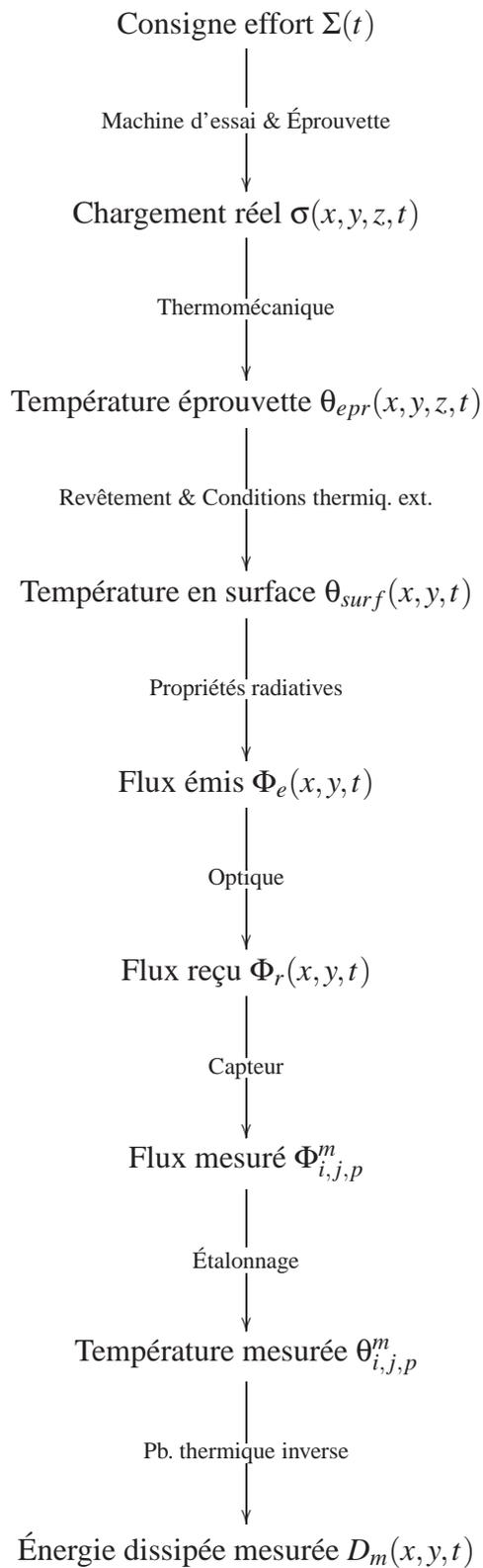


FIG. 3.22 : Schéma de la chaîne de mesure.

« Détermination des propriétés en FGNC à partir d'essais d'auto-échauffement »

- Le moyen de sollicitation mécanique, pris de manière globale, c'est-à-dire autant la machine d'essai que l'éprouvette elle-même. Si elle était parfaite, la combinaison machine-éprouvette permettrait d'appliquer dans la zone utile le chargement théorique voulu (dans notre cas, un champ de traction sinusoïdale homogène  $\Sigma(t)$ ). Malheureusement le chargement réel peut en être différent, par exemple à cause d'un mauvais asservissement, d'un défaut d'alignement, d'une vibration selon un mode propre du bâti, d'une mauvaise conception d'éprouvette, etc. En conséquence l'hétérogénéité du champ de température peut être due à un champ de contrainte hétérogène  $\sigma(x, y, z, t)$ , ce qui fausse les résultats.
- Le comportement thermomécanique de l'éprouvette. Nous avons jusqu'à maintenant modélisé l'auto-échauffement, mais d'autres phénomènes peuvent venir perturber le champ de température de l'éprouvette, en particulier le couplage thermoélastique.
- Le comportement thermique du revêtement ainsi que les conditions thermiques à sa proximité. En effet la mesure de température par caméra infrarouge qualifie la température « de surface »  $\theta_{surf}(x, y, t)$  et non celle « au coeur » de l'éprouvette  $\theta_{ep}(x, y, z, t)$ . Il faut donc s'assurer que le champ de température « dans » le revêtement correspond bien à celui du coeur, ce qui n'est pas nécessairement le cas (temps de réponse du revêtement, influence de la convection, etc.).
- Le comportement radiatif du revêtement qui va « traduire » sa température de surface<sup>11</sup>  $\theta_{surf}(x, y, t)$  en rayonnement émis  $\Phi_e(x, y, t)$ . L'émissivité est le paramètre principal de ce comportement, quantifiant l'intensité du rayonnement émis par rapport à celui d'un corps noir parfait à même température.
- L'optique au sens large, qui va de l'émission du rayonnement infrarouge  $\Phi_e(x, y, t)$  à la réception par le capteur de la caméra du flux de lumière infrarouge  $\Phi_r(x, y, t)$ . Les sources d'erreur peuvent provenir de mauvaises propriétés du revêtement (émissivité faible, donc fortes réflexions), d'une transmission médiocre de l'objectif de la caméra, de reflets sur l'éprouvette et/ou sur/dans l'objectif.
- Le capteur de la caméra infrarouge. Il y a là peu de possibilité de réglage, mais un panel de différents types de capteur selon la caméra choisie. Une certaine connaissance de sa technologie est nécessaire pour justifier les limites de la mesure  $\Phi_{i,j,p}^m$  du flux reçu.
- L'étalonnage du capteur, qui permet la conversion du flux mesuré en température  $\theta_{i,j,p}^m$ . Un étalonnage inadéquat peut entraîner d'importantes erreurs de mesure, voire des artefacts d'hétérogénéité.
- Enfin la résolution du problème inverse de thermique pour trouver le champ d'énergie dissipée  $D_m(x, y, t)$ . Ce problème, mal posé, est très sensible au bruit de la chaîne de mesure, et nécessite donc certaines précautions lors de sa résolution.

Cette liste, sans doute non-exhaustive et peu détaillée, a néanmoins l'intérêt d'offrir une vision globale de la chaîne d'acquisition. Il faut malgré tout - et nous le verrons plusieurs fois au cours des considérations qui suivront - se rappeler que la réalité des liens entre les

<sup>11</sup>La réalité est bien sûr plus complexe puisque le revêtement n'est en général pas rigoureusement opaque, si bien que le rayonnement est émis en partie par la surface du revêtement, mais également par la matière en deça de la surface.

différents éléments est différente de la représentation séquentielle précédente : les conditions thermiques à proximité de l'éprouvette sont par exemple dépendantes de la machine d'essai, la température du capteur de la caméra modifie le flux reçu, l'optique également, etc.

Le protocole expérimental nécessitant d'insister sur chacun des points précédemment cités, il semblerait logique que sa description suive linéairement le schéma présenté. Néanmoins une telle description n'aurait que l'avantage d'une apparente simplicité. Il est donc décidé de décrire l'ensemble du montage et du protocole expérimental différemment, tout en gardant à l'esprit cette vision simple de la chaîne de mesure. Chaque point abordé permettra de justifier une partie du protocole d'acquisition finalement suivi (faut-il moyenner spatialement ? temporellement ? quand faut-il exactement réaliser l'acquisition ? etc.).

Nous allons commencer par l'outil spécifique à cette méthode expérimentale qu'est la caméra infrarouge (partie 4.1), en détaillant ses caractéristiques puis l'étalonnage adopté. Le signal étant très bruité dans notre cas nous allons simplement comparer les champs de température modélisés et mesurés et nous ne traiterons pas le problème inverse. Nous vérifierons ensuite la qualité du moyen de sollicitation mécanique (partie 4.2), puis nous discuterons de l'effet du couplage thermoélastique sur nos mesures et du moyen de s'en affranchir (partie 4.3). Ayant ainsi discuté des qualités des deux extrémités de la chaîne de mesure, nous allons alors nous focaliser sur le « noeud » du problème expérimental qu'est l'ensemble constitué du revêtement, du système optique et de l'environnement thermique aux abords de l'éprouvette : le revêtement, véritable « corps d'épreuve » lors d'une mesure thermographique sera dûment choisi et caractérisé (partie 4.4) ; le système optique considéré (partie 4.5) prenant en compte non seulement l'objectif de la caméra, mais également l'éprouvette elle-même ainsi que l'environnement radiatif, les interactions entre ces différents éléments seront étudiés ; enfin l'effet de l'environnement thermique (mors, air, etc.) sera montré (partie 4.6). Fort de tout ceci, il sera alors possible d'appliquer ce protocole aux éprouvettes et d'en discuter les résultats (partie 5).

## 4.1 Mesure de champ de température par radiométrie

Le principe de la mesure de température par radiométrie est relativement simple. La densité de puissance  $q$  émise par rayonnement d'un corps dépend de sa température  $\theta$  selon la loi de Stefan-Boltzman

$$q = \varepsilon \sigma_{sb} \theta^4, \quad (3.16)$$

où  $\varepsilon$  est l'émissivité du corps (un corps noir est défini par  $\varepsilon = 1$ ) et  $\sigma_{sb}$  la constante de Stefan-Boltzman. Ainsi il est possible, *a priori*, de retrouver la température d'un corps si l'on en connaît le rayonnement et son émissivité. Pour peu qu'un système optique adéquat donne l'image d'un objet, on peut remonter à sa température en tout point de la surface visible.

Si l'on s'intéresse à une longueur d'onde spécifique  $\lambda_L$  (ou à une plage spécifique) et non plus au rayonnement total, on utilise la loi de Planck<sup>12</sup> qui donne la luminance énergétique monochromatique (la distribution de flux énergétique par unité de surface, par unité d'angle

<sup>12</sup>On retrouve la loi de Stefan-Boltzman par intégration de la loi de Planck sur toutes les longueurs d'onde.

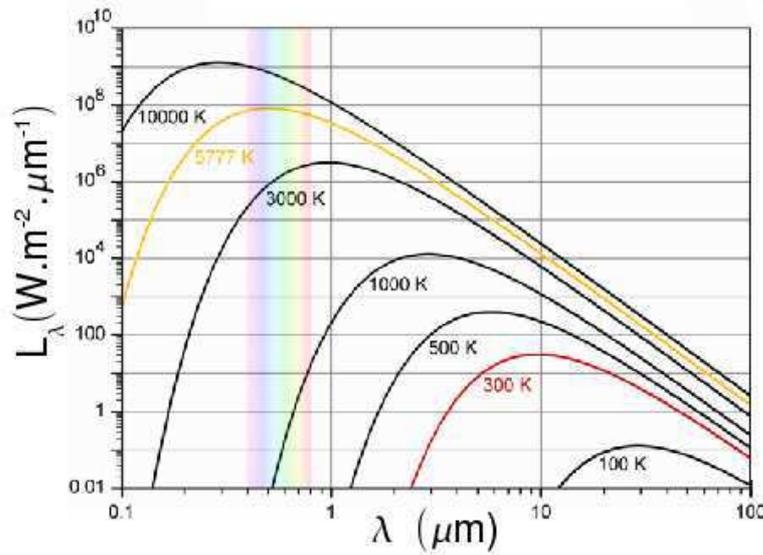


FIG. 3.23 : Illustration de la loi de Planck : luminance énergétique monochromatique  $L_\lambda$  en fonction de la température du corps noir  $\theta^{CN}$ .

solide et par unité de longueur d'onde)  $L_\lambda$  en fonction de la température du corps noir  $\theta^{CN}$

$$L_\lambda = \frac{2h(c/n_\lambda)^2}{\lambda_L^5} \frac{1}{e^{\frac{hc/n_\lambda}{k\lambda_L\theta^{CN}}} - 1}, \quad (3.17)$$

où  $n_\lambda$  est l'indice de réfraction du milieu considéré pour la longueur d'onde  $\lambda_L$ ,  $c$  la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de Planck et  $k$  la constante de Boltzman. On voit alors figure 3.23 qu'un corps à température ambiante ( $\approx 300$  K) émet majoritairement dans l'infrarouge ( $1 \mu\text{m} < \lambda_L < 12 \mu\text{m}$ ). En se basant uniquement sur l'émission du rayonnement - c'est-à-dire indépendamment de la sensibilité de l'appareil de mesure selon la longueur d'onde - on peut conclure que la mesure du rayonnement infrarouge des corps à l'ambiante est bien plus intéressante qu'une mesure dans le visible. Plus précisément, un corps froid ( $\leq 300$  K) émet plutôt dans les longues longueurs d'onde (LW, Long Wave,  $8 \mu\text{m} < \lambda_L < 12 \mu\text{m}$ ), et un corps chaud ( $> 300$  K) dans les courtes longueurs d'onde (SW, Short Wave,  $1 \mu\text{m} < \lambda_L < 3 \mu\text{m}$ ) voire dans le proche infrarouge encore plus énergétique. Entre SW et LW se trouvent les « moyennes longueurs d'onde (MW, Middle Wave), de l'ordre de  $3 \mu\text{m} < \lambda_L < 5 \mu\text{m}$ )

La sensibilité du détecteur dépend également de  $\lambda_L$  et la longueur d'onde de mesure optimale est donc un compromis entre émission et réception. On définit à cette fin la détectivité  $D$  (en  $\text{W}^{-1}$ ) qui est l'inverse de la Puissance Équivalente au Bruit

$$D = \frac{V_d}{EAV_n}, \quad (3.18)$$

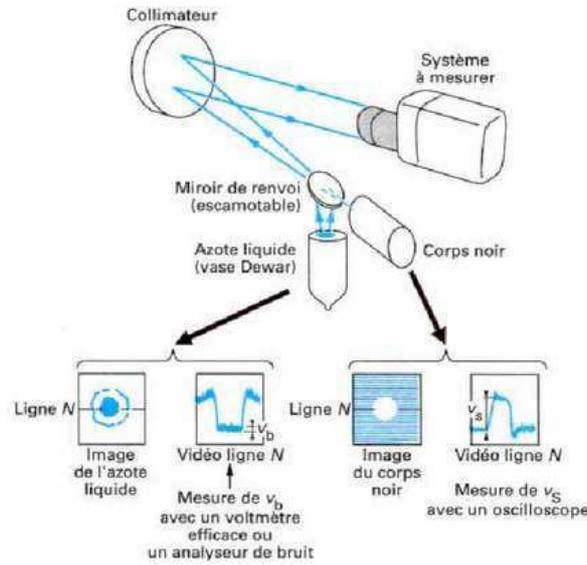


FIG. 3.24 : Principe de la mesure du NETD [Gaussorgues, 1980]

avec  $V_d$  le signal,  $E$  le flux surfacique incident,  $A$  l'aire du détecteur et  $V_n$  le signal efficace équivalent au bruit. On utilise plus généralement la détectivité spécifique  $D^*$  (en  $\text{cmHz}^{-1/2}\text{W}^{-1}$ ), normée par unité de bande passante et unité de surface

$$D^* = D\Delta f^{1/2}A^{1/2}, \quad (3.19)$$

avec  $\Delta f$  la bande passante du détecteur. Pour qualifier le système complet (détecteur + optique) sur sa bande spectrale, les constructeurs utilisent généralement le Noise Equivalent Thermal Difference [Gaussorgues, 1980]

$$NETD = \frac{4F^2}{\pi\tau_{opt}} \frac{\Delta f^{1/2}}{A^{1/2} \int D^*(\lambda_L) \frac{\partial L_\lambda}{\partial T} d\lambda_L}, \quad (3.20)$$

avec  $F$  l'ouverture de l'optique et  $\tau_{opt}$  son taux de transmission. Ce paramètre permet d'évaluer le niveau de bruit pour une température donnée de manière « théorique » dans le sens où la valeur du NETD est alors *calculée* à partir des caractéristiques de l'optique et du capteur de la caméra, mais non de la caméra réelle. De manière plus pragmatique le NETD est *mesuré* en observant un corps noir à  $\theta^{CN}$  placé devant un fond froid à  $\theta^f$  (figure 3.24). On peut alors mesurer sur le signal obtenu l'amplitude correspondant au passage du corps noir au fond  $v_s$  et l'amplitude du bruit  $v_n$ . Le NETD vaut alors

$$NETD = \frac{\theta^{CN} - \theta^f}{v_s/v_n}. \quad (3.21)$$

Enfin, le NETD fourni par les constructeurs de caméras infrarouge n'est pas forcément exactement obtenu avec cette procédure. Il sera donc important de quantifier par la suite

*nous-même* le bruit de *notre* caméra, qui dépendra de sa technologie, de ses réglages et des conditions réelles de mesure. Il faut dans un premier temps choisir une technologie de caméra.

#### 4.1.1 Les technologies de mesure de champs de température par radiométrie

La thermographie infrarouge s'est essentiellement développée au cours de la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle. Les premiers appareils « imageurs » étaient des mono-capteurs combinés à un système de balayage opto-mécanique, peu pratiques, peu précis et donc peu répandus. L'apparition au début des années 90 des capteurs matriciels numériques, proches de ceux utilisés dans le visible, a alors révolutionné le monde de la thermographie : il devenait possible, toutes proportions gardées, d'acquérir à des fréquences plus élevées ( $> 10$  Hz), simplement (appareil dépourvu de mécanisme, plus fiable), numériquement (il était jusqu'alors nécessaire de numériser *a posteriori* le signal) un grand nombre de points de mesure (typiquement  $> 100 \times 100$  pixels). Les systèmes d'acquisition infrarouge actuels sont tous matriciels et numériques, mais il reste une très grande diversité technologique, qui va d'ailleurs en s'accroissant<sup>13</sup>.

On peut tout d'abord distinguer les systèmes à détecteurs thermiques<sup>14</sup> (bolomètres) qui mesurent le rayonnement par échauffement des Pels (Points Élementaires, équivalent physique des pixels), des détecteurs quantiques, qui convertissent le rayonnement en déplacement électronique (création de paire électron-trou<sup>15</sup>). Plusieurs composés photovoltaïques sont disponibles, mais nous retiendrons seulement que l'Antimoniure d'Indium (InSb), qui est présent dans la caméra utilisée, garantit une très bonne stabilité et une très bonne linéarité. En outre, il est le détecteur le plus sensible de sa plage de longueur d'onde 3-5 $\mu$ m comme le montre la figure 3.25.

Le choix de la bande spectrale - traditionnellement les caméras sont classées en SW, MW et LW - est d'importance. Une borne supérieure est obtenue si l'on connaît la température minimale à observer car chaque technologie associée (SW, MW ou LW) ne peut physiquement mesurer des températures en deçà d'un seuil donné. La valeur de ce seuil est très différente des valeurs théoriques données par la loi de Wien car la détectivité des capteurs varie beaucoup suivant la bande spectrale (et donc la technologie) [Pajani et Audaire, 2001] : un détecteur InSb (MW) est par exemple 5 fois plus sensible qu'un capteur HgCdTe (LW). En prenant en compte à la fois l'émission de la cible et la sensibilité du détecteur, on aboutit au fait qu'une caméra LW peut mesurer à partir de  $\approx 173$  K, une caméra MW à partir de  $\approx 273$  K et une caméra SW à partir de  $\approx 423$  K. Dans

<sup>13</sup>Les tendances actuelles (2007) sont à des résolutions importantes ( $> 1000 \times 1000$  pixels chez FLIR), des fréquences plus élevées ( $> 30$  kHz pour la caméra Velox de chez IRcam avec capteur MCT) et des caméras à bandes spectrales multiples (MW+LW pour la caméra Geminis de chez IRcam avec capteur QWIP).

<sup>14</sup>Très brièvement, les caméras bolométriques sont moins sensibles que celles à détecteurs quantiques, mais - contrairement à la majorité des détecteurs quantiques - leur consommation électrique est très faible et ils ne nécessitent généralement pas de système de refroidissement. Un monodétecteur bolométrique peut néanmoins être très sensible.

<sup>15</sup>Afin d'empêcher que l'électron revienne dans sa couche initiale, plusieurs systèmes de polarisations existent (photodiode, photoconducteur et photocapacité).

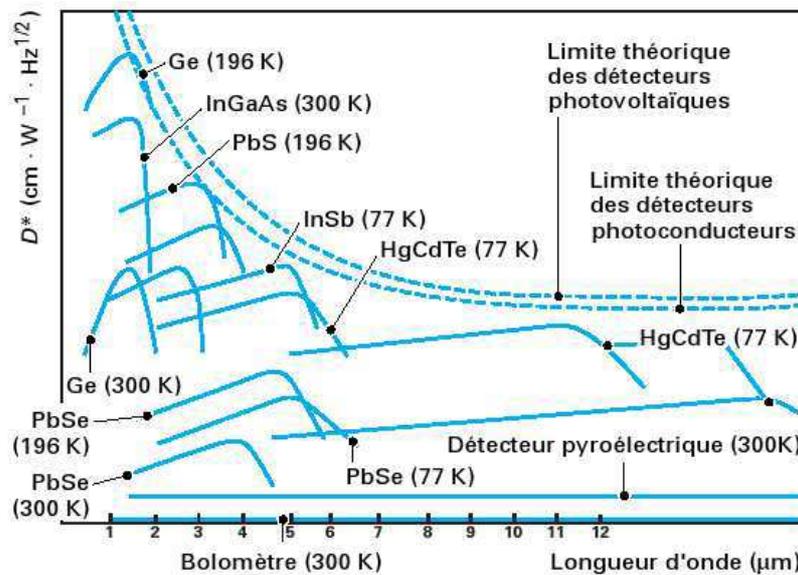


FIG. 3.25 : Détectivité spécifique  $D^*$  des détecteurs IR [Pajani et Audaire, 2001].

notre cas ( $T_{min} > 273$  K), on a donc le choix entre une caméra LW et MW. Vu que plus les longueurs d'onde sont courtes, meilleure est la sensibilité (voir figure 3.23), on choisit donc une caméra MW, avec détecteur InSb.

La caméra utilisée est une Jade III de Cedip. Le circuit de lecture est CMOS, qui a l'avantage de permettre des fréquences d'acquisition plus importantes<sup>16</sup> qu'un système CCD, ce qui est nécessaire dans notre cas ( $max(f_{acq}) \approx 170$  Hz en pleine résolution). De plus un capteur CMOS ne présente pas l'effet de « smear<sup>17</sup> » caractéristique du CCD. La résolution est de  $n \times m = 320 \times 240$  pixels codés sur 14 bits, le pas de la matrice de  $30 \mu\text{m}$  et le taux de remplissage<sup>18</sup> élevé (90%). Le refroidissement du capteur, nécessaire pour diminuer le bruit d'origine thermique, est réalisé par un système de refroidissement embarqué<sup>19</sup> ce qui facilite l'utilisation et la mise en place de la caméra. Le capteur étant petit ( $7,2 \times 9,6 \text{ mm}^2$ ), on peut supposer une bonne homogénéité du refroidissement. Afin d'éviter toute dérive thermique, les étalonnages et les mesures sont réalisés environ 4 heures après le début du refroidissement dans la configuration d'utilisation (objectif monté, etc.).

<sup>16</sup>Un système CCD est constitué d'un circuit de lecture par matrice tandis qu'un capteur CMOS a un circuit de lecture par Pel. Les capteurs CMOS sont connus pour présenter une non-uniformité de réponse (due à l'indépendance de chaque Pel), mais les capteurs CCD en présentent également pour une autre raison : il y a un phénomène de pertes de charges lors des transferts entre puits, pertes variant avec la position du Pel sur la matrice et la fréquence de lecture.

<sup>17</sup>Débordement des charges d'un Pel saturé sur ses voisins, provoquant des artefacts orientés dans les directions de la matrice.

<sup>18</sup>Le taux de remplissage correspond au rapport de la surface sensible du Pel sur sa surface totale exposée. Un taux élevé permet une meilleure sensibilité. Un moyen d'élever ce taux est de placer les circuits de lecture non pas à côté des Pels, dans le plan de la surface sensible (technologie 2D), mais derrière chaque Pel (technologie 3D).

<sup>19</sup>Il s'agit d'une enceinte Dewar refroidie par un compresseur Stirling.

Le NETD annoncé à 20 ° C est inférieur à 20 mK et l'incertitude en mesure absolue de l'ordre de 2 K. Cette dernière valeur peut sembler élevée, mais elle est caractéristique de toutes les caméras matricielles<sup>20</sup> : il s'agit de très bons détecteurs différentiels, mais de piètres détecteurs absolus en comparaison d'une sonde Pt ou de certains thermocouples. Bien que cette caméra ne soit pas de la génération la plus récente, ses caractéristiques peuvent être considérées comme très appréciables, et nous verrons qu'elles ne limiteront en rien notre protocole.

Le champ étudié étant millimétrique, l'utilisation d'un objectif de microscopie est nécessaire. Cet objectif doit permettre la *mesure in situ en lumière infrarouge*, si bien qu'il diffère de beaucoup de ceux habituellement montés sur les microscopes de laboratoire (microscopes d'*observation ex situ en lumière visible*). Tout d'abord le phénomène de diffraction est plus important qu'en lumière visible puisque les longueurs d'onde sont supérieures<sup>21</sup> et limite fortement l'échelle d'observation (des échelles d'observation aussi petites qu'en lumière visible ne sont pas possible). Ensuite le rayonnement mesuré est en général faible car uniquement émis par l'objet observé contrairement à la microscopie visible où dans la très grande majorité des cas on éclaire l'objet, par transmission ou réflexion. On cherche donc d'une part à minimiser le nombre de lentilles et/ou choisir les plus minces possibles, et d'autre part à collecter le maximum de lumière en choisissant une pupille d'entrée la plus large possible<sup>22</sup>. Ce choix de conception entraîne dans le même temps l'augmentation des aberrations géométriques, qui ne sont que peu pénalisantes si l'on utilise la caméra comme simple imageur, mais très gênantes dans le cas de mesures. Enfin la distance de travail doit permettre des mesures *in situ* sans risque d'endommager l'objectif et la profondeur de champ suffisante pour que les légers mouvements hors-plan de l'éprouvette sous sollicitation cyclique n'empêche pas la mesure.

Deux objectifs MW sont disponibles avec la caméra choisie, l'un d'un grandissement de 1 (G1) et l'autre d'un grandissement de 3 (G3). Ce dernier est connu pour avoir de fortes aberrations et une très faible profondeur de champ [Bissieux et al., 2007]. Le G1 ne présente par contre que peu de distorsion (< 0,5 %) et celle-ci est quasi négligeable dans une zone centrale du champ observé d'environ  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  [Pron, 2007]. On choisit donc d'utiliser l'objectif G1 dont le principe de fonctionnement est présenté en figure 3.26. Il est constitué de 6 lentilles organisées en 2 groupes identiques et symétriques, le premier jouant le rôle d'objectif créant une image intermédiaire à mi distance des deux groupes et le deuxième le rôle d'une lentille de projection. L'utilisation de deux matériaux<sup>23</sup> différents (Si et ZnSe)

---

<sup>20</sup>Un des avantages des systèmes de monodétecteur à balayage est de pouvoir mesurer une référence interne à la caméra, ce qui leur confère une incertitude moindre en absolu. Le pendant pour les caméras matricielles est d'avoir dans la scène filmée un point de référence (corps noir ou simple thermocouple permettant une correction *a posteriori*)

<sup>21</sup>De ce point de vue, il est plus intéressant de choisir une caméra MW (3,5-5  $\mu\text{m}$ ) plutôt que LW (8-12  $\mu\text{m}$ ).

<sup>22</sup>Dans le cas de la microscopie en lumière visible, on cherche également à avoir une grande ouverture, mais avant tout pour obtenir une ouverture numérique la plus importante possible et augmenter ainsi le pouvoir de résolution. L'objectif infrarouge choisi n'est au contraire pas limité par la diffraction (les taches de diffraction sont d'environ 6,1  $\mu\text{m}$ ) mais par les différentes aberrations.

<sup>23</sup>Le germanium n'est pas utilisé ici car très dispersif en MW.

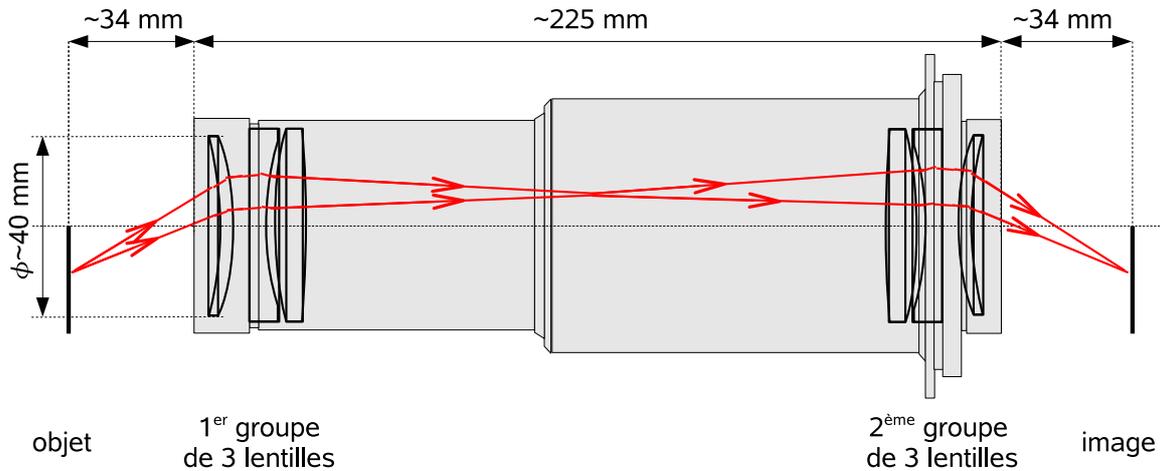


FIG. 3.26 : Schéma de l'objectif de microscope infrarouge G1.

permet l'achromatisme de l'objectif. Les lentilles sont revêtue de traitements anti-reflets pour offrir une transmission élevée malgré le nombre de lentilles. Celle-ci est annoncée supérieure à 85 %<sup>24</sup>. L'ouverture numérique est de  $f/\# = 2$ . Sa distance de travail est de 44,9 mm et la profondeur de champ de moins de 0,1 mm.

#### 4.1.2 Caractérisation du bruit et étalonnage

Indispensable dans le cas d'utilisation des caméras pour de la métrologie, la caractérisation des incertitudes proposée par les constructeurs - en général seul le NETD est fourni pour une seule température - n'est pourtant pas suffisante. Un certain nombre de caractérisations sont en outre purement subjectives (p. ex. Minimum Resolvable Temperature, Minimum Resolvable Temperature Difference), car issues des métiers de l'imagerie. À leur décharge, cette caractérisation est tout sauf facile puisqu'il s'agit d'un bruit spatio-temporel, dépendant des paramètres et conditions d'utilisation de la caméra.

La mesure du NETD avec la caméra choisie munie de son objectif de microscope n'est malheureusement pas possible car un tel banc de mesure n'est pas disponible. Si on le remplace par un corps noir muni d'une mire, un autre problème apparaît car l'objectif de microscope révèle l'hétérogénéité du revêtement à haute émissivité de la mire sur laquelle on doit faire la mise au point, hétérogénéité qui augmentera artificiellement le bruit mesuré. Il semble donc impossible de mesurer le NETD avec un tel objectif (cela est possible avec un objectif plus classique). On cherche donc à quantifier différemment le bruit de mesure de la caméra.

Le bruit des caméras à capteurs matriciels CMOS lors d'une mesure de flux  $\Phi^m$  (concernant la convention de notation, voir la note précédent l'introduction) est décomposable en

<sup>24</sup>Cette transmission peut sembler basse, mais elle est de l'ordre de grandeur de celle des objectifs de microscope visible [Wastiaux, 1994].

un bruit temporel  $\underline{\underline{BT}}$  et un bruit spatial fixe  $\underline{\underline{BSF}}$  qui s'ajoutent au signal théorique non bruité  $\underline{\underline{\Phi^{theo}}}$

$$\Phi_{i,j,p}^m = \Phi_{i,j,p}^{theo} + BT_{i,j,p} + BSF_{i,j} \quad (3.22)$$

où  $\underline{\underline{BT}}$  correspond à la variation de la température en un pixel  $(i, j)$  donné au cours du temps, alors que le corps noir - c-à-d l'étalon - a une température considérée comme uniforme). Il y a donc théoriquement un bruit temporel par pixel, mais l'on considère généralement qu'il est indépendant du pixel considéré. On donne généralement une valeur de  $\underline{\underline{BT}}$  qui est une moyenne spatiale de la valeur efficace en chaque pixel. Il n'y a habituellement pas de corrélation entre les bruits de différents pixels, ce qui est le cas pour notre caméra. Le bruit temporel est blanc (majoritairement d'origine thermique) et le moyen le plus simple de le diminuer est d'augmenter le temps d'intégration et/ou de moyenniser temporellement les images.  $\underline{\underline{BSF}}$  correspond à la variation de température d'un pixel à l'autre, indépendamment du temps. Il est obtenu une fois le bruit temporel supprimé par la moyenne temporelle. Ce bruit blanc provient de l'hétérogénéité des Pels (défaut du wafer, défaut de connection entre la couche photosensible et son circuit de lecture, etc.) et est traditionnellement corrigé (puisque constant dans le temps) par une « Non Uniformity Correction » sur laquelle nous reviendrons. Enfin les cas « extrêmes » de bruit spatial sont les « pixels défectueux » (réponse très inférieure à la moyenne) et/ou les « pixels morts » (absence de signal par défaut de connection).

Il convient de choisir un étalonnage optimal permettant de corriger au mieux ces deux bruits. L'étalonnage se fait en modifiant seulement le temps d'intégration IT (temps d'accumulation des charges électroniques). Un temps plus long permet de réduire le bruit temporel, mais risque d'une part d'amener les Pels à saturation et d'autre part de limiter la fréquence maximale d'acquisition (151Hz dans notre cas). En outre être proche de la saturation permet une plus grande dynamique sur la plage de température  $[T_{min}; T_{max}]$ , c'est-à-dire que la discrétisation numérique de la plage est plus fine (nombre de niveaux numériques sur la plage  $\Delta DL$  supérieur). L'intérêt d'un IT optimal est donc double : d'une part on réduit le bruit temporel, et d'autre part on augmente la résolution thermique, ce qui augmente globalement le rapport signal sur bruit. On choisit donc l'IT tel que les Pels « les plus sensibles » soient à la limite de saturation à la température maximale observée  $T_{max}$  et l'on vérifie que l'on n'affecte pas la fréquence d'acquisition que l'on désire utiliser. Le tableau 3.13 résume les caractéristiques de l'étalonnage fourni par le constructeur et celui optimisé pour notre essai. On voit que notre étalonnage permet de meilleures performances (au prix d'une plage plus restreinte) : BT quasiment divisé par 2 et  $\Delta DL$  multiplié par 2,5.

L'étalonnage traite également l'hétérogénéité de sensibilité des Pels et le BSF. L'étalonnage natif de la caméra est réalisé en deux étapes. Tout d'abord le flux mesuré  $\underline{\underline{\Phi^m}}$  est corrigé linéairement

$$\Phi_{i,j,p}^{mc} = \alpha_{i,j} \Phi_{i,j,p}^m + \beta_{i,j} \quad (3.23)$$

où  $\underline{\underline{\Phi^{mc}}}$  est le flux mesuré corrigé,  $\underline{\underline{\alpha}}$  et  $\underline{\underline{\beta}}$  les matrices de corrections de non-uniformité

	Étalonnage initial	Étalonnage optimisé
Plage thermique (°C)	[5; 70]	[20; 40]
IT ( $\mu$ s)	700	1640
$f_{max}$ (Hz, pleine résolution)	171	153
Plage numérique (DL)	[3640; 7550]	[7390; 16300]
$\Delta$ DL	2380	5830
BT (mK)	37	19

**TAB. 3.13 :** Étalonnages de la caméra infrarouge. La plage numérique correspond à la valeur minimale sur tous les Pels à  $T_{min}$  et à la valeur maximale sur tous les Pels à  $T_{max}$ .  $\Delta$ DL est une moyenne sur tous les Pels puisqu'ils n'ont pas exactement la même réponse. Le bruit thermique donné est une moyenne sur tous les Pels de la valeur efficace du bruit (échantillon de 1000 images).

(NUC). La conversion du flux en température a lieu dans un deuxième temps

$$\theta_{i,j,p}^m = P(\Phi_{i,j,p}^{mc}) \quad (3.24)$$

où  $P$  est un polynôme indépendant du Pel  $(i, j)$  considéré. Cet étalonnage en deux temps peu paraître surprenant, mais il est intéressant d'un point de vue pragmatique : l'utilisateur peut modifier quasi instantanément la NUC (en changeant la matrice  $\underline{\beta}$ ) pour « faire le zéro » de l'image si bien que les films réalisés ne font apparaître que les différences de température<sup>25</sup> par rapport à l'instant de la « mise à zéro ». Ne modifiant que la NUC, il n'est pas nécessaire de réétalonner le polynôme  $P$  (ce qui est particulièrement fastidieux). En outre si la NUC était seulement linéaire, il est possible de l'appliquer en temps réel pendant l'acquisition.

D'un point de vue métrologie, cette méthode n'a par contre pas d'avantage, en particulier elle introduit une erreur de par la correction linéaire (cette erreur est nulle uniquement pour les deux températures ayant servi à identifier  $\underline{\alpha}$  et  $\underline{\beta}$  comme nous le verrons par la suite). Il est donc proposé d'utiliser un autre étalonnage que celui embarqué, diminuant sensiblement les incertitudes de mesure, mais au prix d'un calcul *a posteriori* (le signal est enregistré sans aucune correction et la correction est réalisée par la suite sous Matlab). Ce type d'étalonnage est généralement appelé « NUC n points » ou « pixel à pixel » car le signal de chaque Pel est traité par un polynôme spécifique [Honorat et al., 2005]

$$\theta_{i,j,p}^m = P_{i,j}(\Phi_{i,j,p}^m) \quad (3.25)$$

Afin de garantir le minimum d'erreur, on choisit des polynômes  $P_{i,j}$  d'ordre élevé (6), dont les coefficients sont identifiés sous Matlab comme suit. On discrétise la plage d'étalonnage [20 °C; 40 °C] avec un pas de 1 K et l'on acquiert un film  $\underline{\Phi}^m(\theta^{CN})$  de 600 images pour chacune des 21 valeurs  $\theta^{CN}$  obtenues à l'aide d'un corps noir étendu mis en dehors de la profondeur de champ de la caméra. Il s'agit d'un corps noir DCN1000 de HGH

<sup>25</sup>Cet avantage devient vite un inconvénient dès qu'un décalage spatial de l'objet a lieu ...

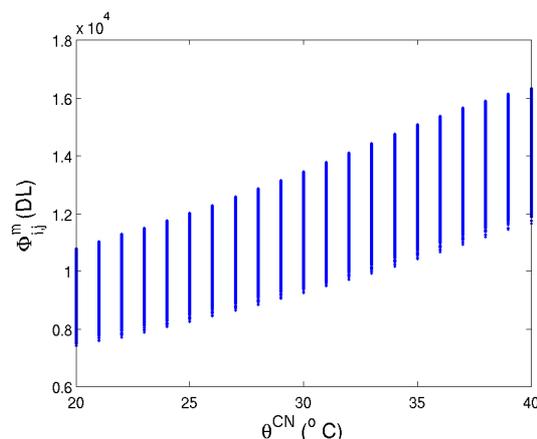


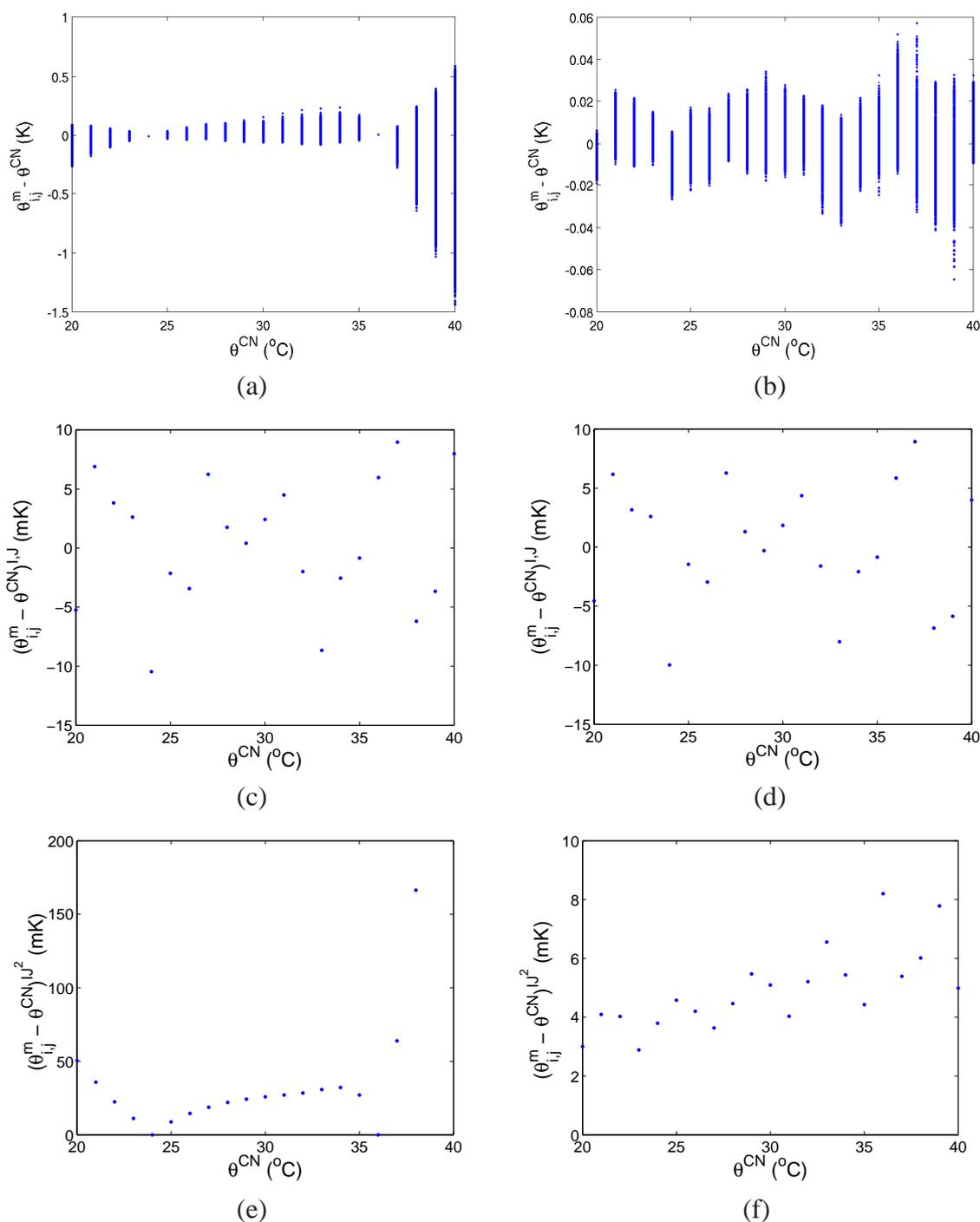
FIG. 3.27 : Réponse des Pels du capteur matriciel avec un IT de 1640  $\mu$ s.

travaillant sur la gamme de température absolue  $+5\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , de surface d'étalonnage  $100 \times 100\text{ mm}^2$ , ayant une stabilité temporelle de  $\pm 2\text{ mK}$  et une homogénéité de  $10\text{ mK}$  à  $\pm 5\text{ K}$  de l'ambiante sur 80 % de la surface. Chacun de ces films est moyenné temporellement pour obtenir une image  $\Phi_{i,j}^{m,P}(\theta^{CN})$  par température du corps noir, ce qui permet de supprimer la majeure partie du bruit temporel. On voit figure 3.27 la réponse  $\Phi_{i,j}^m(\theta^{CN})$  de chacun des  $320 \times 240$  Pels pour chacune des températures  $\theta^{CN}$ . La tendance globale est croissante avec la température, et l'on perçoit la disparité des réponses (à une température donnée, la réponse des Pels varie d'un facteur 1 à 1,5). On identifie sur ces données la matrice d'ordre 3 des coefficients de  $\underline{\underline{P}}$  ( $320 \times 240 \times 7$ ) en utilisant pour chaque Pel  $i, j$  la fonction Polyval implantée dans Matlab.

Pour montrer l'intérêt d'un tel étalonnage, on calcule l'erreur absolue de mesure pour chaque Pel  $\theta_{i,j}^m - \theta^{CN}$  obtenue avec la correction embarquée (NUC 2 points + Polynôme unique<sup>26</sup>) et celle obtenue avec la méthode « pixel à pixel ». La figure 3.28 (a) montre qu'avec la correction embarquée l'erreur des  $320 \times 240$  Pels devient rapidement importante dès que l'on s'écarte des 2 températures d'identification de la NUC. Ces 2 températures sont pourtant choisies pour minimiser l'erreur moyenne sur toute la plage de température. La figure 3.28 (b) montre qu'en revanche l'erreur ne s'annule plus en deux températures particulières, mais que son ordre de grandeur est bien inférieur à la précédente. L'erreur moyenne sur tout le capteur  $(\theta_{i,j}^m - \theta^{CN})^{I,J}$  (figure 3.28 (c) et (d)) est quasi identique avec les deux méthodes puisque la correction embarquée requiert l'identification du polynôme sur le signal moyen du capteur. Par contre l'écart-type des erreurs  $(\theta_{i,j}^m - \theta^{CN})^{I,J^2}$  (figure 3.28 (e) et (f)) montre qu'avec la correction embarquée, la dispersion de réponse des Pels n'est que médiocrement corrigée contrairement à ce que réalise l'étalonnage « pixel à pixel » (environ un ordre de grandeur de différence).

Enfin, le dernier problème à traiter est la détection/correction des pixels défectueux et morts. Le système embarqué les détecte en comparant les valeurs en chaque Pel de  $\underline{\underline{\alpha}}$  et  $\underline{\underline{\beta}}$

<sup>26</sup>On a pris soin de choisir également un polynôme de degré 6 pour que les erreurs soient comparables.



**FIG. 3.28 :** Erreur absolue de tous les Pels avec (a) la correction embarquée et (b) la correction pixel à pixel ; erreur absolue moyenne avec (c) la correction embarquée et (d) la correction pixel à pixel ; écart-type de l'erreur absolue avec (e) la correction embarquée et (f) la correction pixel à pixel.

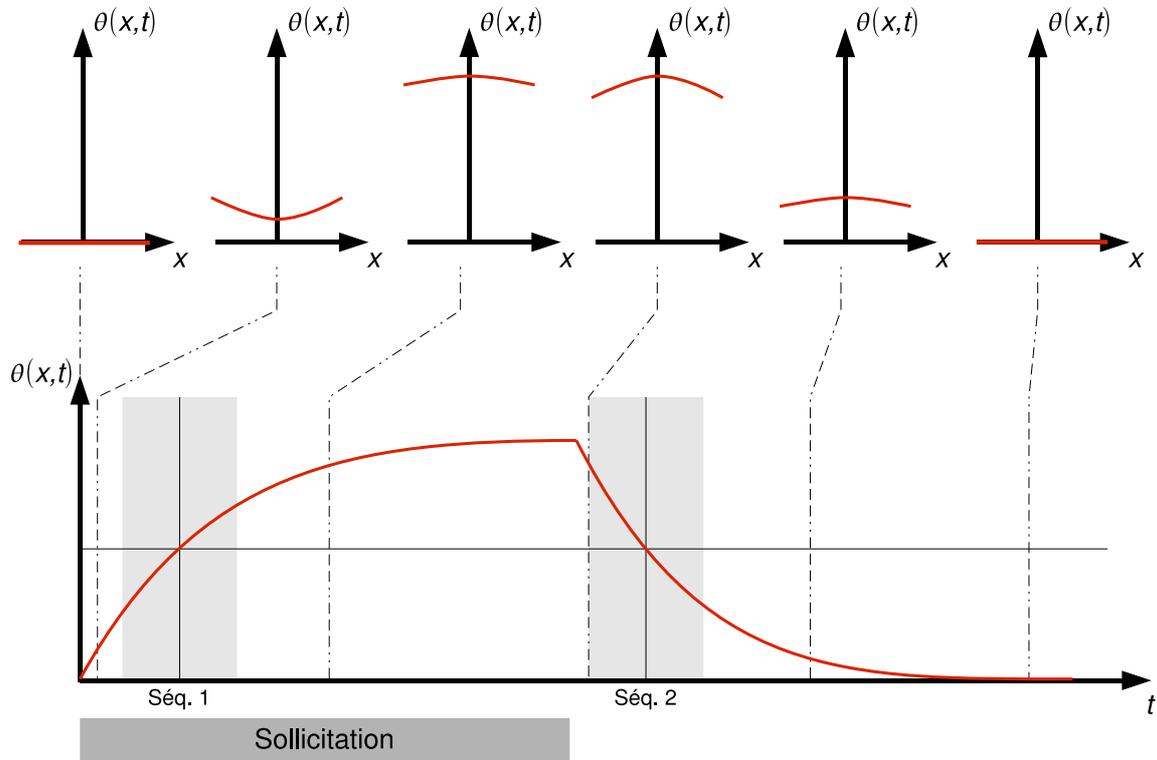
par rapport à leur valeur moyenne. Un seuil choisi par l'utilisateur permet alors de les discriminer. Leur réponse est par la suite remplacée par la réponse de leurs plus proches voisins qui n'est pas lui-même défectueux (le logiciel teste successivement les 8 Pels adjacents au Pel défectueux). Cette méthode est simple mais peu poser des problèmes si l'on cherche des gradients en post-traitement.

La détection des Pel défectueux proposée est basée sur le même principe (les coefficients de chaque polynôme  $P_{i,j}$  sont comparés aux valeurs de leurs voisins, un écart trop important désignant le Pel comme défectueux). Environ 50 Pels sont ainsi disqualifiés. Leur correction est par contre différente : la valeur du pixel défectueux est remplacée par la moyenne de ses voisins adjacents eux-mêmes non défectueux.

#### 4.1.3 Conséquences sur le protocole d'acquisition (1)

On peut déduire des caractéristiques de la caméra infrarouge et de son étalonnage trois faits :

- Les caméras infrarouges étant de bien meilleurs détecteurs différentiels qu'absolus, il ne sera pas possible de mesurer « directement » l'auto-échauffement des éprouvettes. Il faudra l'obtenir par soustraction de deux acquisitions, l'une avec l'hétérogénéité et l'autre sans. Au vu des très faibles variations de température que nous cherchons, nous aurions de toute manière réalisé une mesure différentielle (nous verrons à plusieurs reprises que celle-ci est indispensable), mais il est important de se rappeler que la technologie même de la caméra utilisée le nécessite. D'un point de vue purement théorique, la mesure « la plus différentielle » consiste en la soustraction d'une image en présence de l'hétérogénéité et d'une sans, mais à même température moyenne, ce qui assure la quasi-suppression d'artefacts dus à des différences thermiques dans la scène observée (erreur d'étalonnage, réflexions optiques). En particulier, l'effet de la convection est en première approximation supprimé car l'intensité du flux est identique (à  $h$  constant) pour une température identique au bord. Cet effet ne se supprime théoriquement pas totalement par soustraction car le gradient de température n'est pas exactement le même entre l'auto-échauffement et le refroidissement. Il diffère d'environ 1 mK à cause de la dissipation plus intense en surface, mais cette différence étant négligeable par rapport à la température moyenne (de l'ordre du Kelvin), on peut considérer qu'à une même température moyenne, le flux est identique, et donc est supprimé par mesure différentielle. Il est donc proposé (voir figure 3.29) de réaliser une seule longue acquisition durant l'essai d'auto-échauffement et le refroidissement de l'éprouvette, puis de prélever deux images : la première sous sollicitation avec l'hétérogénéité cherchée, la seconde pendant le refroidissement, de telle sorte que la température moyenne de l'éprouvette soit rigoureusement la même aux deux instants. Comme nous avons vu que l'hétérogénéité transverse apparaissait (et disparaissait) quasiment instantanément, ces deux images peuvent même être prises très peu de temps après le début (resp. la fin) de la sollicitation pour satisfaire à l'égalité des températures moyennes.



**FIG. 3.29** : Protocole d'acquisition : (bas) évolution temporelle de la température moyenne de l'éprouvette et (haut) évolution spatiale correspondante de la température de l'éprouvette.

- Le deuxième point est que le bruit temporel BT d'une image est très important (19 mK) en comparaison du signal cherché, même avec l'IT optimisé. Il faut donc le réduire par moyenne temporelle de plusieurs images successives. On voit figure 3.30 (a) qu'une moyenne sur un nombre d'images supérieur à 64 permet de diviser la valeur RMS du bruit temporel par 5. Au delà l'effet de moyenne est moindre (256 images ne permettent pas de diviser le bruit par 6). Cela signifie que l'on doit réaliser des acquisitions longues d'au moins 2 secondes, en utilisant la fréquence maximale d'acquisition, pour avoir une valeur efficace du BT de l'ordre de 3 mK. Il faudra donc faire en sorte que le champ de température soit stable pendant l'acquisition. On ne se contente donc plus de deux images, mais de deux séquences (zone grisée figure 3.29) pour faire la mesure différentielle.
- Enfin le bruit spatial BSF génère, malgré l'étalonnage optimisé, des incertitudes de mesures encore trop importantes (écart-type de l'ordre de 5 mK). Sachant que l'hétérogénéité cherchée est unidirectionnelle, il est intéressant de moyenner la température dans la direction perpendiculaire (plan de la tôle) pour diminuer le bruit spatial. La figure 3.30 (b) montre que moyenner selon les lignes de Pels permet de diviser l'écart-type du bruit spatial par 10 si la moyenne est réalisée sur environ 300 Pels. On orientera donc l'éprouvette de telle sorte que sa longueur soit dans la direction des lignes de 320 pixels pour réduire au maximum l'effet du BSF par moyenne

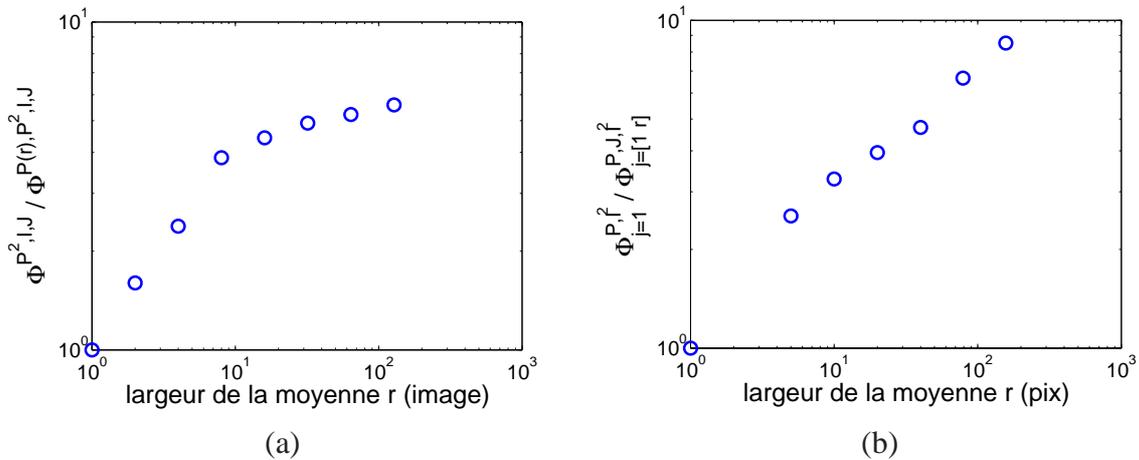


FIG. 3.30 : Évolution des bruits (a) temporels en fonction du nombre d'images moyennées et (b) spatiaux en fonction de la largeur de la ligne moyennée.

spatiale.

Cette étude du dernier maillon de la chaîne d'acquisition aboutit à une première ébauche du protocole, à la fois en termes d'acquisition (ordre et moment des séquences), de post-traitement (moyenne) et de disposition de l'éprouvette (parallèle aux lignes de la matrice). Nous allons à présent vérifier le premier maillon qui est le montage de l'éprouvette.

## 4.2 Moyen de sollicitation mécanique

Le but est de décrire les moyens d'essai, mais avant tout de vérifier que le champ de contrainte imposé dans la zone utile de l'éprouvette est homogène, autant dans le cas d'un chargement statique que dans le cas réel de chargement cyclique. L'étude de ce dernier cas permet aussi de discuter de l'existence et de l'influence de mouvements de corps rigide de la machine et/ou du système d'acquisition (caméra + objectif + trépied).

Le montage est réalisé sur une machine d'essai de traction uniaxiale servohydraulique MTS d'une capacité de 50KN. Elle est alimentée par un groupe hydraulique de  $300 \text{ lmin}^{-1}$  via deux servovalves de 4 et  $40 \text{ lmin}^{-1}$  en parallèle, ce qui lui permet d'atteindre aisément des fréquences de sollicitation de 30 Hz pour une amplitude de déplacement  $\leq 1 \text{ mm}$  (l'intérêt d'une fréquence élevée est d'augmenter l'énergie dissipée, et donc le contraste thermique). Le signal d'effort est délivré par une cellule de charge de capacité 50 KN et l'ensemble de la machine piloté par MTS Testar IIS 3.2d.

Le bâti de la machine, à deux colonnes, est bridé sur une large dalle d'acier isolée mécaniquement du sol. Une cellule d'alignement est installée entre la traverse supérieure et la cellule de charge. L'alignement est systématiquement vérifié avant une campagne d'essai. Les mors sont mécaniques, autobloquants. L'ensemble du montage (exceptée l'éprouvette) est préchargé en traction au delà de l'effort maximal appliqué pendant l'essai (de l'ordre de 10 KN pour les éprouvettes en 22MnB5 et 30 KN pour les sandwiches).

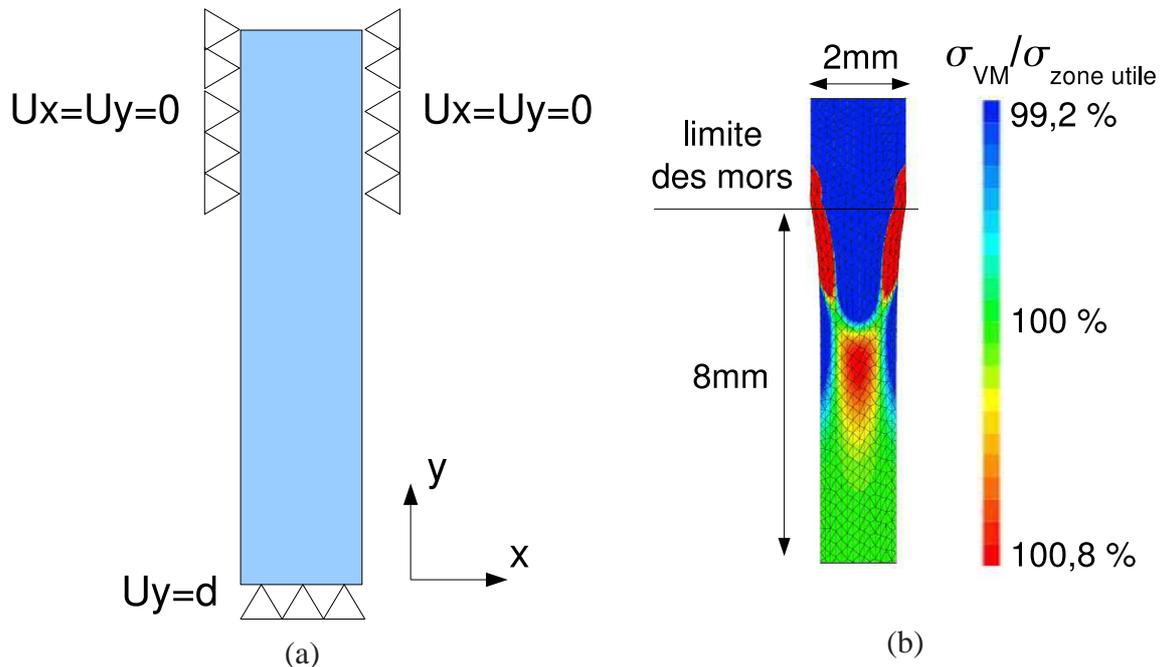


FIG. 3.31 : Modélisation mécanique des éprouvettes parallélépipédiques : (a) modèle EF et (b) champ de contrainte équivalente de Von Mises obtenu.

Les éprouvettes n'ayant pas de talons pour permettre le polissage adéquat de leur tranche, des mors sont striés pour éviter tout glissement sous charge. Les efforts étant importants et l'épaisseur mince dans le cas des éprouvettes de 22MnB5, la distance entre les mors est très réduite ( $< 40$  mm) sans quoi un phénomène de flambage apparaît. La zone observée est peu éloignée du contact éprouvette/mors, et le champ de contrainte pourrait être perturbé. On simule donc par la méthode des éléments finis sous Cast3m le champ de contrainte dans l'éprouvette en faisant l'hypothèse de comportement élastique. On modélise une demi-éprouvette en contraintes planes comme présenté figure 3.31 (a), c'est-à-dire en modélisant le serrage des mors par un blocage des noeuds et le chargement par un déplacement imposé selon  $y$ . La modélisation du serrage des mors est très sommaire, mais le but est ici d'évaluer la taille de la zone affectée par la concentration de contrainte. La figure 3.31 (b) montre que le champ de la contrainte équivalente de Von Mises, très perturbé au droit des mors, est très homogène dans la zone filmée au delà de 8mm des mors (variations  $< 0,1$  % sur toute l'épaisseur). Ce résultat est néanmoins purement théorique. Que se passe-t-il vraiment lorsque l'éprouvette est chargée à 30 Hz ?

#### 4.2.1 Validation du montage sous chargement cyclique

Au gré des différentes campagnes d'essai menées, on observe *parfois* un déplacement latéral (direction  $x$ ) de l'éprouvette pendant la sollicitation. Il est approximativement

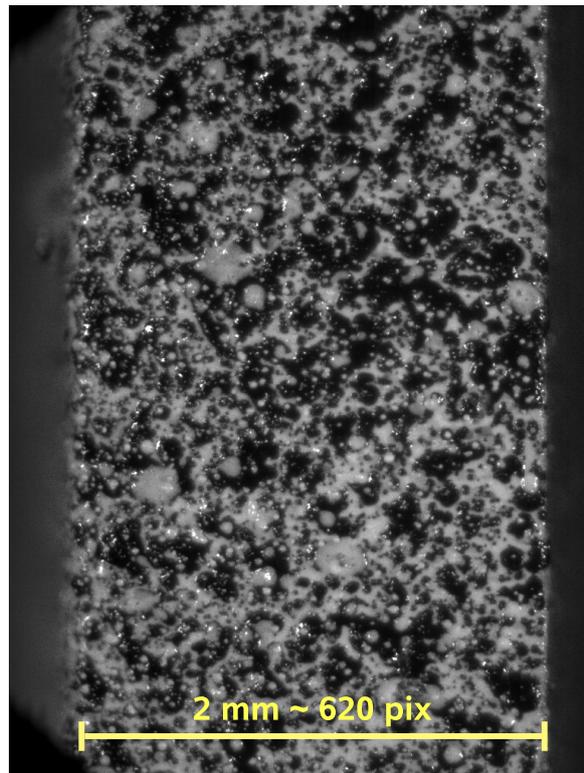
périodique, et son amplitude est tantôt<sup>27</sup> apparemment nulle mais d'autres fois peut aller jusqu'à 2 pixels. S'agit-il d'un déplacement physique de l'éprouvette (mouvement de corps rigide dû à un mode propre de la machine), d'une déformation de celle-ci, ou d'un déplacement de l'axe optique de la caméra ? S'il s'agit simplement d'un mouvement de corps rigide, le champ thermique n'est pas affecté, mais le calcul des moyennes temporelles et spatiales devra se faire avec quelques précautions. S'il s'agit d'une déformation de l'éprouvette en flexion, le champ de dissipation est modifié et l'on ne mesure alors plus ce que l'on cherche (la dissipation sous traction homogène).

Une première vérification consiste à mesurer les déformations de l'éprouvette sous chargement cyclique et vérifier qu'elles sont bien homogènes dans l'épaisseur. On réalise à cette fin une mesure de champ de déplacement par corrélation d'images (*CORRELI*<sup>LMT</sup> voir Annexe F). On revêt la tranche de l'éprouvette d'un mouchetis noir et blanc (figure 3.32) que l'on filme pendant la sollicitation. La figure 3.33 montre le montage de la caméra rapide (Photron ultima APX-RS,  $1024 \times 1024$  pixels à 3 kHz) et d'un objectif de microscopie longue distance (MLD Questar) qui permettent d'acquérir des images avec une résolution spatiale suffisante sur l'éprouvette (plusieurs centaines de pixels sur la largeur, figure 3.32) et une résolution temporelle adéquate (100 images par cycle de sollicitation, soit une fréquence d'acquisition de 3000 Hz).

Le traitement par corrélation d'images nous donne le champ de déplacement  $\underline{v}(x, y, t)$ . Seule la variation des déformations dues à la traction  $\epsilon_{yy}(x, t)$  étant cherchée et cette variation étant *a priori* indépendante de  $y$  (hypothèse poutre), on propose de pallier la mauvaise qualité du mouchetis (fort contraste, tâches grossières, reflets multiples) par une hypothèse de composante de déplacement selon  $y$   $v_y(x, y, t)$  linéaire avec  $y$ . On interpole pour chaque abscisse  $x$  une droite  $\tilde{v}_y(x, y, t) = a(x, t)y + b(x, t)$  par moindres carrés sur les valeurs  $v_y(x, y, t)$ . Le coefficient  $a(x, t)$  correspond alors à la déformation à l'abscisse  $\epsilon_{yy}(x, t)$  et son incertitude est bien moindre que celle obtenue par calcul du gradient du déplacement local  $\underline{v}(x, y, t)$ . Un exemple des résultats obtenus avec cette méthode d'identification est présenté figure 3.34. On voit que le champ de déformation est homogène à tout instant du cycle et donc le mouvement de l'éprouvette perçu par la caméra infrarouge n'est qu'un mouvement de corps rigide.

Il faut donc chercher à mettre en évidence ces mouvements de corps rigide afin d'essayer de les réduire. On mesure pour cela le déplacement horizontal relatif de l'extrémité de l'objectif de la caméra par rapport à l'une des colonnes du bâti à l'aide d'un capteur LVDT. L'extrémité de l'objectif étant très proche de l'éprouvette, le déplacement mesuré est considéré correspondre à une translation apparente de l'éprouvette. Dans la configuration de l'enregistrement, le déplacement est de l'ordre de  $\pm 15 \mu\text{m}$  soit 1 pixel pendant la sollicitation à 30Hz. Le signal du capteur LDVT est envoyé sur un oscilloscope permettant une analyse fréquentielle (figure 3.35 (a)). On voit que la composante principale correspond à celle de l'excitation, mais que plusieurs modes propres sont également excités. Il s'agit *a priori* pour une part de modes propres du bâti mais surtout du trépied de la caméra. C'est

<sup>27</sup>J'insiste sur le fait que ce phénomène n'est pas toujours présent alors que les conditions expérimentales semblent identiques.



**FIG. 3.32** : Cadrage du microscope longue distance et mouchetis de l'éprouvette en vue du traitement par corrélation d'images.

sans doute majoritairement le porte-à-faux important de la caméra par rapport au trépied (figure 3.36) et le montage en série des différents éléments qui causent ces vibrations, bien que le trépied, la table  $xy$  et la caméra soient particulièrement massifs et rigides. Malheureusement le déport de la caméra vers l'avant est nécessaire car l'objectif doit être à environ 40mm de l'éprouvette tandis que l'encombrement du trépied empêche de s'approcher davantage du bâti. On cherche donc à modifier les conditions de contact du trépied pour atténuer les déplacements. On substitue aux patins métalliques initialement utilisés (figure 3.35 (a)), des roulettes (figure 3.35 (b)) puis des tapis d'élastomère (figure 3.35 (c)). On leste également le trépied. Les mouvements sont modifiés, mais pas supprimés. Il est donc décidé de corriger ces déplacements intempestifs en post-traitement.

#### 4.2.2 Conséquences sur le protocole d'acquisition (2)

Le déplacement de l'éprouvette dans le cadrage au cours de l'acquisition est pénalisant même s'il n'est que de quelques pixels : la soustraction entre les deux séquences du film perd en effet tout son sens si un même Pel ne correspond plus au même point physique de l'éprouvette (artefact flagrant à la frontière éprouvette/fond). C'est aussi le cas pour la moyenne temporelle des séquences. Il faudrait donc parvenir à corriger ces déplacements.

Le problème d'une correction *a posteriori* par translation des images est qu'elle affecte

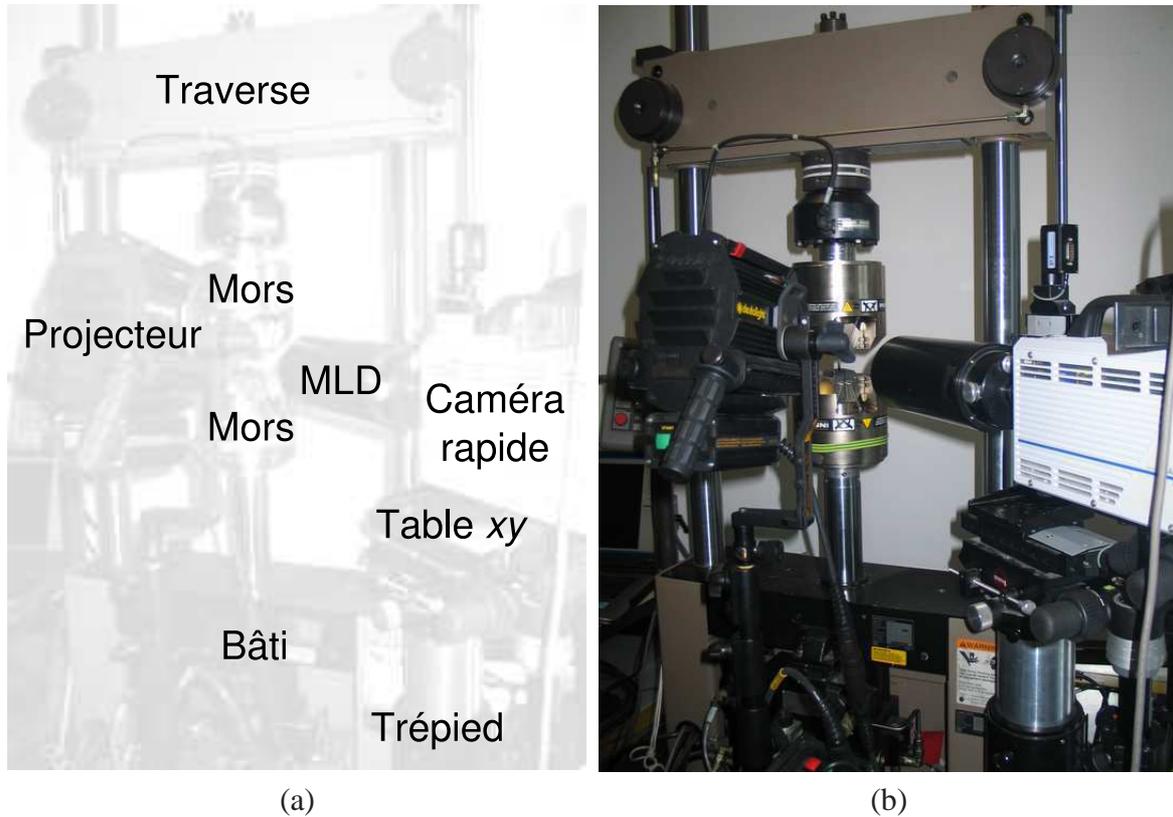


FIG. 3.33 : Montage de mesure du champ de déformation sous chargement dynamique : (a) légende et (b) montage avant acquisition.

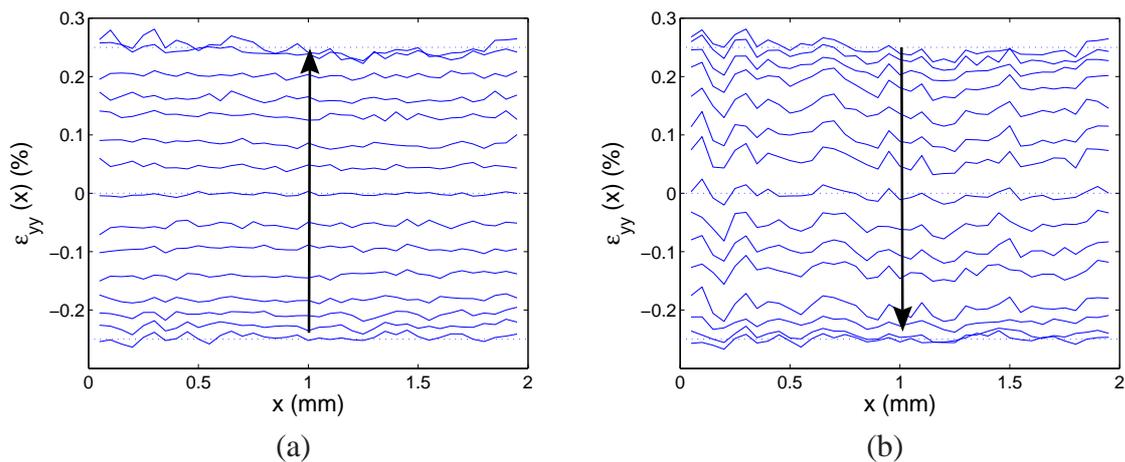
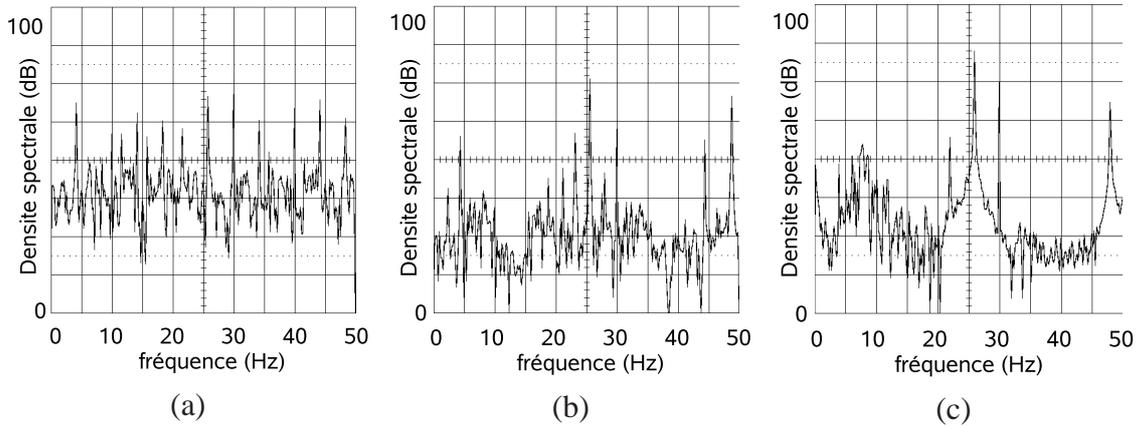


FIG. 3.34 : Champ de déformation  $\varepsilon_{yy}$  au cours d'un cycle de chargement d'amplitude 500 MPa à 30 Hz : (a) première moitié du cycle ( $\frac{d\sigma}{dt} > 0$ ), (b) deuxième moitié du cycle ( $\frac{d\sigma}{dt} < 0$ ).

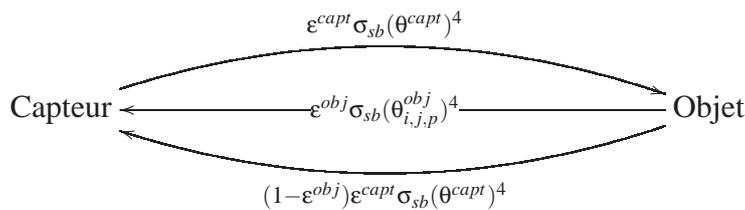


**FIG. 3.35 :** Analyse fréquentielle du déplacement transverse de l'objectif de la caméra par rapport au bâti de la machine pour 3 types de contact trépied/sol : (a) patins métalliques, (b) roulettes et (c) tapis d'élastomère.

certes la position de l'éprouvette, mais également le reflet de la caméra sur l'éprouvette, qui ne suit pas physiquement l'éprouvette. En effet le flux reçu par le détecteur  $\underline{\Phi}^m$  est constitué d'une composante correspondant à l'objet observé  $\varepsilon\sigma_{sb}(\underline{\theta}^{obj})^4$  et une autre correspondant aux reflets de l'environnement radiatif sur l'objet  $(1 - \varepsilon)\underline{\Phi}^{enviro}$

$$\Phi_{i,j,p}^m = \varepsilon\sigma_{sb}(\theta_{i,j,p}^{obj})^4 + \Phi_{i,j,p}^{enviro} \quad (3.26)$$

Ces reflets sont d'autant plus faibles que l'émissivité est élevée, mais peuvent rester non-négligeables si la température de l'environnement est très différente de l'objet, ce qui est le cas du capteur refroidi à 70 K. Ainsi un objet observé « de face » présente en général un halo appelé « effet Narcisse ». On peut résumer schématiquement ceci comme suit :



Un moyen simple de s'en prémunir est alors de tilter légèrement l'axe optique par rapport à la normale à la surface observée. Malheureusement dans notre cas cette solution n'est pas réalisable tant l'objectif est proche de l'objet et sa profondeur de champ petite (de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ ). L'effet Narcisse étant habituellement constant au cours du temps, la deuxième solution consiste en la soustraction d'une image de référence... ce qui pose problème ici. Dans le cas général d'un déplacement de l'objet et/ou des reflets, il semble donc qu'il n'y ait pas de correction théorique possible.

Faute de mieux, nous allons donc corriger le mouvement de corps rigide par un déplacement numérique en post-traitement. Cette solution, imparfaite, est malgré tout acceptable dans notre cas pour plusieurs raisons :



FIG. 3.36 : Trépied et montage de la caméra infrarouge.

- Tout d'abord, on peut considérer que l'angle par rapport à la normale du plan observé est constant (le déplacement linéaire mesuré en extrémité d'objectif n'est que de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  tandis que l'objectif a une longueur de 205mm à lui seul).
- Ensuite la translation de l'objectif par rapport à l'objet (quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ ) est bien inférieure à la taille de l'objet (millimétrique) et encore plus à la taille du capteur qui se reflète (centimétrique).
- Enfin le gradient du halo est très faible (si l'on observait une surface cylindrique par exemple, le gradient serait plus important). Une correction ne provoquera qu'un très léger artefact par différence des halos déplacés.

Le principe de la correction est exposé en figure 3.37. Vu que la deuxième séquence d'images  $\underline{\underline{\theta^{m2}}}$  correspond au refroidissement de l'éprouvette, celle-ci n'est pas sous charge et il n'y a par conséquent aucun mouvement parasite à corriger. On réalise donc directement sa moyenne temporelle et l'on obtient une image  $\underline{\underline{\theta^{m2,P}}}$ . L'orientation de l'éprouvette peut légèrement différer de la direction des lignes et entraîner une erreur lors de la moyenne selon les lignes de la matrice. On corrige par conséquent dans un premier temps ce défaut angulaire (avec l'algorithme que nous allons décrire) puis l'on moyenne l'image selon les lignes pour obtenir un vecteur  $\underline{\underline{\theta^{m2,J,P}}}$ . On recale ensuite avec l'algorithme toutes les images de la première séquence  $\underline{\underline{\theta^{m1}}}$  par rapport au vecteur-colonne  $\underline{\underline{\theta^{m2,J,P}}}$ .

L'algorithme de correction consiste en un recalage de chaque colonne  $i$  de chaque image

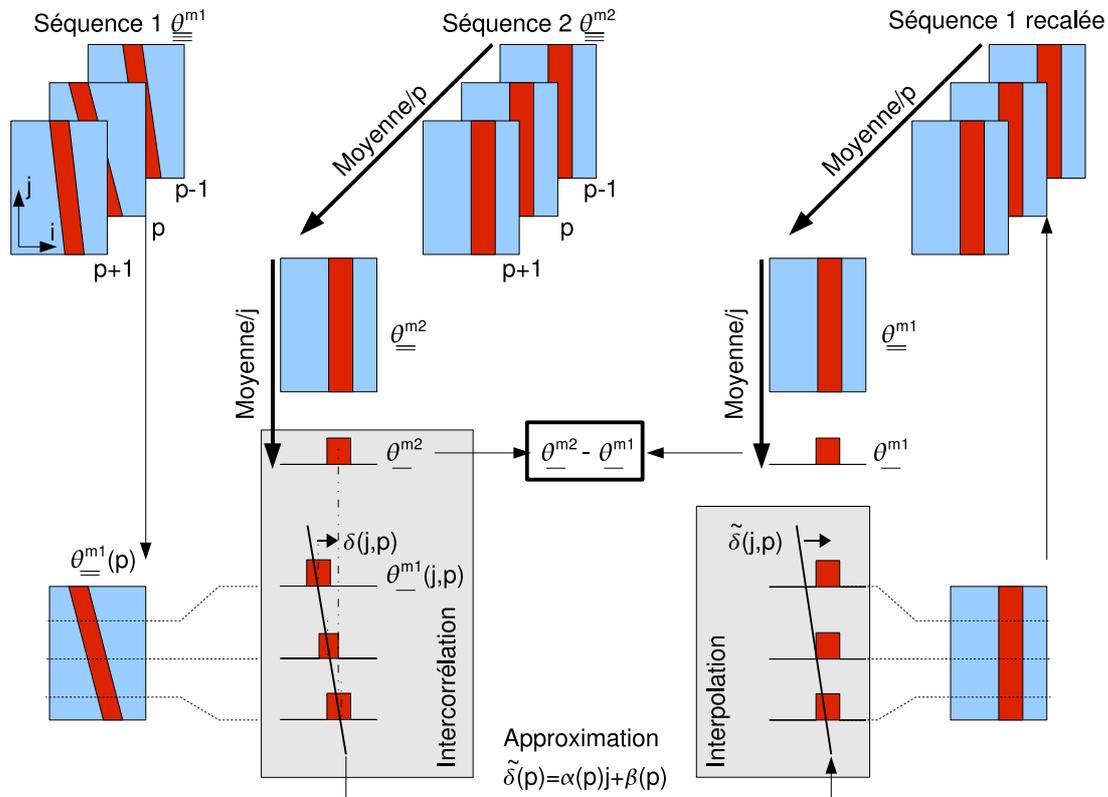


FIG. 3.37 : Principe de la correction du déplacement de corps rigide de l'éprouvette pendant l'acquisition.

$p$  par rapport au vecteur de référence  $\underline{\theta}^{m2,j,p}$ , ce qui permet de corriger à la fois la translation selon  $x$  et la petite rotation dans le plan  $(x,y)$  de l'éprouvette. Le recalage s'opère en deux temps pour chaque image : on mesure tout d'abord la translation et la rotation par rapport au vecteur de référence, puis on translate chaque ligne de la quantité désirée.

La mesure de la translation  $\delta(j,p)$  de la  $j^{\text{ème}}$  colonne de la  $p^{\text{ème}}$  image  $\underline{\theta}^{m,2}(j,p)$  par rapport à la référence  $\underline{\theta}^{m,2}$  est obtenue par une recherche du maximum d'intercorrélation<sup>28</sup>. L'éprouvette ne présentant pas de mouchetis (il s'agit d'acquisition infrarouge où un revêtement uniforme est nécessaire), toutes les images sont normées pour offrir le maximum de contraste entre éprouvette « chaude » et fond « froid » afin de permettre une bonne intercorrélation (cela signifie qu'on suit le mouvement de l'éprouvette uniquement grâce à sa silhouette). Une fois toutes les colonnes de l'image  $p$  traitées, on interpole avec une fonction linéaire  $\tilde{\delta}(j,p) = \alpha(p)j + \beta(p)$  par moindres carrés sur le vecteur  $\delta(j,p)$  pour trouver le mouvement de corps rigide ( $\alpha(p)$  est la rotation de l'éprouvette de l'image  $p$  par rapport à la référence et  $\beta$  sa translation). Ceci permet de compenser la médiocre qualité de la

<sup>28</sup>On cherche le maximum d'un polynôme du second degré interpolé sur l'intercorrélation (discrète) pour obtenir un déplacement subpixel [Hild et al., 2002].

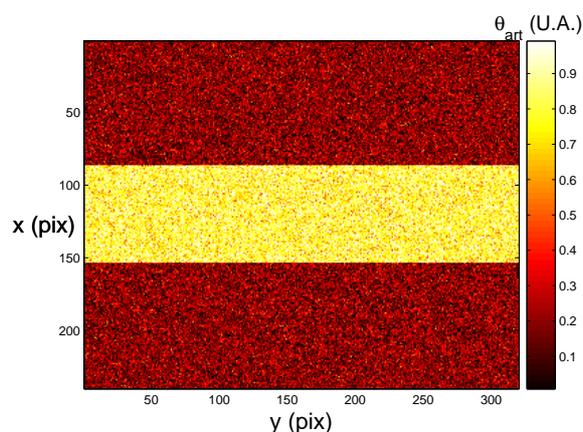


FIG. 3.38 : Image test de la mesure de déplacement transverse.

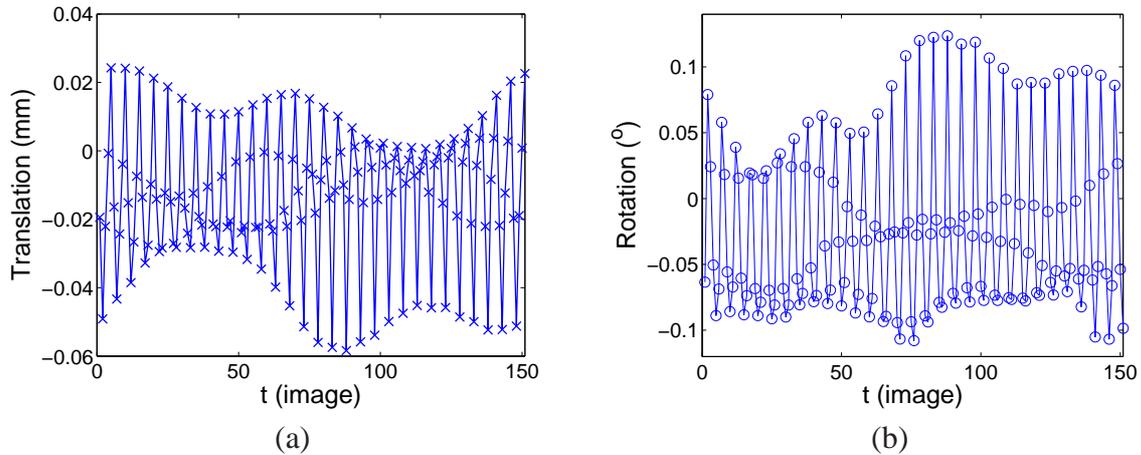
corrélation de chaque colonne (image infrarouge inadaptée).

On vérifie l'erreur d'évaluation du décalage en utilisant 2 images artificielles du même type que celles fournies par la caméra (figure 3.38) : le cadrage est identique (éprouvette de  $\approx 70$  pixels de large, orientée dans le sens long de la matrice), le contraste également (image normée pour augmenter le contraste) et le bruit de mesure est simulé par l'addition d'un bruit blanc gaussien d'amplitude égale à celle mesurée sur une image acquise par la caméra. L'éprouvette virtuelle est décalée d'un demi-pixel entre les deux images. L'erreur moyenne d'estimation du déplacement  $\delta(j, p)$  selon une colonne est de 5 %. L'erreur d'estimation en utilisant l'approximation linéaire  $\tilde{\delta}(j, p)$  est d'environ 0,3 % ce qui est jugé satisfaisant (gardons néanmoins à l'esprit qu'il s'agit ici d'images artificielles).

On connaît alors la translation à opérer sur chaque colonne  $j$  pour supprimer le mouvement de corps rigide par rapport au vecteur de référence. Cette translation est obtenue par interpolation sur la colonne  $j$  d'une spline.

Pour exemple, on applique l'algorithme de recalage à des mesures sur une éprouvette en 22MnB5 où les déplacements transverses étaient visibles pendant l'acquisition. La figure 3.39 (a) présente la translation mesurée ( $\beta(p)$ ) entre les images de la première séquence et la position de référence. On observe des déplacements de l'ordre de plusieurs pixels dans le cas présenté. Ils ne sont pas aléatoires mais présentent au contraire une certaine périodicité au cours d'un cycle de sollicitation. Les rotations mesurées ( $\tan^{-1}(\alpha(p))$ ) sont présentées en figure 3.39 (b). Elles sont non-négligeables (un angle de  $0,1^\circ$  correspond à un déplacement de presque  $20 \mu\text{m}$  à une distance de 1cm) et également non-aléatoires.

On peut enfin comparer, toujours pour le même essai, la moyenne temporelle des séquences avec et sans correction (figure 3.40 (a) et (b)). Pour la séquence 2 la correction est sans effet puisqu'il n'y a pas de mouvement pendant l'acquisition. Dans le cas de la séquence 1 par contre, la correction est non négligeable : d'une part les variations selon  $x$  de la moyenne de la séquence 1 après correction sont bien plus proches de celles de la séquence 2, d'autre part le profil sans correction est plus régulier à cause de la « moyenne » spatiale due aux vibrations. On retrouve ceci sur la figure 3.41, qui montre que la différence entre



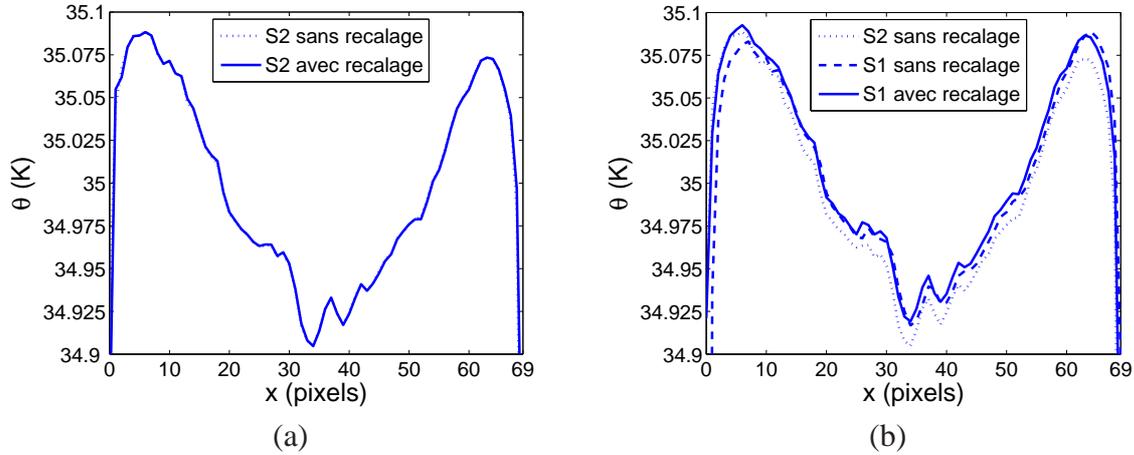
**FIG. 3.39** : Déplacement mesuré pendant une acquisition : (a) translation selon  $x$  et (b) rotation selon  $z$ . Éprouvette en 22MnB5 non-décarburé de 2 mm de large, sollicitation de 600 MPa à 30 Hz, fréquence d'acquisition 151 Hz.

la séquence 1 sans et avec recalage est faible (écart-type de la différence de 0,7mK sur les 50 pixels centraux) en comparaison de celle de la séquence 2 (écart-type de la différence de 4mK sur les 50 pixels centraux). La différence sans/avec correction est très importante sur les bords de l'éprouvette où le recalage est très visible du fait du fort gradient local (écart-type de la différence de 16mK sur les 70 pixels centraux pour la séquence 2, 92mK pour la séquence 1).

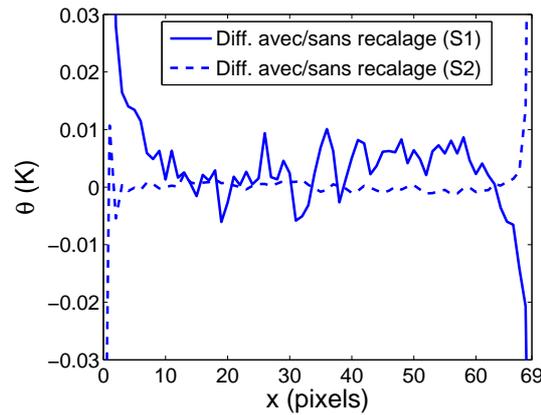
Le traitement des données devra donc inclure cette correction des mouvements de corps rigide afin de supprimer les artefacts qui leur sont dus. Une dernière question n'est pas encore résolue dans l'acquisition des films infrarouges : il s'agit de *quand* une image doit être prise au cours d'un cycle de sollicitation. Nous allons discuter de l'effet du couplage thermoélastique sur nos mesures pour répondre à cela.

### 4.3 Effet du couplage thermoélastique

Nous avons jusqu'à présent modélisé l'auto-échauffement de nos éprouvettes en ne prenant en compte que l'énergie dissipée due à la microplasticité. Cela se justifiait dans le cadre d'études théoriques parce que c'était l'unique phénomène cherché, et dans le cadre expérimental car le moyen de mesure utilisé (thermocouple) avait un temps de réponse relativement grand (de l'ordre de 1s) en comparaison de la période de sollicitation (de l'ordre de 0,1s). La moyenne de l'effet du couplage thermoélastique s'annulant sur un cycle de sollicitation, il n'était nullement perceptible. Maintenant que nous voulons mesurer la température à l'aide d'une caméra infrarouge, le problème est différent car le temps de réponse de la caméra est bien inférieur - il est limité par le temps d'intégration, soit dans notre cas seulement  $1640\mu\text{s}$  - ce qui permet d'observer les variations de température importantes dues au couplage thermoélastique au cours d'un cycle de chargement. Il



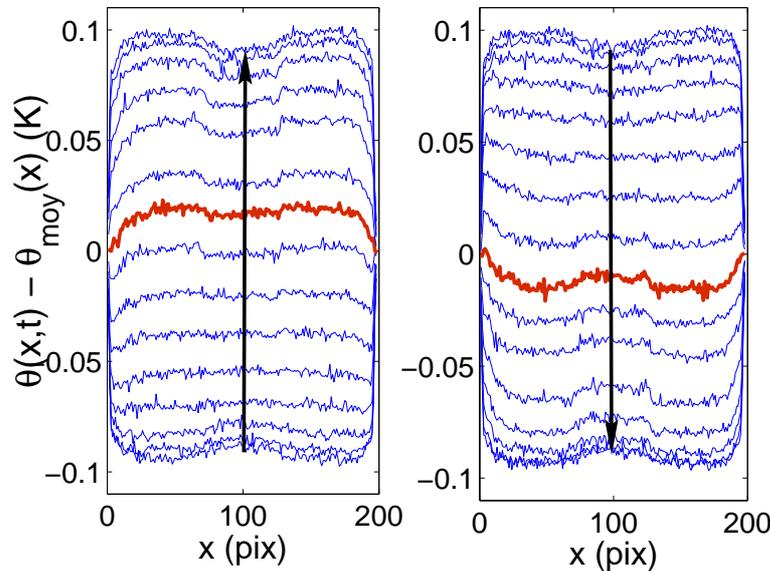
**FIG. 3.40 :** Moyenne temporelle des séquences avec et sans correction : (a) séquence 2 et (b) séquence 1. La largeur de l'éprouvette est théoriquement de 66 pixels.



**FIG. 3.41 :** Différence des moyennes temporelles des séquences avec et sans correction.

est donc intéressant d'étudier l'effet de ce couplage dans le cadre de notre protocole expérimental afin de choisir quand doivent être acquises les images au cours d'un cycle.

On propose de mesurer en premier lieu l'évolution du champ de température au cours d'un cycle de chargement. Afin d'acquérir un nombre suffisant d'images par cycle, la fréquence de sollicitation est abaissée à  $f_r = 5$  Hz, ce qui permet de réaliser 30 images au cours d'un cycle de référence avec une fréquence d'acquisition  $f_{acq} = 150$  Hz. La durée du film  $\underline{\underline{\theta}}$  est de 2 secondes, soit  $n_{cycle} = 10$ . On peut donc diminuer le bruit temporel en moyennant chaque image du cycles de référence en sommant les images correspondantes des cycles  $\underline{\underline{\theta}}^{P[30,10]}$  puis diminuer le bruit spatial en moyennant les images selon  $y$  (on suppose qu'il n'y a pas d'hétérogénéité selon  $y$ )  $\underline{\underline{\theta}}^{J,P[30,10]}$ . Enfin, on retire la moyenne temporelle du film à chaque image. On peut alors représenter la variation de  $\theta_{i,p}^{J,P[30,10]} - \underline{\underline{\theta}}_i^{J,P}$



**FIG. 3.42 :** Évolution spatio-temporelle de la température  $\theta(x,t) - \theta_{moy}(x)$  au cours d'un cycle de chargement. Résultat expérimental pour une éprouvette sandwich à faible contraste, 100 MPa à 5 Hz. La composante moyenne au cours d'un cycle  $\theta_{moy}(x)$  a été soustraite.

avec  $i$  comme figure 3.42, c'est-à-dire en scindant le cycle de référence en 2 demi-périodes correspondant respectivement à une diminution de la contrainte (figure 3.42 (a)) et à une augmentation (resp. figure 3.42 (b)).

La figure 3.42 présente l'évolution spatio-temporelle de la température de l'éprouvette sandwich à faible contraste sous une amplitude de 100 MPa. On peut noter que :

- La température varie apparemment sinusoidalement au cours du temps, à la même fréquence que la sollicitation et déphasée de  $\pi$ , ce qui correspond à la modélisation classique du couplage thermoélastique homogène. L'amplitude de la température est approximativement celle attendue avec cette modélisation (de l'ordre de 1mK par MPa).
- L'amplitude n'est pas rigoureusement homogène : la zone de la tôle centrale présente des variations moindres que les zones correspondant aux tôles extérieures. La transition entre ces deux zones se fait de manière régulière, alors que l'on sait que l'interface entre les deux types de tôle est nette.
- Il existe un déphasage, dépendant de l'abscisse  $x$  considérée. Ceci est particulièrement visible si l'on compare les températures proches du passage à contrainte nulle des deux demi-périodes : l'écart entre les deux courbes est de plus de 20mK alors que la contrainte est nulle dans les deux cas.

Il semble donc que le champ de température ne soit pas simplement expliqué par le couplage thermoélastique. La variation d'amplitude et en particulier le déphasage entre la tôle centrale et les tôles extérieures ne peuvent pas être expliqués par la thermoélasticité seule. Ce déphasage laisse à penser qu'il s'agit d'une combinaison de thermoélasticité (expliquant la

variation sinusoïdale en temps) et de conduction (expliquant le retard). Nous allons essayer de la modéliser.

#### 4.3.1 Phénomène conjoint de thermoélasticité et de conduction

La source thermoélastique  $S_{th}$  s'exprime dans le cadre thermodynamique adopté (équation (1.10)) par

$$S_{th} = -T_0\alpha \left( Tr(\dot{\Sigma}) + \alpha\dot{\theta} \frac{3E}{1-2\nu} \right) \quad (3.27)$$

où  $E$  est le module d'Young,  $\nu$  le coefficient de Poisson et  $T_0$  la température moyenne (temporelle) de l'éprouvette. Sachant que dans notre cas  $\alpha^2 T_0 \frac{3E}{1-2\nu} \ll \rho C$  et que le chargement est de la traction pure nous avons en première approximation

$$S_{th} = -T_0\alpha\dot{\Sigma}. \quad (3.28)$$

Enfin le chargement est sinusoïdal en temps à une fréquence  $f_r$  (pulsation  $\omega_r$ ), d'où

$$S_{th} = -2\pi f_r \alpha T_0 \Sigma_0 \sin(\omega_r t). \quad (3.29)$$

Vu que nos mesures qualifient le champ de température, nous allons regarder l'effet couplé d'une hétérogénéité d'énergie thermoélastique et de la conduction sur ce champ. Plusieurs travaux traitent déjà de ces phénomènes de non-adiabaticité ([McKelvie, 1987] en analytique 2D, [Dunn, 1993] en numérique 2D p. ex.). Nous allons dans le cadre de ce travail uniquement traiter le cas 1D qui s'applique à nos éprouvettes. Nous reviendrons plus tard sur les origines possibles de ces hétérogénéités, nous nous contenterons pour l'instant d'une description globale du couplage

$$S_{th}(x, t) = S_{th}(x) \sin(\omega_r t). \quad (3.30)$$

Pour connaître le champ de température induit par une telle hétérogénéité, nous introduisons le terme de couplage dans l'équation de la chaleur 1D

$$\dot{\theta}(x, t) - \frac{\theta(x, t)}{\tau_{eq}} - \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} = \frac{S_{th}(x)}{\rho c} \sin(\omega_r t). \quad (3.31)$$

Nous utilisons en première approximation une hypothèse de flux nuls aux bords comme

précédemment. La solution de l'équation de la chaleur est alors

$$\theta(x, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{S_{th}(x)}{\rho c}, C_k \right) \frac{1}{\omega_r (1 + \Omega_k^2)} \left( \underbrace{e^{-\omega_r \Omega_k t}}_{\text{transitoire}} - \underbrace{\left( \underbrace{\cos(\omega_r t)}_{\text{inertie}} - \underbrace{\Omega_k \sin(\omega_r t)}_{\text{conduction}} \right)}_{\text{établi}} \right) \times C_k(x) \quad (3.32)$$

$$+ \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{S_{th}(x)}{\rho c}, S_k \right) \frac{1}{\omega_r (1 + \Omega_k^2)} \left( \underbrace{e^{-\omega_r \Omega_k t}}_{\text{transitoire}} - \underbrace{\left( \underbrace{\cos(\omega_r t)}_{\text{inertie}} - \underbrace{\Omega_k \sin(\omega_r t)}_{\text{conduction}} \right)}_{\text{établi}} \right) \times S_k(x),$$

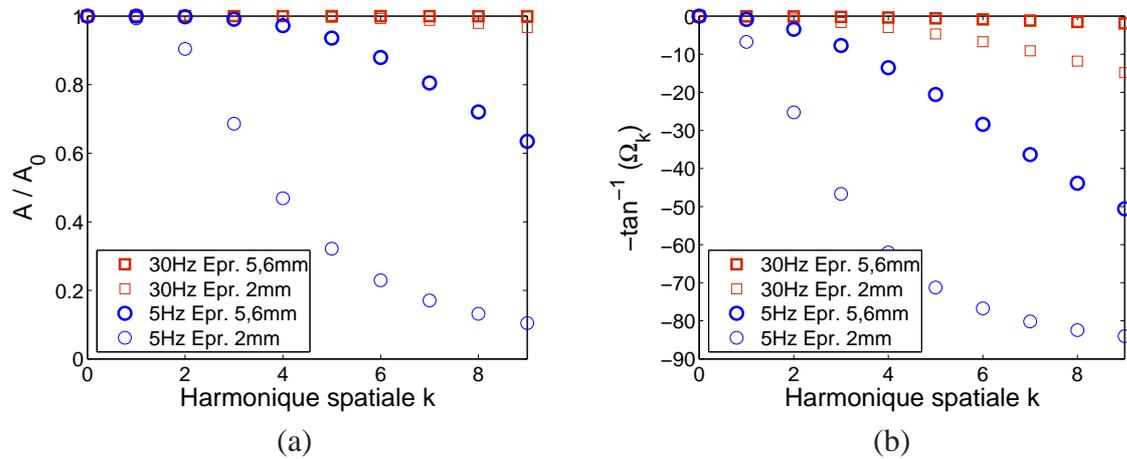
avec  $\Omega_k = \frac{1}{\tau_{eq} \omega_r} + \omega_k^2 e_{th}^2$  et  $\omega_k = \frac{2k\pi}{L}$  comme définis précédemment.

L'effet de la conduction est double. Tout d'abord elle diminue l'amplitude du champ de température : la moyenne ( $k = 0$ ) n'est pas affectée, mais toutes les harmoniques le sont, d'autant plus qu'elles sont d'ordre élevé. La décroissance est en  $1/\omega_r \sqrt{1 + \Omega_k^2}$ , ce qui signifie que l'atténuation dépend de l'échelle temporelle (solicitation de pulsation temporelle  $\omega_r$ ) et de l'échelle spatiale (pulsation spatiale  $\omega_k$  qui combine taille de l'éprouvette et ordre  $k$  de l'harmonique) comme le montre la figure 3.43 (a) : une sollicitation à fréquence élevée et/ou une échelle spatiale importante « empêche » l'atténuation des harmoniques, si bien que toute hétérogénéité du couplage thermoélastique apparaît au niveau du champ de température. Ensuite la conduction introduit un déphasage en  $-\tan^{-1}(\Omega_k)$  (figure 3.43 (b)) qui est non-négligeable : seulement  $-1^\circ$  pour le premier ordre du sandwich à 5 Hz mais presque  $-7^\circ$  pour l'éprouvette en 22MnB5 à même fréquence de sollicitation. Une sollicitation à fréquence élevée entraîne des déphasages moindres.

Dans le cadre de la *Thermal Stress Analysis*, il faut donc utiliser des sollicitations suffisamment rapides<sup>29</sup> pour que le champ observé soit le moins affecté (en amplitude comme en déphasage) par la conduction. Dans notre cas, il faudrait au contraire s'affranchir des hétérogénéités du couplage thermoélastique, ce qui nécessiterait des fréquences de sollicitation basses ... et donc de très faibles dissipations d'énergie par microplasticité.

On peut quoi qu'il en soit revenir sur le précédent résultat concernant l'éprouvette sandwich à faible contraste et voir si cette modélisation simple du couplage thermoélasticité-conduction peut rendre compte du champ observé. En utilisant les mêmes paramètres que lors de la modélisation du champ de température dû à la microplasticité et en considérant un couplage thermoélastique supérieur de 10 % dans les tôles extérieures, on obtient le champ thermique présenté figure 3.44. Il est qualitativement très proche du champ expérimental de la figure 3.42 : amplitude sur la tôle centrale de l'ordre de 7 % de celle des tôles extérieures

<sup>29</sup>Nous verrons dans la partie suivante que malheureusement ceci est en contradiction avec un des effets du revêtement appliqué sur les éprouvettes.



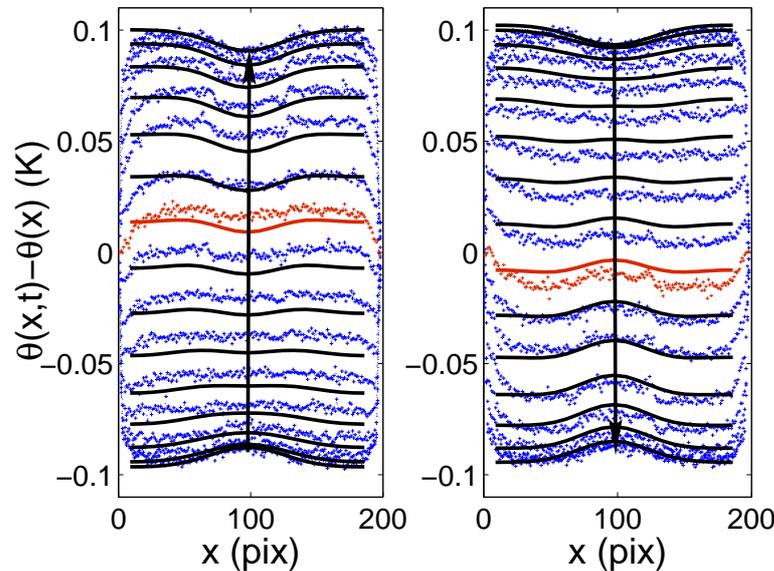
**FIG. 3.43 :** Effet de la conduction sur le couplage thermoélastique : (a) atténuation de l'amplitude des harmoniques en fonction de leur ordre (atténuation normée  $A/A_0 = \sqrt{1 + \Omega_0^2}/\sqrt{1 + \Omega_k^2}$ ) et (b) déphasage des harmoniques en fonction de leur ordre par rapport à la moyenne spatiale ( $k = 0$ ).

et déphasage visible au passage à contrainte nulle. Le couplage thermo-élasticité-conduction est à même de rendre compte de ce phénomène.

Quelle peut être l'origine de cette différence de comportement thermoélastique entre la tôle centrale et les tôles extérieures ? Plusieurs hypothèses peuvent être avancées :

- Une différence d'amplitude de contrainte. Vu que l'assemblage de tôle est sollicité macroscopiquement par un même déplacement (tôles en parallèle), une légère différence de module d'Young entraîne une différence d'amplitude de contrainte.
- Une différence des constantes physiques  $\rho$ ,  $C$  et/ou  $\alpha$ .
- Une non-linéarité du couplage thermoélastique. Bien que l'on considère habituellement que ce couplage soit linéaire avec l'amplitude de contrainte, [Belgen, 1967] a montré que pour l'aluminium, le titane et l'acier la « constante thermoélastique »  $\frac{\alpha}{\rho C}$  augmente linéairement avec l'amplitude de contrainte. Cette augmentation est de l'ordre de 10 % pour une amplitude de contrainte égale à la limite d'élasticité. L'acier 22MnB5 ayant une très haute limite d'élasticité ( $\approx 1000$  MPa) en comparaison du DP60 ( $\approx 300$  MPa), ce phénomène pourrait expliquer en grande partie la différence d'amplitude observée.

De plus amples investigations seraient nécessaires pour conclure définitivement sur l'origine de cette hétérogénéité. Néanmoins la présence même de cette hétérogénéité est le fait qui importe ici. Elle nous permet en effet de discréditer le principe d'une simple acquisition déclenchée à chaque fois que la contrainte passe par zéro (acquisition synchrone). Il nous faut choisir un autre type d'acquisition.



**FIG. 3.44 :** Évolution spatio-temporelle de la température au cours d'un cycle de chargement. Modélisation d'une éprouvette sandwich à faible contraste, 100 MPa à 5 Hz (en pointillé, la mesure expérimentale). La brusque variation de température à proximité de  $x = 0$  pixels et  $x = 200$  pixels est dû au fait que l'éprouvette est moins large que 200 pixels, si bien que la température est mesurée en ces points juste à côté de l'éprouvette. La décroissance progressive ainsi que le déphasage qu'on y observe seront expliqués dans la partie 4.4 par le comportement du revêtement sur le bord de l'éprouvette.

### 4.3.2 Conséquences sur le protocole d'acquisition (3)

Sachant que l'amplitude du champ de température dû au couplage thermoélastique est plus important que celui dû à la microplasticité, une faible hétérogénéité du couplage va induire un champ de température hétérogène de bien plus grande amplitude que celui dû à la microplasticité. Il faut absolument supprimer la composante du champ de température provenant de ce couplage (même s'il n'y a *a priori* pas de raison qu'il y ait une hétérogénéité de ce couplage). Au vu de l'équation (3.32), il est évident qu'une moyenne temporelle sur un cycle annule tout effet du couplage thermoélastique *contrairement à une acquisition synchronisée à l'instant où la contrainte est nulle à cause des déphasages induits par la conduction*. On choisit donc une fréquence d'acquisition (151 Hz) qui n'ait pas de diviseur commun avec la fréquence de sollicitation (30 Hz). Ainsi au cours d'une seconde, les 151 instants d'acquisition « discrétisent » les 30 cycles de sollicitation de manière équivalente à une fréquence de 4530 Hz pendant un seul cycle de sollicitation, ce qui permet de réaliser *a posteriori* une moyenne temporelle avec échantillonnage fin, entraînant très peu d'erreur de discrétisation, indépendamment du déphasage entre acquisition et sollicitation. Ce ne serait pas le cas, par exemple, si la fréquence d'acquisition était de 150 Hz.

Nous allons maintenant discuter du choix du revêtement à haute émissivité et nous

verrons, entre autres, qu'il est également responsable d'un phénomène conjoint de thermoélasticité et de conduction si bien que le choix d'une moyenne temporelle avec échantillonnage fin permettra aussi de le supprimer.

## 4.4 Revêtement à haute émissivité

Le revêtement de l'éprouvette est une des clefs de la mesure de température par radiométrie. Sauf exception, toutes les éprouvettes métalliques<sup>30</sup> ont une émissivité naturelle médiocre<sup>31</sup> qui ne permet pas des mesures par radiométrie de qualité. On a en effet vu que seule une haute émissivité permettait une radiation importante de l'objet (équation (3.16)) et conjointement une faible contribution des radiations de l'environnement. Il est donc nécessaire d'augmenter l'émissivité de la surface de l'éprouvette grâce à l'application d'un revêtement spécifique, véritable corps d'épreuve de la mesure radiométrique.

### 4.4.1 Difficulté du choix d'un revêtement

Le choix d'un revêtement adapté à la mesure est complexe car multifactoriel. Un grand nombre de critères peuvent (théoriquement) être pris en compte, critères que l'on peut classer en 3 catégories :

- Les caractéristiques optiques : la qualité majeure recherchée est une *émissivité*  $\varepsilon$  élevée sur la plage de mesure, ceci pour trois raisons. Tout d'abord la maximisation de l'émission, ensuite la minimisation des réflexions et enfin sa faible « variabilité ». Il semble en effet que la nature soit ainsi faite que plus  $\varepsilon$  est grand, moins elle varie avec l'angle d'observation<sup>32</sup>. Une deuxième caractéristique importante est la variation de l'*émissivité apparente*  $\varepsilon_{app}$ , c'est-à-dire la variation de l'émissivité avec l'angle d'observation. Une troisième qualité intéressante est *le type de réflexion* sur la surface : il peut s'agir de réflexions purement spéculaires (pendant du « miroir » dans le visible p.ex.) comme de réflexions diffuses isotropes (pendant du « blanc » dans le visible). Dans la grande majorité des cas la réflexion est une combinaison complexe de ces deux types. Quatrièmement l'*homogénéité de l'émissivité* à l'échelle de l'observation - rappelons que nous utilisons un objectif de microscopie, 1 pixel =  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  - qui n'est pas nécessairement assurée puisque nombre de revêtements « à haute émissivité » sont fortement hétérogènes comme nous le verrons. Il est parfois également nécessaire de prendre en compte l'opacité du revêtement (son taux de transmission dans l'infrarouge), comme dans les cas dynamiques où une onde de

<sup>30</sup>Ce n'est pas le cas des matières plastiques, élastomères et du carbone, encore que cela dépende fortement de l'état de surface.

<sup>31</sup>Cela est directement lié au fait que les métaux et leur alliages sont majoritairement de bons conducteurs électriques. On peut en effet montrer que  $\varepsilon \approx \sqrt{\frac{4\pi}{\lambda L \gamma \mu c}}$  avec  $\gamma$  la conductivité électrique et  $\mu$  la perméabilité magnétique.

<sup>32</sup>Une émissivité élevée est souvent atteinte grâce à l'utilisation de réflexions multiples au sein du revêtement. Ceci explique aussi la relative indépendance de la direction d'observation pour les revêtements à haute émissivité.

chaleur se propage dans l'épaisseur du revêtement. Le flux émis est alors une combinaison complexe de signaux émis par chaque couche élémentaire du revêtement. Enfin il y a la sensibilité de l'émissivité à différentes variables : la température, le temps, l'humidité, la déformation. . .

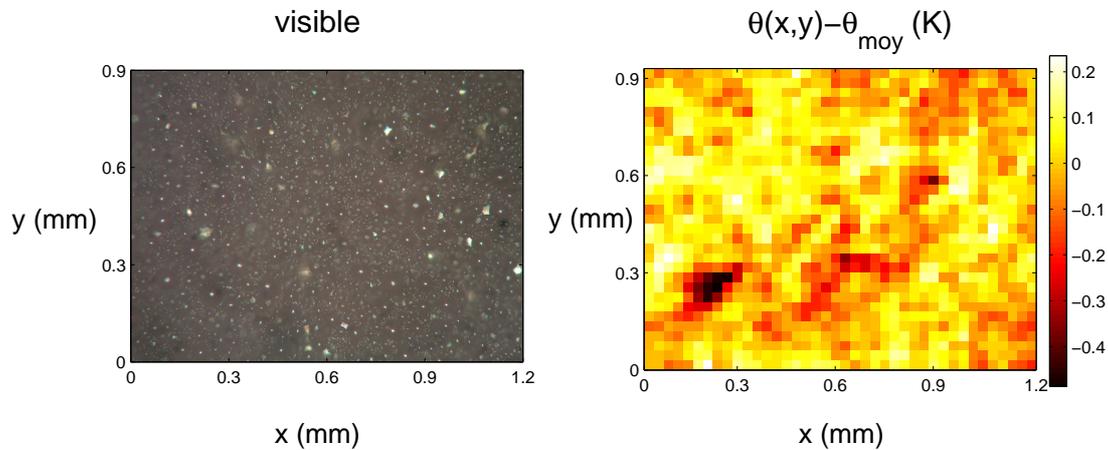
- Les caractéristiques thermiques : moins recherchées, elles peuvent être malgré tout d'importance pour certaines applications. Une grande *diffusivité* permet une bonne transmission de la chaleur vers la surface revêtement/air dans les cas statiques. Une *longueur de diffusion*  $e$  suffisante est nécessaire dans les cas dynamiques. Tous ces paramètres sont à mettre en regard de l'épaisseur du revêtement  $e_{rev}$ , qui sera d'autant plus performant qu'il est mince (transmission plus rapide des ondes de chaleur, moins d'atténuation par absorption). Enfin l'*homogénéité de l'épaisseur* est importante, sans quoi la réponse thermique du revêtement risque d'être hétérogène.
- Les caractéristiques mécaniques : il faut que le revêtement adhère au substrat sous sollicitation mécanique. Il faut également qu'il ne se dégrade pas sous sollicitation. Son propre couplage thermoélastique peut également troubler le champ de température en surface.

Dans le même temps un nombre quasi infini de revêtements est disponible. Nous retiendrons que parmi ceux présentant une émissivité supérieure à 90% il y a :

- Les peintures : quasiment indépendamment de leur couleur, les peintures classiques (huile, acrylique, gouache, etc.) ont la plupart du temps une émissivité supérieure à 90 %. L'émissivité est généralement encore meilleure dans le cas de peintures noires et/ou mates [Gaussorgues, 1980, Pajani, 2001].
- Les revêtements spéciaux : il s'agit de peintures<sup>33</sup> spécialement conçues en vue d'applications nécessitant une haute émissivité ( $\epsilon \approx 97\%$ ). Elles sont très souvent chargées pour augmenter leur rugosité, ce qui leur confère un aspect duveteux. On peut citer à titre d'exemple les peintures *3M Black Velvet*® Coating, *SPECTRA*®, *KRYLON*® *Ultra Flat Black* et *Mankiewicz NEXTEL*® *Velvet Coating 811-21*.
- Les revêtements « exotiques » : un certain nombre d'utilisateurs de la radiométrie infrarouge testent d'autres « revêtements » pour trouver le plus adapté à la spécificité de leur mesure. On peut par exemple essayer de recouvrir l'objet de poudre de graphite ( $\epsilon \approx 98\%$ ), de peinture de ressuage [Maquin, 2006], ou, si la mesure est réalisée en dessous de 0 °C, de givre ( $\epsilon \approx 98\%$ ). Ces « revêtements » peuvent se révéler performants dans leur contexte, mais sont rarement transposables à d'autres types d'essais.

On voit donc que si l'on cherche seulement une émissivité supérieure à 90 %, le choix est relativement large, mais pour peu que l'on veuille une émissivité très élevée et/ou satisfaire un autre critère, le choix est réduit. La différence de quelques pourcents entre une haute

<sup>33</sup>Sans doute la surface qui a la plus haute émissivité ( $\epsilon \approx 99\%$ ) est périodique et constituée de pyramides millimétriques à base carrée, revêtues elles-mêmes d'une peinture spéciale. C'est ce type de surface qui est utilisé pour les corps noirs étendus à très haute émissivité. Mais il ne s'agit nullement d'un revêtement applicable à une éprouvette et il est incompatible avec notre échelle d'observation.



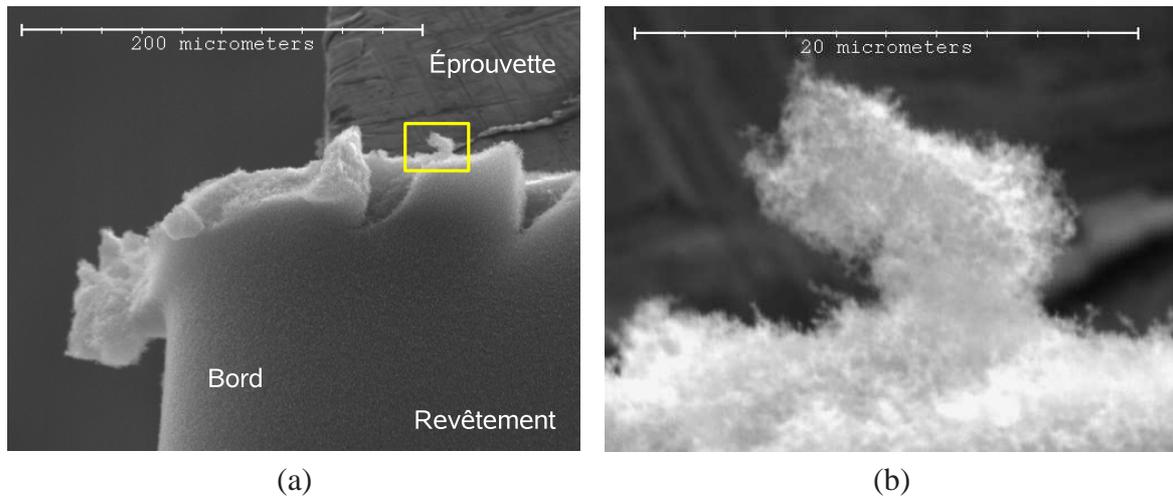
**FIG. 3.45** : Hétérogénéité microscopique du revêtement NEXTEL : (a) observation visible (trame de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ , microscope optique,  $\times 100$ ) et (b) observation infrarouge.

( $90 \% \leq \varepsilon < 95 \%$ ) et une très haute émissivité ( $95 \% \leq \varepsilon < 100 \%$ )<sup>34</sup> est très importante sur la contribution des réflexions lors de la mesure. Passer par exemple de  $\varepsilon = 94 \%$  à  $\varepsilon = 97 \%$  divise par 2 l'intensité des réflexions.

Dans notre cas, les critères sont principalement optiques : on cherche à tout prix une émissivité très élevée et indépendante de l'angle d'observation vu que notre géométrie n'est pas plane (présence des bords de l'éprouvette). En outre l'homogénéité de l'émissivité doit être garantie à l'échelle submillimétrique - les pixels correspondent à des zones de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  - puisque nous réalisons une mesure de champ. Ne réalisant qu'une mesure moyennée temporellement, seule l'épaisseur et la diffusivité sont importantes pour permettre une transmission suffisante de la chaleur selon  $z$  (c-à-d vers la surface) tout en évitant une dispersion dans le plan  $(x, y)$  de la chaleur pendant cette transmission (ce qui « moyennait » les hétérogénéités du champ de température de l'éprouvette). Enfin le revêtement ne doit absolument pas se dégrader pendant la sollicitation dynamique.

Plusieurs peintures ont tout d'abord été testées. Elles sont résistantes mécaniquement parlant, le film est relativement fin et homogène, mais l'émissivité insuffisante. Une peinture à haute émissivité a ensuite été testée (*Mankiewicz NEXTEL Velvet Coating 811-21*). Son émissivité est suffisante, mais elle « s'effrite » légèrement sous sollicitation et surtout, elle n'est pas homogène à notre échelle : son aspect très duveteux semble dû à la combinaison de particule et de micro-bulles d'air, certaines laissant voir la surface métallique du substrat qui correspondent en taille à celles observées en infrarouge (figure 3.45). Il serait sans doute possible de supprimer ces reflets en appliquant plusieurs couches de NEXTEL consécutives, ou encore une première couche de peinture mate standard puis une couche de NEXTEL.

<sup>34</sup>Il s'agit de bornes tout à fait arbitrairement choisies. On a considéré que les émissivités supérieures à 90 % sont suffisantes dans le cadre d'un grand nombre de mesure/détection par radiométrie, tandis que celles supérieures à 95 % sont certes bien meilleures mais surtout bien plus rares et nécessitent en général une certaine sophistication.



**FIG. 3.46** : Revêtement de nanoparticules de carbone : (a) la partie supérieure est le bord du substrat nu, la partie inférieure le revêtement (b) détail de la déchirure du revêtement.

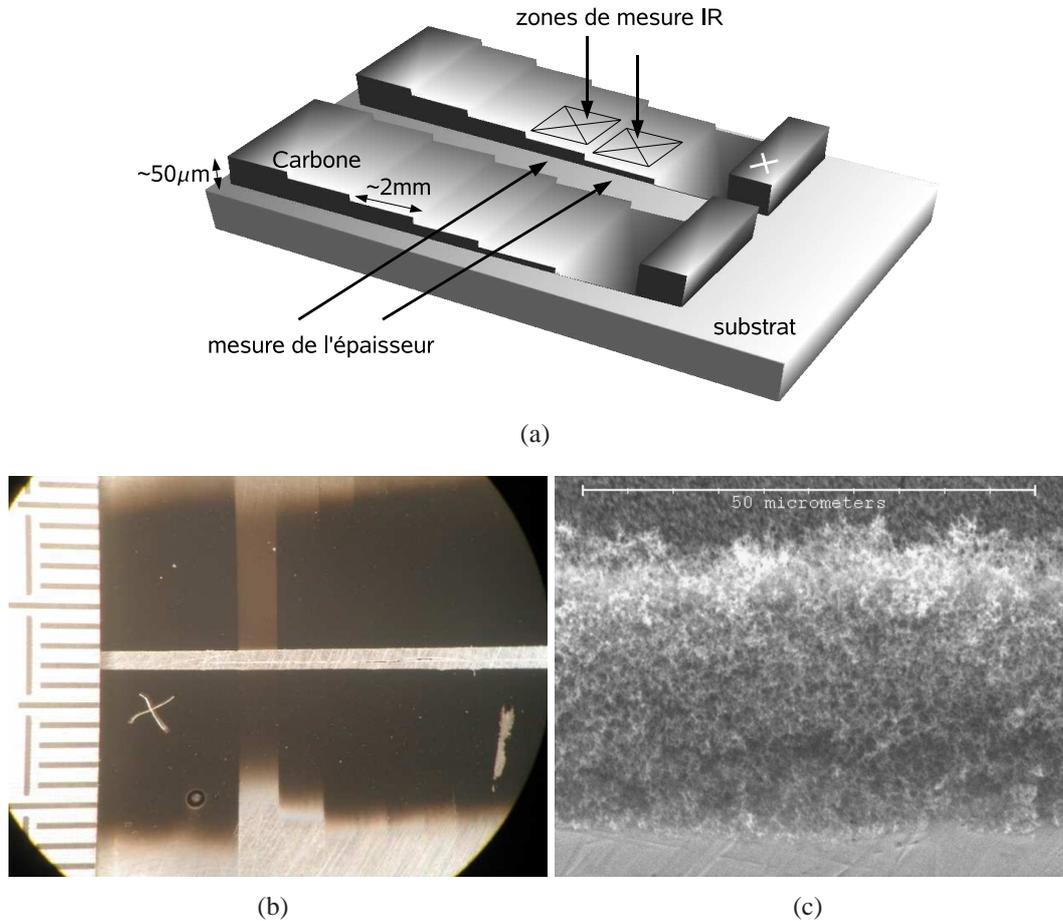
Néanmoins ces procédures conduiraient à un revêtement final très épais (chaque couche fait approximativement  $30\ \mu\text{m}$ , on aurait donc une épaisseur totale d'environ  $60 - 90\ \mu\text{m}$ ) qui risquerait de provoquer les désagréments sus-cités. Il a été décidé d'utiliser un revêtement « exotique » plus adapté à nos mesures.

#### 4.4.2 Réalisation et caractérisation du revêtement

Le revêtement finalement employé est une couche de  $30$  à  $50\ \mu\text{m}$  de nanoparticules de carbone (diamètre compris entre  $10$  et  $400\ \text{nm}$ ) déposé par combustion de parafine<sup>35</sup>. Ce type de revêtement est reconnu dans la littérature [Gaussorgues, 1980, Pajani, 2001] pour avoir une très haute émissivité ( $95\ \% \leq \epsilon \leq 97\ \%$ ). Le dépôt est obtenu par passage répété dans la flamme de diffusion, ce de manière manuelle ou mécanique si une grande surface est nécessaire. Le substrat étant périodiquement en contact avec la flamme, il est vérifié que sa température ne devient pas excessive pendant l'application de revêtement. Dans le cas de nos éprouvettes, la température locale pendant l'application ne dépasse pas  $200\ ^\circ\text{C}$ . La série de micrographies présentées en figure 3.46 montre la grande homogénéité d'épaisseur de ce revêtement sur les surfaces planes à l'échelle du  $\mu\text{m}$  et la structure hétérogène, *a priori* isotrope à l'échelle nanoscopique. Le problème d'hétérogénéité est donc résolu.

**Caractérisation des propriétés optiques** L'épaisseur minimale de revêtement amenant à saturation de l'émissivité est recherchée car une épaisseur supérieure ne ferait que dégrader la transmission globale du revêtement tandis qu'une épaisseur inférieure n'assure-

<sup>35</sup>Les bougies de chauffe-plat incolores, non parfumées, sont utilisées. Elles sont habituellement composées de parafine pure sans addition d'acide stéarique (acide gras saturé issu de graisses animales) ni d'agent de liaison pour huile parfumée



**FIG. 3.47 :** Support des dépôts de carbone d'épaisseur croissante : (a) disposition des couches sur le substrat permettant la mesure de réflexions IR et d'épaisseur des couches, (b) détail des zones de mesures (binoculaire optique, X12) et (c) mesure de l'épaisseur de chaque couche (MEB,  $\times 1000$ ).

rait pas l'émissivité maximale. Pour trouver cette épaisseur optimale une série de revêtement d'épaisseur croissante (figure 3.47 (a)) est déposée en 14 zones d'environ  $3\text{ mm}^2$  chacune sur un support en acier poli (papier 800) de  $50\text{ mm}^2$ . L'épaisseur de chaque couche ne pouvant être évaluée par contact (le revêtement est trop fragile), la disposition des zones sur le substrat et la taille du support sont telles qu'une observation au MEB est possible, donnant accès à l'épaisseur  $e_{rev}$  de chaque zone par estimation optique (figure 3.47 (b)).

L'intérêt d'une très petite surface de test est d'assurer l'homogénéité de la température du substrat pendant la mesure. Celle-ci consiste en la quantification des réflexions sur les différentes zones en utilisant le montage présenté en figure 3.48. La caméra et un corps noir étendu (DCN1000) sont disposés symétriquement par rapport à la normale au support (angle  $\alpha$ ). Un premier film  $\underline{\underline{\theta^1}}$  est réalisé avec le corps noir à une température basse  $T_{CN1}$  puis un deuxième  $\underline{\underline{\theta^2}}$  avec une température haute  $T_{CN2}$ , l'environnement radiatif res-

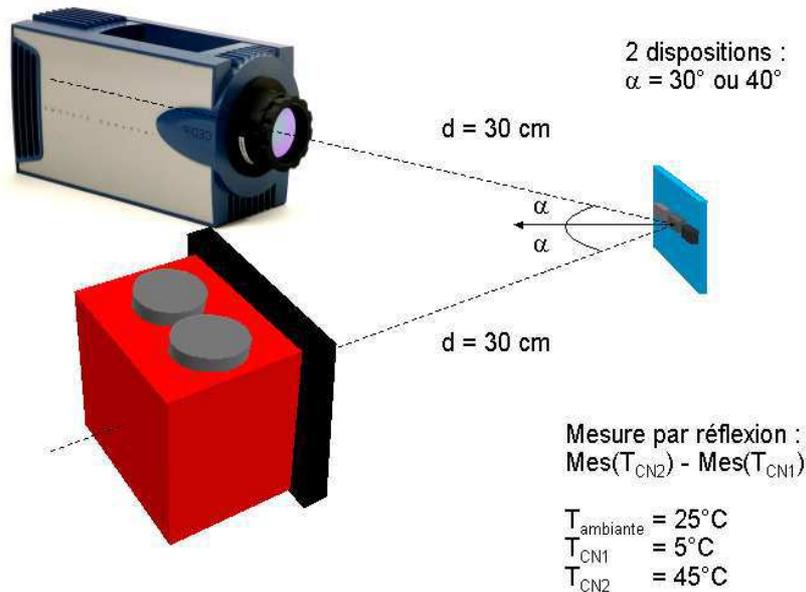


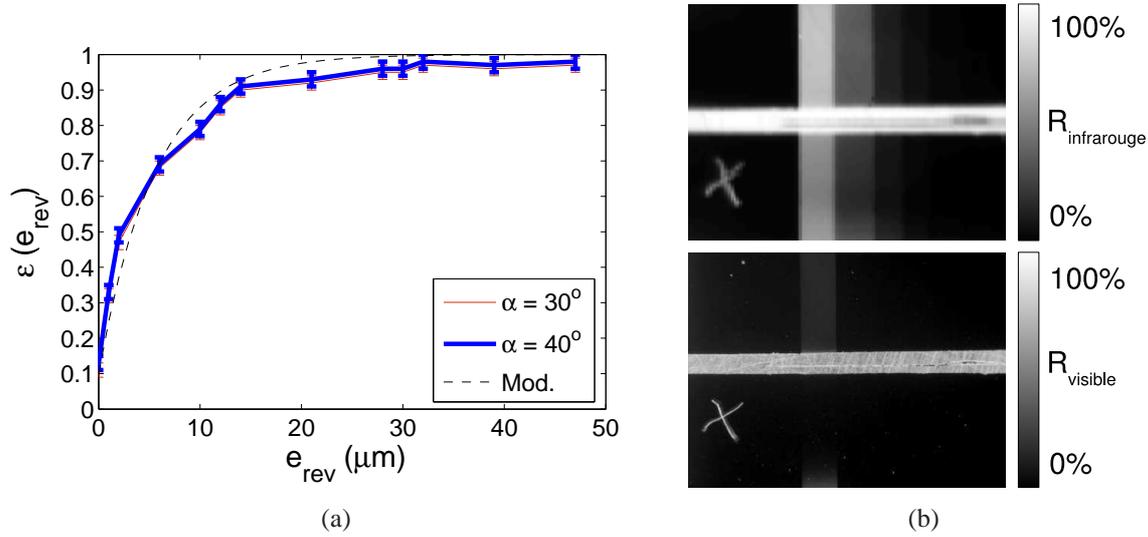
FIG. 3.48 : Principe de la mesure de réflexion différentielle.

tant constant.  $T_{CN1}$  et  $T_{CN2}$  sont choisies suffisamment différentes pour que la différence de réflexion soit marquée sans pour autant trop s'écartier de l'ambiante pour ne pas chauffer le support par radiation. On moyenne temporellement chaque film pour diminuer le bruit temporel puis l'on soustrait les deux films pour obtenir uniquement la contribution de la réflexion  $\underline{R} = \underline{R}^{2,P} - \underline{R}^{1,P}$ . Enfin on moyenne spatialement chaque zone (environ  $9 \times 9$  pixels) pour diminuer le bruit spatial. Puisque l'on connaît l'épaisseur du revêtement pour chaque zone, on connaît donc  $R(e_{rev})$ . Si l'on suppose que les transmissions corps noir / support et support / caméra sont parfaites, il ne reste alors seulement qu'à normer par la différence de température du corps noir pour obtenir une estimation de l'émissivité

$$\varepsilon(e_{rev}) = 1 - \frac{R(e_{rev})}{T_{CN2} - T_{CN1}}. \quad (3.33)$$

La figure 3.49 (a) présente les résultats de deux essais de mesure d'émissivité pour deux angles  $\alpha$  différents. Les deux résultats sont d'une part cohérents entre eux (les conditions expérimentales semblent donc peu influencer la mesure) et d'autre part cohérents avec ceux attendus : l'émissivité augmente progressivement avec l'épaisseur jusqu'à saturation, la valeur initiale est proche de celle de l'acier poli ( $\approx 10\%$  [Gaussorgues, 1980]) et la valeur de saturation proche de la valeur donnée dans la littérature [Gaussorgues, 1980, Pajani, 2001]. On perçoit néanmoins une légère surestimation de  $\varepsilon$  dû à l'hypothèse de transmissions parfaites entre corps noir / support et support / caméra.

On peut modéliser sommairement la variation de l'émissivité en considérant qu'elle n'est due qu'à l'absorption du rayonnement incident  $I_i$  lors de son premier passage au travers du film de carbone, au taux de réflexion de l'acier poli, puis à l'absorption lors de son second



**FIG. 3.49** : Mesure de l'émissivité en fonction de l'épaisseur du revêtement : (a) variation de  $\varepsilon(e_{rev})$  pour le revêtement de carbone dans les moyennes longueur d'onde (MW) et (b) comparaison des réflexions dans l'infrarouge MW et le visible.

passage au travers du film

$$\varepsilon^{approx}(e_{rev}) = 1 - \frac{I_r}{I_i} = 1 - \underbrace{\frac{I_{t1}}{I_i}}_{1^{\text{ère}} \text{ absorption}} \times \underbrace{\frac{I_{r1}}{I_{t1}}}_{\text{Réflexion}} \times \underbrace{\frac{I_{r2}}{I_{r1}}}_{2^{\text{ème}} \text{ absorption}}, \quad (3.34)$$

où  $I_{t1}$  (resp.  $I_{r2}$ ) est l'intensité transmise lors du premier (resp. second) passage dans le revêtement et  $I_{r1}$  l'intensité réfléchiée par l'acier. On peut alors utiliser la loi empirique de Beer-Lambert pour rendre compte de l'absorption du revêtement : cette loi donne l'intensité transmise  $I_t$  par une lame mince d'épaisseur  $x$

$$I_t(x) = I_i e^{-\alpha x r} = I_0 e^{-Ax}, \quad (3.35)$$

où  $I_i$  est l'intensité incidente,  $\alpha$  le coefficient d'absorption (en  $\text{m}^{-1}$ ) et  $r$  la densité de l'entité absorbante (en  $\text{molm}^{-3}$ ). La réflexion à l'interface acier / revêtement est supposée identique à celle de l'interface acier / air, d'où  $R_{acier} = 1 - \varepsilon_{acier}$ . L'émissivité s'écrit finalement

$$\varepsilon^{approx}(e_{rev}) = 1 - (1 - \varepsilon_{acier}) e^{-2Ae_{rev}}. \quad (3.36)$$

$\varepsilon_{acier}$  étant connu, le seul paramètre libre est  $A$ . La figure 3.49 (a) montre la courbe correspondant à  $\varepsilon^{approx}(e_{rev})$  une fois le paramètre  $A$  fixé par une méthode des moindres carrés. On voit que les évolutions expérimentales et théoriques sont très proches exception faite de la valeur de saturation, puisqu'alors l'émissivité n'est plus pilotée uniquement par la loi de transmission au travers du revêtement mais aussi par celle de réflexion au sein même du revêtement.

Le résultat majeur de cette mesure est que l'épaisseur de saturation est de l'ordre de 25-30  $\mu\text{m}$ , ce qui est bien plus important que son homologue dans le visible (de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$ ). On voit en effet en figure 3.49 (b) qu'un revêtement opaque dans le visible ne l'est pas nécessairement dans l'infrarouge. Une épaisseur de 30  $\mu\text{m}$  est nécessaire et suffisante à l'obtention de l'émissivité maximale dans la plage de longueur d'onde MW.

La mesure précédente n'est *a priori* valable que pour l'angle d'observation utilisé pendant la mesure. Pour l'extrapoler à d'autres angles, il convient de mesurer la variation de l'émissivité avec l'angle d'observation  $\varepsilon(\alpha)$ . Une surface est en général<sup>36</sup> moins émissive à mesure que l'incidence se rapproche de  $\pi/2$ . L'émissivité est alors dite « apparente » ou encore « directionnelle ».

Afin de connaître approximativement le comportement de l'émissivité apparente, il est proposé de mettre au point un montage de mesure. Le principe, présenté figure 3.50 (a), est l'inverse de celui utilisé précédemment : nous allons mesurer directement l'émission d'une surface cylindrique à deux températures homogènes  $T_{cylindre1}$  et  $T_{cylindre2}$  différentes. Après une moyenne temporelle des deux films correspondant et une moyenne selon les génératrices de la surface, on obtient par soustraction la contribution de la radiation

$$\Phi_{app}(\alpha) = \varepsilon_{app}(\alpha) \sigma_{SB} (T_{cylindre2}^4 - T_{cylindre1}^4). \quad (3.37)$$

La différence de température étant supposée homogène sur toute la surface, la variation de température apparente est directement proportionnelle à  $\varepsilon(\alpha)$ .

On utilise un tube en alliage d'aluminium de diamètre 10 cm et d'épaisseur 1 cm comme cible, qui garantit à la fois une très bonne homogénéité de la température (conduction très élevée) et une capacité thermique relativement faible, qui évitera de transmettre une trop grande quantité de chaleur à son environnement, et par là même de l'échauffer, et donc de modifier sa radiation et par suite les réflexions sur le tube. Il est recouvert de carbone sur une hauteur d'environ 10 cm. Le revêtement a été déposé de manière homogène en utilisant un tour conventionnel qui a permis de « charioter à la flamme » à vitesse constante. Les passes ont été répétées jusqu'à atteindre une épaisseur supérieure à 30  $\mu\text{m}$ . Le tube est ensuite porté à environ 100 °C dans un four. Il est alors disposé en face de la caméra équipée d'un objectif de 50 mm, selon la géométrie définie figure 3.50 (a). Le léger angle de tilt  $\delta$  ainsi que la distance  $d$  permettent d'éviter l'apparition de l'effet Narcisse, qui dans le cas présent ne serait pas parfaitement supprimé par soustraction<sup>37</sup>. L'environnement du tube est distant (environ à même distance que la caméra) pour n'être que très peu influencé par la chaleur dégagée par le tube et peint en mat pour que les réflexions tube/environnement/tube soient les plus limitées.

<sup>36</sup>Ce n'est pas le cas des métaux qui ont un pic d'émissivité légèrement avant de chuter à zéro.

<sup>37</sup>On peut avancer deux hypothèses pour expliquer la variation inhabituelle de l'effet Narcisse dans le temps. Il est tout d'abord possible que la température de la caméra varie au cours de l'acquisition qui est relativement longue ( $\approx 15$  min). La caméra étant particulièrement chaude et éloignée de la cible, ce n'est en effet pas tant le reflet du capteur que celui du boîtier qui se reflète. L'autre hypothèse - sur laquelle nous reviendrons - est qu'il ne s'agisse pas seulement d'un effet Narcisse, mais aussi d'un « Narcisse inverse », on entend par là que l'objet se reflète dans l'optique de la caméra.

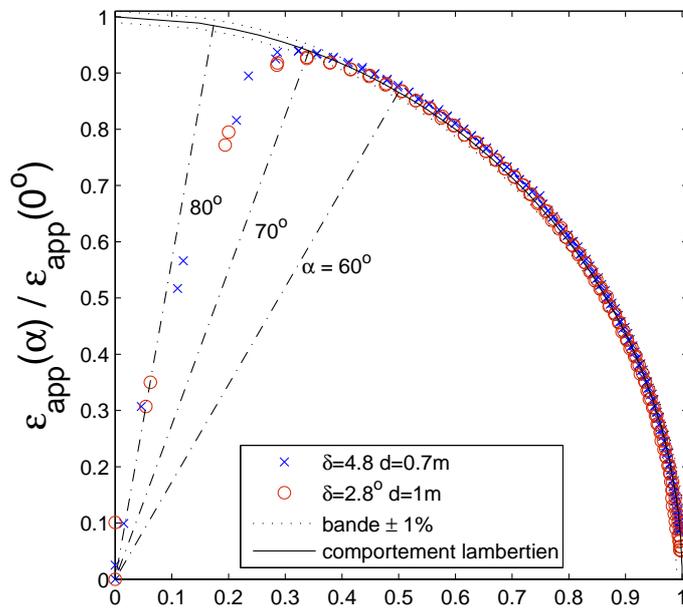
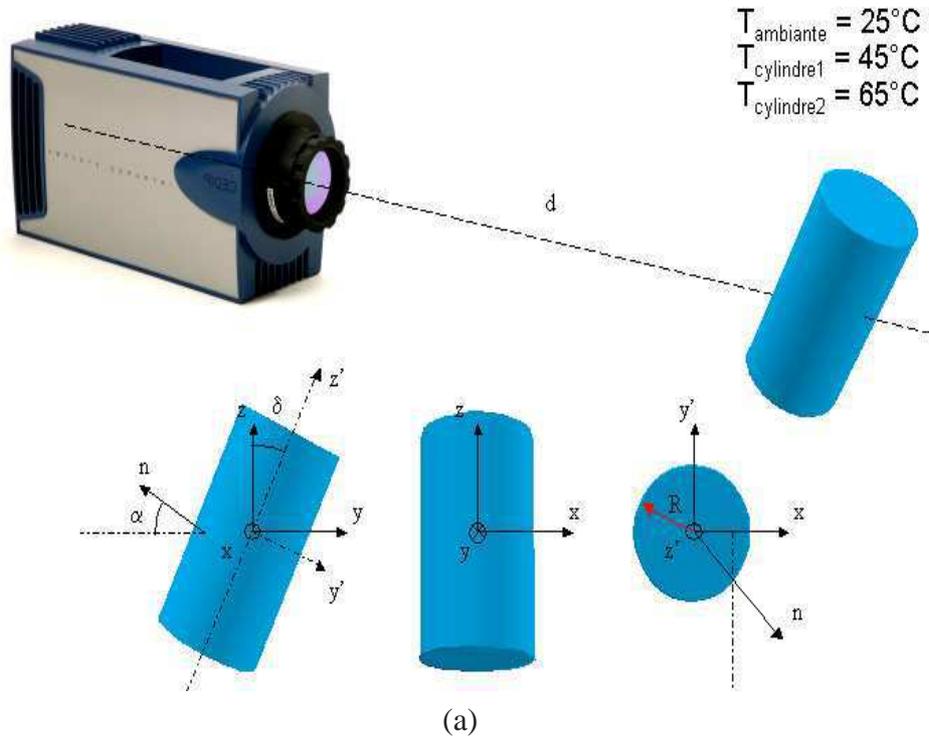


FIG. 3.50 : Mesure d'émissivité apparente : (a) principe et (b) résultats.

Deux mesures consécutives sont réalisées dans les mêmes conditions thermiques : les deux températures utilisées pour la mesure sont raisonnablement différentes de l'ambiante ( $T_{\text{ambiante}} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{cylindre1}} = 45 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $T_{\text{cylindre2}} = 65 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Ces deux mesures ne diffèrent que d'un point de vue des paramètres géométriques : pour la première  $\delta = 4,8 \text{ }^\circ$  et  $d = 0,7 \text{ m}$  et pour la deuxième  $\delta = 2,8 \text{ }^\circ$  et  $d = 1 \text{ m}$ . L'influence de  $\delta$  et  $d$  sur  $\alpha$  est corrigée *a posteriori* en utilisant la formule

$$\alpha = \cos^{-1} \left( \cos(\delta) \sin \left( \cos^{-1} \left( \frac{x}{R} \right) \right) \right) \quad \text{pour } R \ll d \quad (3.38)$$

déduite de la géométrie du problème. L'angle de tilt empêche d'avoir accès à l'incidence normale, mais on sait que l'émissivité apparente est constante dans cette zone. Les résultats des deux essais sont présentés figure 3.50 (b). Par symétrie du montage, on a deux courbes par essai. On note que :

- Les résultats sont cohérents : avec eux-mêmes (les deux courbes obtenues par hypothèse de symétrie sont identiques), entre eux (les deux essais donnent les mêmes courbes), et avec la littérature (diminution progressive de  $\epsilon_{\text{app}}$  à l'approche de  $\pi/2$ ) [Gaussorgues, 1980, Pajani, 2001].
- Les caractéristiques du revêtement sont très bonnes :  $\epsilon_{\text{app}}$  est d'une part quasi constante (variation inférieure à 1 %) sur une plage centrée en  $0 \text{ }^\circ$ , mais en plus cette plage est très étendue (jusqu'à  $70 \text{ }^\circ$ ), ce qui est plus important que ce qui est relevé pour la majorité des surfaces ( $\approx 50 \text{ }^\circ$ ).

On peut donc considérer notre dépôt de carbone comme un revêtement quasi « lambertien », c'est-à-dire que la valeur de sa luminance est indépendante de l'angle d'observation. D'un point de vue pragmatique, cela a pour conséquence que l'influence des réflexions ne sera pas plus importante au bord des éprouvettes qu'au centre de la tranche. Il reste maintenant à connaître le comportement thermique du revêtement pour savoir si sa température (et donc le flux qu'il émet) est bien représentative de celle de l'éprouvette.

**Caractérisation des propriétés thermiques** Enfin, il est intéressant d'étudier l'homogénéité de l'épaisseur du revêtement. La figure 3.51 présente une microscopie du bord d'une éprouvette - une partie du revêtement a été retirée afin d'apprécier son épaisseur - recouverte d'une couche épaisse de revêtement. On remarque qu'à l'approche du bord, la hauteur du dépôt augmente jusqu'à doubler d'épaisseur. On peut supposer que l'écoulement des gaz est différent au bord et au centre de l'éprouvette (accident de forme), ce qui provoque un dépôt inégal<sup>38</sup>. Cette surépaisseur est limitée à une zone d'environ  $200 \mu\text{m}$  en partant du bord. Qu'elle est son influence sur la mesure de température ?

On cherche à modéliser l'effet de l'épaisseur sur la température moyenne du revêtement  $\theta(z)$  (c-à-d celle due uniquement à la contribution de la microplasticité). La situation est résumée en figure 3.52 (a) : on a l'éprouvette d'acier ( $\rho = 7800 \text{ kgm}^{-3}$ ,  $C = 490 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$  et  $\lambda = 45 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), siège d'une source volumique de chaleur  $D$ , en contact avec le

<sup>38</sup>Ce phénomène est empiriquement connu depuis longtemps : c'est ce qu'on observe par exemple avec les congères qui n'apparaissent qu'au niveau des accidents de forme existant avant l'arrivée de la neige.

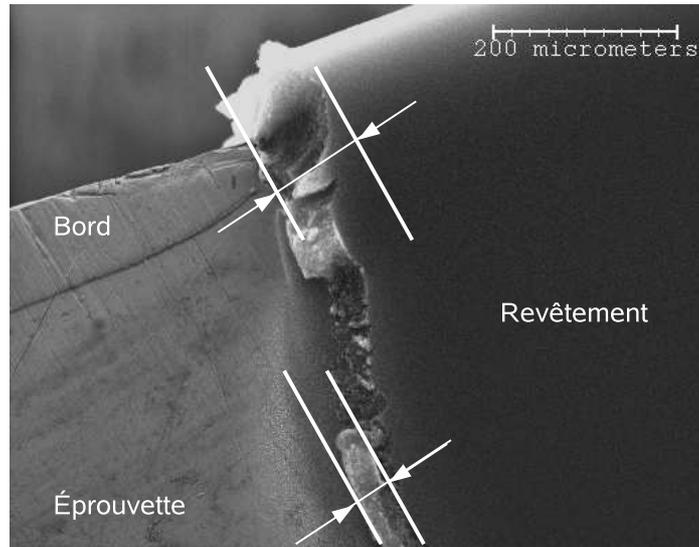


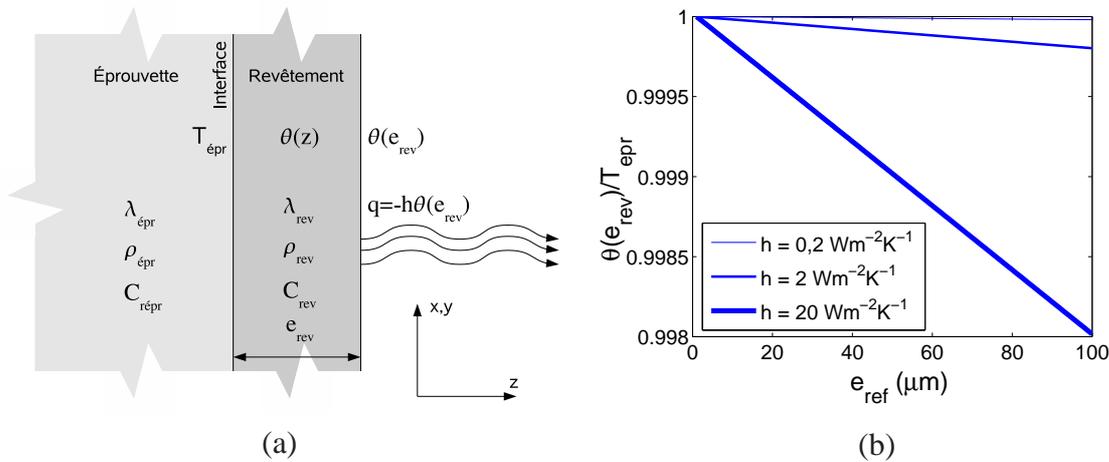
FIG. 3.51 : Revêtement au bord d'une éprouvette : observation de l'hétérogénéité d'épaisseur (MEB  $\times 100$ ).

revêtement inerte ( $D = 0 \text{Wm}^{-3}$ ,  $\rho \approx 500 \text{kgm}^{-3}$ ,  $C = 700 \text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$  et  $\lambda \approx 0,09 \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$  [Mat, 2007a]) via une interface de résistance thermique  $R$ . Enfin la surface extérieure du revêtement est sujette à un flux de chaleur  $\frac{\partial \theta(e_{rev})}{\partial z} = -h\theta(e_{rev})$  (convection et radiation, que nous linéarisons en première approximation). La capacité calorifique volumique de l'acier  $3,88 \times 10^6 \text{JK}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$  étant très supérieure à celle du revêtement  $0,34 \times 10^6 \text{JK}^{-1} \text{m}^{-3}$ , on assimile l'éprouvette à un massif semi-infini de température constante  $T_{epr}$ . La connaissance de  $R$  permettrait une bonne modélisation du flux à l'interface éprouvette/revêtement, malheureusement cette valeur n'est pas connue. On se contente de considérer un contact parfait et donc  $\theta(0) = T_{epr}$ . Si l'on considère enfin un flux unidirectionnel de chaleur selon  $z$  dans le revêtement (ce qui est probable au vu du faible gradient d'épaisseur selon  $x$ ), le champ de température dans le revêtement en régime établi est obtenu par

$$\theta(z) = T_{epr} \left( 1 - \frac{hz}{1 - he_{rev}} \right). \quad (3.39)$$

On fait alors l'hypothèse que le revêtement a une transmission nulle<sup>39</sup> dans l'infrarouge, que seul sa surface extérieure contribue au rayonnement. La température mesurée sur l'éprouvette par radiométrie est  $\theta(e_{rev})$  au lieu de  $T_{epr}$ . La figure 3.52 (b) montre dans ce cas l'évolution du rapport température lue/température réelle ( $\theta(e_{rev})/T_{epr}$ ) pour une estimation de la valeur de  $h$  égale à  $15 \text{WK}^{-1}$  ( $\approx 10 \text{WK}^{-1}$  par convection,  $\approx 5,5 \text{WK}^{-1}$  par radiation linéarisée). L'effet de l'épaisseur semble très faible (p. ex. 0,9992 pour  $e_{rev} = 50 \mu\text{m}$ , 0,9985 pour  $e_{rev} = 100 \mu\text{m}$ ), mais il s'agit exactement de l'ordre de grandeur que nous cherchons : si l'éprouvette est à  $+10 \text{K}$  au dessus de l'ambiante et que son bord est recouvert de  $100 \mu\text{m}$

<sup>39</sup>Il est également possible de considérer une transmission non nulle comme le fait [Mackenzie, 1989] dans le régime sinusoïdal forcé, mais la correction serait *a priori* très faible.



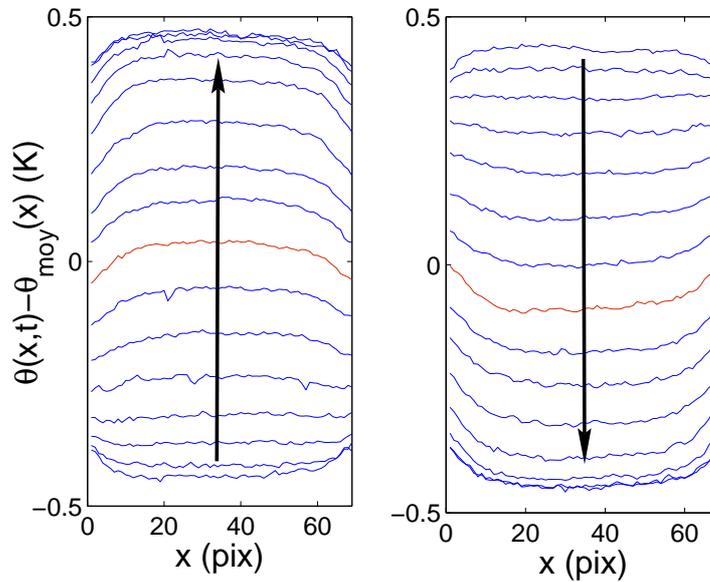
**FIG. 3.52 :** Modélisation de l'effet de l'épaisseur du revêtement sur les mesures d'auto-échauffement : (a) modèle thermique et (b) évolution du rapport température lue/température réelle  $(\theta(e_{\text{rev}})/T_{\text{épr}})$  en fonction de  $e_{\text{rev}}$ .

de dépôt tandis que le centre n'est recouvert que de  $50 \mu\text{m}$  (cas extrême), la température lue sera d'environ  $+9,985 \text{ K}$  au bord et  $+9,992 \text{ K}$  au centre, soit une différence de  $7 \text{ mK}$  ! Il sera donc important de corriger l'effet d'épaisseur lors des mesures.

Il est également utile de modéliser l'effet de la variation d'épaisseur du revêtement sur la réponse thermoélastique. Nous avons discuté plus tôt du couplage thermoélasticité/conduction au sein de l'éprouvette et montré qu'il expliquait le comportement de l'éprouvette sandwich. Mais il restait une zone d'ombre : la figure 3.42 présentait un déphasage et une atténuation *aux bords* de l'éprouvette que le modèle de couplage thermoélasticité/conduction intra-éprouvette n'expliquait pas. Ce phénomène est également présent sur les éprouvettes de 22MnB5 (figure 3.53). Nous allons voir maintenant qu'un modèle de couplage thermoélasticité/conduction trans-revêtement va expliquer ces phénomènes.

Ce modèle, initialement proposé par [McKelvie, 1987], puis enrichi par [Mackenzie, 1989], était une réponse aux nombreux problèmes posés par le revêtement lors des mesures TSA. Il part de la solution [Carslaw et Jaeger, 1959] d'une plaque homogène d'épaisseur  $2l$ , sans source de chaleur, où la température est imposée en  $z = \pm l$  et vaut  $\theta(\pm l, t) = \sin(\omega_r t)$ . Par symétrie de la géométrie, cela correspond à la description de notre revêtement où  $l = e_{\text{rev}}$ , soumis d'un côté à la variation de la température « thermoélastique » et de l'autre à un flux nul ( $h = 0$ ). Cette dernière hypothèse peut sembler forte, mais il faut garder à l'esprit que le régime est forcé à une fréquence relativement élevée (plusieurs Hz) si bien que l'influence de  $h$  est moindre que dans un régime stationnaire (en outre sans cette hypothèse il n'y a pas de solution analytique au problème). On obtient alors une expression simple de la température en régime forcé

$$\theta(z, t) = A(z) \sin(\omega_r t + \Phi(z)), \quad (3.40)$$



**FIG. 3.53 :** Évolution spatio-temporelle de la température au cours d'un cycle de chargement. Résultat expérimental pour une éprouvette en 22MnB5 non-décarburrée, 500 MPa à 5 Hz.

avec  $A(z)$  l'atténuation et  $\Phi(z)$  le déphasage, tous deux dépendant de  $z$  et  $e_{rev}$  selon

$$A(z) = \left| \frac{\cosh \frac{z-e_{rev}}{\sqrt{2e}} (1+i)}{\cosh \frac{e_{rev}}{\sqrt{2e}} (1+i)} \right| \quad \text{et} \quad \Phi(z) = \arg \left[ \frac{\cosh \frac{z-e_{rev}}{\sqrt{2e}} (1+i)}{\cosh \frac{e_{rev}}{\sqrt{2e}} (1+i)} \right]. \quad (3.41)$$

On peut à présent calculer  $\frac{A_{bord}(e_{rev})}{A_{centre}(e_{rev})}$  et  $\Phi_{bord}(e_{rev}) - \Phi_{centre}(e_{rev})$  dans le cas d'un bord de  $100 \mu\text{m}$  et d'un centre de  $50 \mu\text{m}$ . On trouve respectivement 3 % et  $13^\circ$  là où l'essai donnait  $\approx 10\%$  et  $\approx 6^\circ$ . L'ordre de grandeur est bon, mais il y a un facteur 3 pour le rapport des atténuations et un facteur 1/2 sur les déphasages. Il doit être noté que  $A(e_{rev})$  et  $\Phi(e_{rev})$  ne dépendent des caractéristiques du revêtement qu'à travers la longueur de diffusion  $e$ . Il n'est par conséquent pas possible d'« ajuster »  $A(e_{rev})$  et  $\Phi(e_{rev})$  indépendamment et par suite c'est l'erreur globale sur ces deux paramètres qui qualifie la pertinence de la modélisation. Il n'est pas possible d'améliorer la prévision, puisqu'augmenter (resp. diminuer) la longueur de diffusion thermique diminuerait (resp. augmenterait) certes le déphasage trop important, mais également l'atténuation déjà trop faible. On cherche alors à vérifier que la surépaisseur du revêtement est bien responsable du phénomène d'atténuation/déphasage.

On réalise pour cela une éprouvette avec hétérogénéité d'épaisseur de revêtement artificiel (figure 3.54). Il s'agit d'un barreau d'acier 16MND5 de  $5 \times 10 \times 120 \text{ mm}^3$  poli (papier 800) recouvert d'un dépôt de carbone (technique identique). Une bande centrale d'environ 5 mm de large est recouverte de  $50 \mu\text{m}$  de carbone et tandis que le reste est recouvert d'environ  $100 \mu\text{m}$ . Le champ thermique provoqué par le couplage thermoélastique est obtenu comme précédemment et la prévision du modèle est également calculée (on insiste sur le

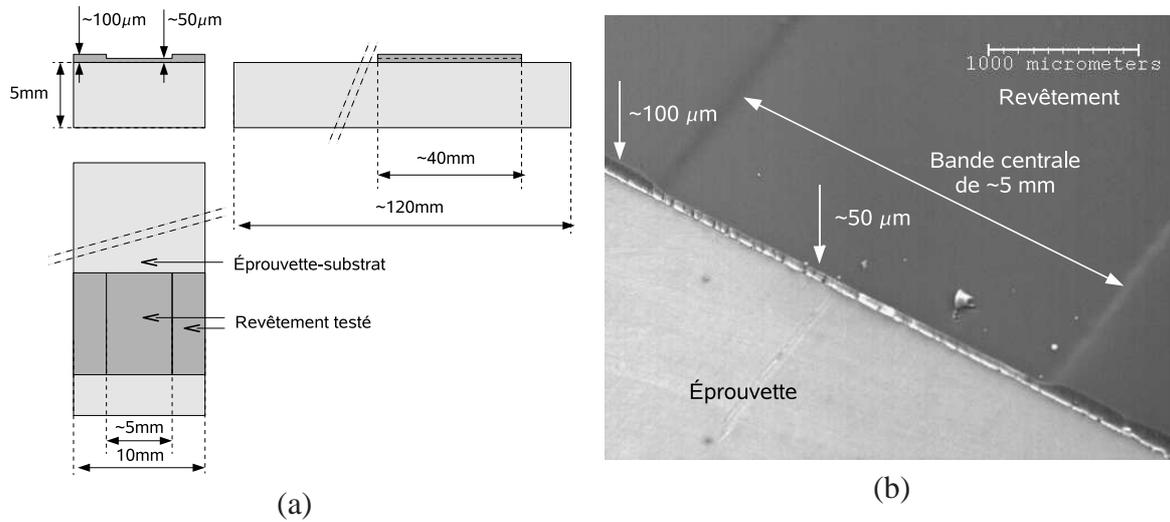


FIG. 3.54 : Éprouvette à hétérogénéité de revêtement artificielle : (a) schéma de l'éprouvette, (b) observation microscopique de la variation d'épaisseur (MEB,  $\times 50$ ).

fait qu'il n'y a aucun paramètre d'ajustement). La comparaison essai/prévision est présentée figure 3.55. Les différences observées entre la bande centrale et le reste de l'éprouvette ne peuvent être dues qu'à la différence d'épaisseur du revêtement (seul paramètre différent). On voit que le phénomène est qualitativement bien retrouvé ( $A(e_{rev})$  et  $\Phi(e_{rev})$  augmentent avec la fréquence et l'épaisseur, les ordres de grandeur sont cohérents). La différence non négligeable entre essais et prévision peut avoir plusieurs origines : la non-prise en compte de la résistance thermique  $R$  à l'interface éprouvette/revêtement<sup>40</sup>, la non-prise en compte de la radiation interne au revêtement<sup>41</sup> (modèle de [Mackenzie, 1989]), la non-prise en compte du couplage thermoélastique du revêtement (modèle de [Mackenzie, 1989]), la méconnaissance des propriétés physiques du dépôt et enfin l'hypothèse d'homogénéité de ses propriétés.

Convaincu que la variation d'épaisseur est la principale responsable du phénomène observé, nous n'allons pas approfondir la modélisation vu qu'il s'agit d'un résultat annexe (nous cherchons avant tout le champ de température moyen et non forcé). Il est par contre d'intérêt de savoir si d'autres revêtements (entre autres plus standards) présentent les mêmes variations d'épaisseur aux bords des éprouvettes. La même série d'essai a donc été réalisée sur la même éprouvette, cette fois recouverte d'une peinture standard (SACOTHERM). L'épaisseur de peinture est moins évidente à évaluer (rugosité) et les paramètres physiques sont inconnus, mais le même phénomène apparaît aux bords<sup>42</sup> et sur les bandes de différentes épaisseur avec la même amplitude.

<sup>40</sup>On voit en particulier sur les résultats expérimentaux que les 2 épaisseurs sont atténuées à 5 et 15 Hz alors que le modèle ne prévoit de forte atténuation que pour la couche épaisse, on peut donc supposer un rôle important de la résistance de surface.

<sup>41</sup>Cela expliquerait le plus faible déphasage constaté expérimentalement.

<sup>42</sup>On peut supposer que dans la cas de revêtements déposés sous phase liquide, ce sont les tensions de surface qui entraînent des variations d'épaisseurs aux bords.

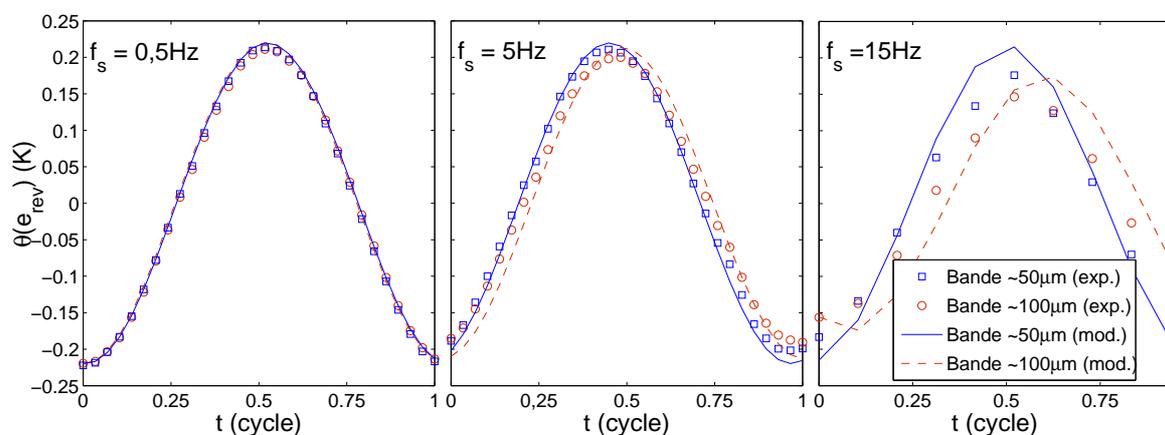


FIG. 3.55 : Conduction trans-revêtement : comparaison résultats expérimentaux/modèle.

#### 4.4.3 Conséquences sur le protocole d'acquisition (4)

Un revêtement performant a pu être trouvé pour réaliser les mesures voulues. Il combine une émissivité très élevée, un comportement quasi lambertien et une grande homogénéité d'émissivité à l'échelle microscopique. En outre, malgré son apparente fragilité il ne se dégrade pas sous sollicitation cyclique. Son dépôt est régulier mais présente des variations d'épaisseur à l'approche des bords de l'éprouvette, comme *a priori* la très grande majorité des autres revêtements. Ces variations d'épaisseurs influencent de manière non-négligeable le champ de température et doivent être supprimées et/ou leur influences corrigées. Trois solutions s'offrent à nous :

- Supprimer les bords ! Puisque la nature géométrique du bord entraîne une surépaisseur (perturbation de l'écoulement du gaz portant les particules de carbone ou de peinture, effet de pointe, tension de surface . . .), une solution serait de remplacer le bord par une surface plane comme c'est le cas pour la tôle de 22MnB5 des éprouvettes sandwich. On observe en effet aucune variation d'épaisseur au bord de la tôle puisqu'il n'y a plus de discontinuité géométrique. La difficulté est alors de connaître exactement les conditions à l'interface et d'éviter qu'elle ne perturbe le champ de température (p. ex. par frottement). Il faut de plus choisir le matériau « d'apparat » : le faut-il inerte, identique à celui testé, etc. La difficulté de réalisation des éprouvettes sandwich laisse à penser que cette solution est difficile mais envisageable si nécessaire.
- Corriger l'atténuation due à la surépaisseur. Nous avons toutes les informations et les modèles nécessaires : à partir du champ mesuré à une fréquence d'acquisition n'ayant pas de diviseur commun avec la fréquence de sollicitation, on peut recomposer un cycle de sollicitation finement discrétisé. On peut mesurer sur celui-ci le déphasage et l'atténuation pour toute position  $x$  dans la tôle, et par identification inverse (équation (3.39)) sur ces deux paramètres retrouver  $e_{rev}(x)$  comme le font [Decker et Mackin, 2005]. Enfin on calcule l'atténuation théorique du champ moyen (équation (3.39)) car on connaît  $e_{rev}(x)$ , et on divise le champ moyen mesuré par cette

atténuation pour le corriger. Cette méthode, non appliquée ici, qui demande une validation expérimentale, semble particulièrement intéressante.

- Réaliser une mesure différentielle. On soustrait deux images  $\underline{\theta}^1$  (avec l'hétérogénéité cherchée) et  $\underline{\theta}^2$  (image de référence, sans l'hétérogénéité), telles que l'éprouvette soit à la même température moyenne. Ainsi l'atténuation de quelques millièmes de  $\frac{\theta(e_{ref})}{T_{epr}}$  ne s'applique qu'à la différence entre les deux images, et donc uniquement à l'hétérogénéité. L'effet de la surépaisseur est alors négligeable. C'est une des raisons pour lesquelles le protocole de mesure proposé était dès le départ (partie 4.1.3) basé sur une mesure « la plus différentielle », c-à-d telle que l'éprouvette soit à la même température moyenne. Si l'on avait pris l'image de référence par exemple juste avant la sollicitation et que l'autre image était prise lorsque la température de l'éprouvette a augmenté de 10 K, nous nous retrouverions dans la situation précédemment décrite où l'effet d'atténuation n'est plus du tout négligeable.

Cette étude a permis d'une part de confirmer le choix du protocole d'acquisition et d'autre part de trouver un revêtement aux propriétés satisfaisantes. Néanmoins la contribution des réflexions sur le revêtement n'est à proprement parler pas nulle, et il convient d'étudier leur influence sur la mesure.

## 4.5 Système optique

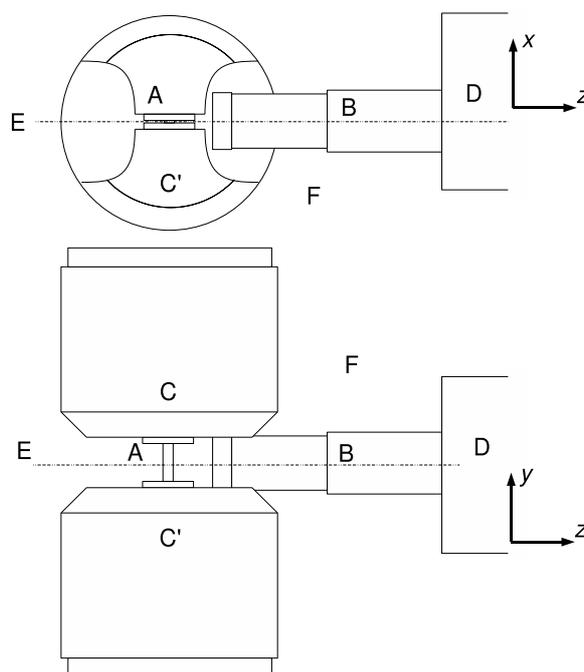
Dans cette avant-dernière partie de description du protocole, nous allons discuter du montage présenté en figure 3.56 d'un point de vue purement optique. Cela concerne l'objectif de microscopie utilisé, mais surtout ses interactions avec les différents éléments du montage.

### 4.5.1 Prévention des réflexions

Le composant utilisé est l'objectif de microscopie G1 précédemment décrit. La distance de travail est fixe et vaut environ 40mm, la profondeur de champ est très réduite (inférieure à 100  $\mu\text{m}$ ), si bien que l'objectif se doit d'être situé entre les mors pour que la mise au point soit possible. Son rayonnement interne est sensé avoir une influence négligeable sur la mesure. Les mesures différentielles sont quoiqu'il en soit réalisées une fois que l'objectif a atteint sa température stabilisée.

Afin de réduire au maximum les potentielles perturbations optiques, il convient d'isoler au maximum le montage de son environnement au sens de la figure 3.56 (salle d'essai, ordinateur, radiateur, opérateur, etc.), comme le fait par exemple [Maquin, 2006] (figure 1.1 (c) et (d)). On dispose pour cela un « black-bag IR <sup>43</sup> » qui va du mors supérieur au mors inférieur et entoure étroitement leur fût respectif. Seul l'objectif passe entre ses pans qui sont également rassemblés autour du fût de l'objectif. Le black-bag IR est constitué d'un tissu de coton lourd, ignifugé, noir mat et doublé. Sa transmission dans l'infrarouge est

<sup>43</sup>Ce dispositif est librement inspiré des black-bags utilisés traditionnellement en photographie argentique (le terme black-bag ne semble pas avoir de traduction française). Il pourrait sans doute être perfectionné en le doublant à l'extérieur d'un film réfléchissant.



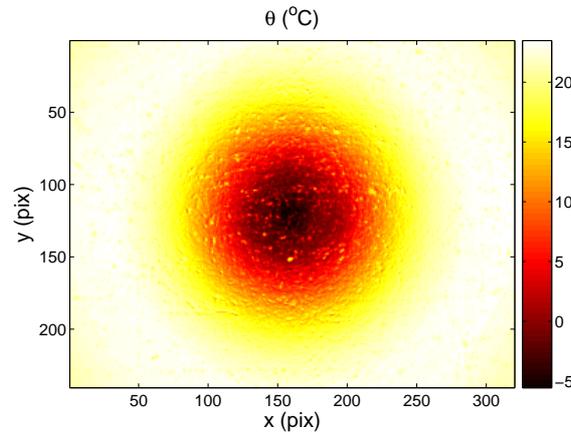
**FIG. 3.56 :** Schéma du montage expérimental : (en haut) plan horizontal  $(x, z)$ , (en bas) plan vertical  $(y, z)$ . (A) éprouvette, (B) objectif de microscope, (C & C') mors supérieur et inférieur, (D) caméra, (E) arrière-plan et (F) environnement.

négligeable et son émissivité très élevée ( $> 95\%$ ). Ce dispositif a donc un double rôle : empêcher toute lumière émise par l'environnement de pénétrer dans l'enceinte ainsi créée (transmission nulle) et éviter toute réflexion d'un rayonnement émis au sein de l'enceinte sur ses parois et *a fortiori* sur l'environnement. La mesure ne peut plus être perturbée par l'environnement. Reste les mors, les parois latérales du black-bag, le capteur matriciel, l'extrémité de la monture de l'objectif, l'arrière-plan constitué du black-bag, les lentilles et l'éprouvette elle-même.

Les mors et les parois latérales du black-bag étant hors-champ, il est quasiment impossible que leur rayonnement ne perturbe la mesure (au vu de sa taille et de la distance de travail, c'est très majoritairement l'objectif qui est en regard de l'éprouvette). L'influence du capteur (et de l'extrémité de la monture) a déjà été discutée : la température du capteur étant constante, l'effet Narcisse - très important dans le cas de l'objectif G1 comme le montre la figure 3.57 - sera supprimé par soustraction durant le post-traitement. Les problèmes de réflexions multiples ne peuvent donc apparaître qu'entre les lentilles, l'arrière-plan et l'éprouvette.

#### 4.5.2 Contrôle des réflexions

L'objectif a une transmission annoncée  $> 85\%$ , ce qui est relativement peu. On peut à juste titre se demander ce que deviennent les  $\approx 15\%$  non transmis. Quelle est la part d'absorption par les lentilles de verre et de perte ou renvoi par réflexions multiples dans la

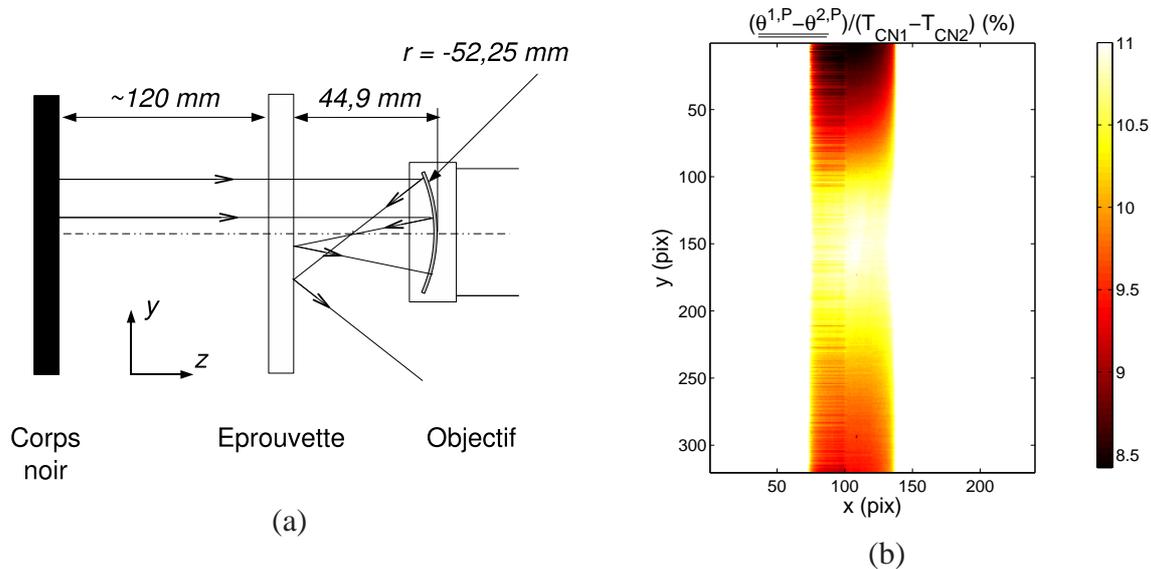


**FIG. 3.57** : Effet Narcisse obtenu avec l'objectif G1 : observation d'une plaque d'acier polie, sans aucun revêtement, à température ambiante. La « température »  $\theta$  n'est pas la température réelle de la tôle.

scène observée ? Connaissant la disposition de l'objectif par rapport à l'éprouvette ainsi que la géométrie de la première lentille (ménisque rentré), on peut faire l'hypothèse que le premier dioptre concave joue le rôle<sup>44</sup> - au facteur de réflexion du traitement anti-reflet près - d'un miroir sphérique (figure 3.58 (a)). Ainsi le rayonnement de l'arrière-plan serait reflété une première fois sur le dioptre et en partie concentré sur l'éprouvette qui se situe à proximité du foyer. Par la suite, ce rayonnement parasite serait reflété une seconde fois par le revêtement de l'éprouvette et une part de ce rayonnement entrerait dans la pupille d'entrée de l'objectif. Afin de vérifier cette hypothèse on réalise l'expérience suivante : l'ensemble du montage expérimental et l'éprouvette étant mis en place dans les conditions habituelles, on place à l'arrière-plan (environ 12cm derrière l'éprouvette) un corps noir étendu (DCN1000 de HGH). On réalise alors deux films  $\underline{\underline{\theta^1}}$  et  $\underline{\underline{\theta^2}}$ , sans sollicitation mécanique, en faisant seulement varier la température du corps noir entre les deux prises ( $T_{CN1}$  pendant le premier film et  $T_{CN2}$  pendant le second). La figure 3.58 (b) est obtenue après moyenne temporelle, soustraction des deux films ( $\underline{\underline{\theta^{1,P}}} - \underline{\underline{\theta^{2,P}}}$ ) et normalisation par ( $T_{CN1} - T_{CN2}$ ). On observe l'effet de réflexion multiple : alors que si elles étaient absentes la température différentielle de l'éprouvette serait nulle, on trouve ici que la température différentielle moyenne sur toute la partie visible de l'éprouvette est égale au 10 % de la température différentielle du corps noir  $T_{CN1} - T_{CN2}$ . On constate en outre que ce « reflet » n'est pas homogène sur la partie visible de l'éprouvette (la variation entre la zone la plus affectée (centre) et la moins affectée (ici la partie inférieure) est d'environ 3 % de  $T_{CN1} - T_{CN2}$ ). L'influence de l'arrière plan est, si l'objet ne le cache pas, non négligeable.

Cette observation est relativement surprenante car l'éprouvette est recouverte d'un revêtement à haute émissivité (moins de 4% de réflexion) et la surface des lentilles est traitée

<sup>44</sup>Nous verrons par la suite que le phénomène est en fait plus complexe que la simple réflexion sur le premier dioptre. Néanmoins l'effet observé est proche de celui dû à un miroir sphérique.

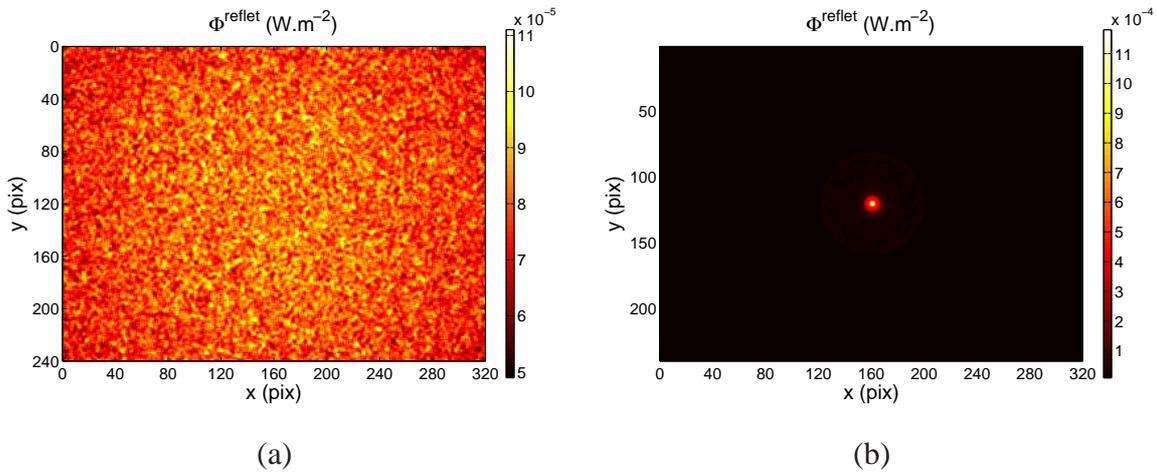


**FIG. 3.58 :** Effet de l'arrière-plan sur la mesure de température : (a) Trajets supposés des rayons responsables de l'effet, (b) Influence de l'arrière-plan dans le cas des éprouvettes en 22MnB5 munies de leur revêtement à haute émissivité.

spécialement contre les réflexions (environ 1% de réflexion par dioptre). Ainsi la puissance d'un faisceau entrant dans la pupille de l'objectif après une série de deux réflexions ne vaut plus qu'environ 0,04% de sa puissance initiale si l'on considère l'hypothèse précédente. L'effet de localisation par le premier dioptre pourrait-il être si important qu'il compense en grande partie cette atténuation ? Cela semble peu probable et l'on suppose donc que le rayonnement reflété par l'objectif ne peut être dû qu'à la seule réflexion sur le premier dioptre, mais est le résultat des multiples réflexions entre dioptres au sein de l'objectif. Nous allons à présent vérifier cette hypothèse.

Sachant que nous sommes sûrs de l'importance des réflexions multiples dans le cas arrière-plan/objectif/épreuve, on souhaite quantifier la contribution des réflexions multiples épreuve/objectif dans le cas où l'objet rayonnant est l'épreuve (par analogie avec l'effet Narcisse, on appelle cette contribution par la suite « effet Narcisse inverse »). Nous allons d'une part simuler le flux issu d'un point source dans le plan de travail revenant dans le même plan (on ne prend pas en compte le facteur de réflexion de la surface de l'objet), et d'autre part essayer de le mesurer. Les calculs sont réalisés à l'aide d'un logiciel de ray-tracing<sup>45</sup> ayant en paramètres d'entrée la géométrie complète du problème (source et objectif) et les propriétés des matériaux et interfaces optiques. Pour comparer l'influence du nombre de dioptres simulés, on modélise deux cas : dans l'un, seul le premier dioptre réfléchit partiellement (1 %) les rayons incidents, dans l'autre, les réflexions de tous les dioptres (1 % pour chacun) sont prises en compte. La figure 3.59 montre que la contribution des dioptres situés derrière le premier est très importante. Tout d'abord le flux moyen reve-

<sup>45</sup>Zemax©, mode non séquentiel, nombre de rayons  $> 20 \times 10^6$ , émission en  $\cos^n(\alpha)$ , angle d'émission maximal de  $45,7^\circ$  et  $n = 5$ . Travail réalisé en collaboration avec Cedip.

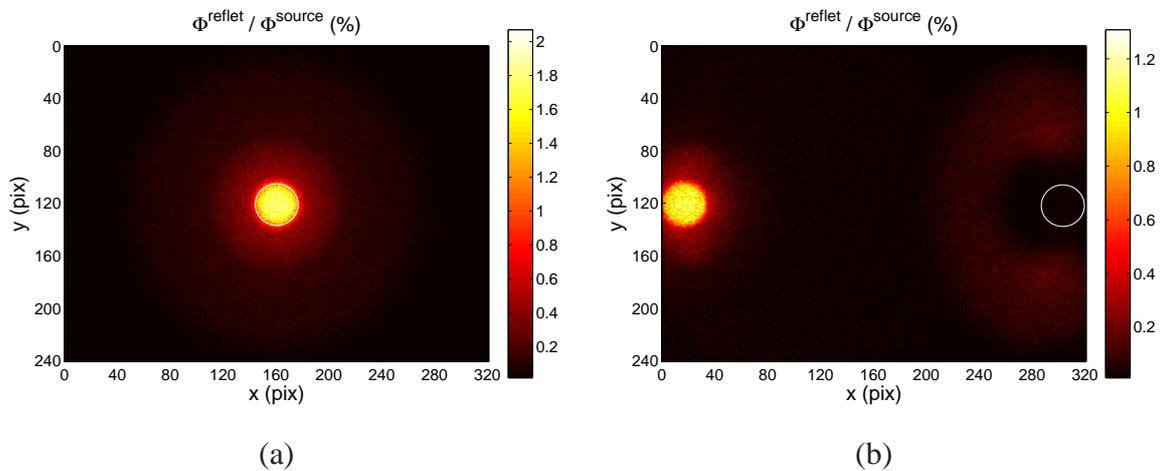


**FIG. 3.59** : Effet du nombre de dioptries simulés dans le calcul de ray-tracing : (a) seul le premier dioptre est pris en compte, (b) tous les dioptres (12) sont pris en compte.

nant sur l'éprouvette est multiplié par 11 lors du calcul avec tous les dioptres, ce qui confirme notre précédente hypothèse. En outre l'hétérogénéité de ce flux est très différente. Dans le cas de la simulation complète, il apparaît que le flux revenant - certes très faible - est quasiment focalisé sur le plan de travail. On décide donc d'étudier le flux revenant dans le cas d'une source surfacique correspondant à celle observée par la suite expérimentalement (un disque de diamètre 1 mm). La figure 3.60 (a) montre que ce flux revient directement à l'emplacement de la source si celle-ci est centrée, tandis que dans le cas d'une source décentrée (figure 3.60 (b)) le flux revenant forme une véritable « image fantôme », symétrique de la source par rapport à l'axe optique. Son intensité est très faible ( $\approx 2\%$  du flux de la source reçu dans le cas centré et  $\approx 1,5\%$  dans le cas décentré).

On cherche à confirmer expérimentalement la précédente simulation. On conçoit à cette fin une « mire de réflexion » destinée à équiper le corps noir (figure 3.61) (a). Il s'agit d'une tôle d'acier de 2 mm d'épaisseur dont l'état de surface est un poli miroir sur la face externe. Ceci assure une émissivité  $\varepsilon_{mire}$  très basse, inférieure à 10 %, et donc d'une part des réflexions importantes (facteur de réflexion  $R_{mire} = 1 - \varepsilon_{mire}$ ) en direction de l'objectif, et d'autre part un faible rayonnement propre afin de perturber le moins possible la mesure. La face interne est également polie pour éviter l'échauffement de la mire par absorption du rayonnement du corps noir. Un perçage de 1mm de diamètre est situé en son centre. Ce perçage est fraisé sur la face interne. On fait alors l'acquisition, pour différentes positions du diaphragme ainsi réalisé, de deux films  $\theta^1$  et  $\theta^2$  où l'on ne fait que varier la température du corps noir entre les deux prises ( $T_{CN1}$  pendant le premier film et  $T_{CN2}$  pendant le second). Pour chaque paire de films on procède à une moyenne temporelle, puis une soustraction et enfin une division par  $R_{mire}(T_{CN2} - T_{CN1})$  pour finalement obtenir la série d'observations présentées en figure 3.61 (b). Plusieurs remarques sont d'intérêt :

- Le montage d'essai présente des défauts de surface qui brulent les résultats. Afin de rendre les images plus lisibles on a appliqué un filtre (moyenne mobile de  $4 \times 4$



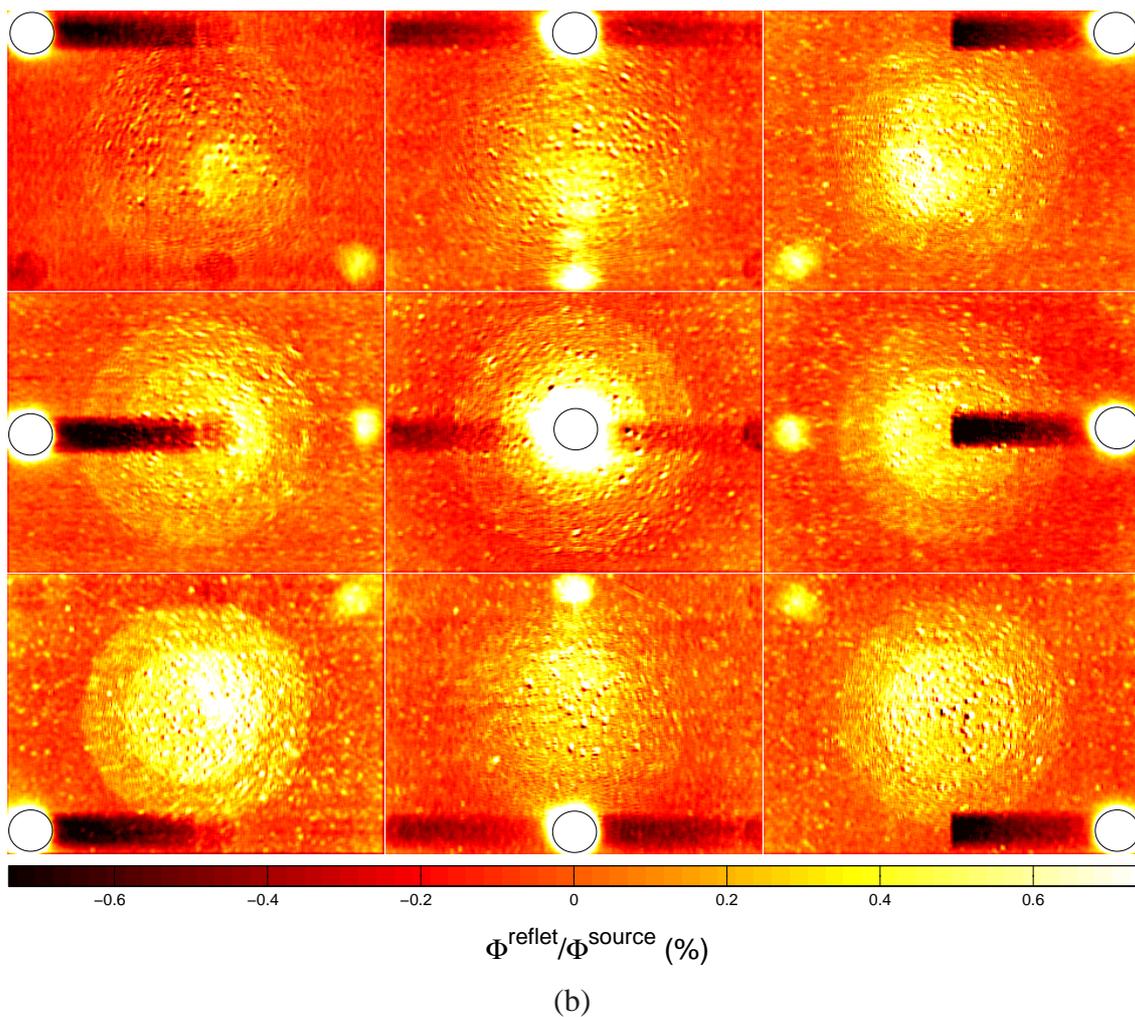
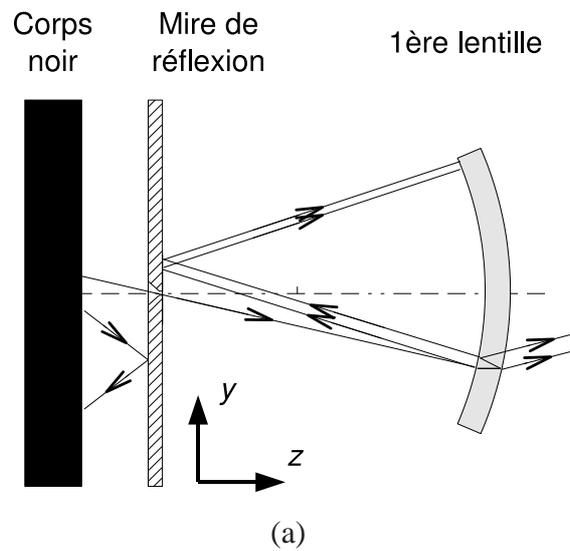
**FIG. 3.60** : Simulation numérique de l'effet de Narcisse inverse : (a) dans le cas d'une source surfacique centrée et (b) décentrée, à la limite du champ observé (le cercle blanc délimite la source).

pixels). Quoi qu'il en soit le montage joue son rôle : la mire ne s'échauffe que de manière négligeable en fonction de la température du corps noir. Un montage optimal devrait avoir une surface plus plane et une mire asservie en température, mais cela n'existe pas.

- L'image fantôme prévue par la simulation est retrouvée : son intensité est inférieure à 1%, sa position est symétrique à la source image par rapport à l'axe optique. Sa forme et sa taille correspondent bien à celle de la source, aux défauts de la mire près.
- Un halo central, constitué de deux anneaux concentriques, apparaît sur chaque image. Il est dissymétrique, présentant son maximum diamétralement opposé à la source. L'intensité de ce maximum est du même ordre de grandeur que l'image fantôme, soit au maximum 1 %. La simulation ne prévoyait pas cet effet (figure 3.60). Il n'est pas dû *a priori* à une erreur d'étalonnage ni à une variation de la température moyenne de la mire puisque le halo s'oriente par rapport à la source. Pour savoir s'il pouvait néanmoins provenir du très léger échauffement de la mire pendant le passage de la température basse  $T_{CN1}$  à la température haute  $T_{CN2}$  du corps noir, deux mesures complémentaires sont réalisées. La première est exactement identique aux précédentes, à ceci près que le diaphragme est occulté de l'intérieur. On note néanmoins l'apparition d'un halo moins net et d'intensité deux fois moindre ( $\approx 0,4\%$ ), qui ne peut être dû qu'à la variation de température de la mire entre les deux prises. La deuxième mesure complémentaire consiste en l'acquisition des évolutions temporelles des flux du halo, du corps noir et de la mire<sup>46</sup> pendant le chauffage. Cette mesure semble montrer que la variation temporelle de la température du halo est une superposition de celle de la mire et de la source<sup>47</sup>, mais la conclusion ne peut être

<sup>46</sup>On a mesuré la température précise de la mire à l'aide d'une zone de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  recouverte de carbone située dans le champ de la caméra.

<sup>47</sup>Pour décorrélérer les contributions dues à la variation temporelle de la mire et du corps noir, le meilleur



**FIG. 3.61** : Mesure de l'effet Narcisse inverse : (a) principe de la mesure et (b) résultats des mesures.

« Détermination des propriétés en FGNC à partir d'essais d'auto-échauffement »

catégorique au vu des zones d'ombre qu'il reste sur ce phénomène. Le halo est apparemment pour part un artefact dû au montage mais également un reflet de la source que le modèle optique numérique n'explique pas. Peut-être provient-il d'un défaut de notre objectif. On peut rapprocher l'effet de l'arrière-plan précédemment décrit de ce halo central : d'une part nous avons vu que le « reflet » de l'objectif n'est pas assimilable au simple reflet du premier dioptre concave (figure 3.59) et d'autre part le halo central est d'autant plus intense que la source est étendue (effet de superposition) si bien qu'une source très étendue (l'arrière-plan) pourrait provoquer un halo central non-négligeable.

- Un phénomène semblable à un « smear inversé » apparaît. On observe en effet qu'à l'endroit où a lieu la saturation, une « bande » de pixels aux valeurs anormalement basses apparaît. Le détecteur matriciel est organisé en 4 cadrans (4 quarts d'image) ayant des électroniques de lecture indépendantes, et l'on peut remarquer que les « bandes d'anti-smear » sont systématiquement orientées dans le sens long de la matrice et s'interrompent à la frontière du cadran où la saturation a lieu. Au vu de ces caractéristiques, on peut donc supposer qu'il s'agit d'un défaut du circuit de lecture.

#### 4.5.3 Conséquences sur le protocole d'acquisition (5)

Avant toute chose, il faut rappeler que la très grande majorité des phénomènes observés dans cette partie est spécifique à l'utilisation d'un objectif de microscopie parce qu'il est très proche de l'éprouvette (par exemple, l'effet Narcisse est beaucoup plus marqué dans notre cas qu'avec un objectif plus « classique ») et que son optique particulière focalise les rayons provenant de l'arrière-plan et de l'éprouvette à proximité de la distance de travail.

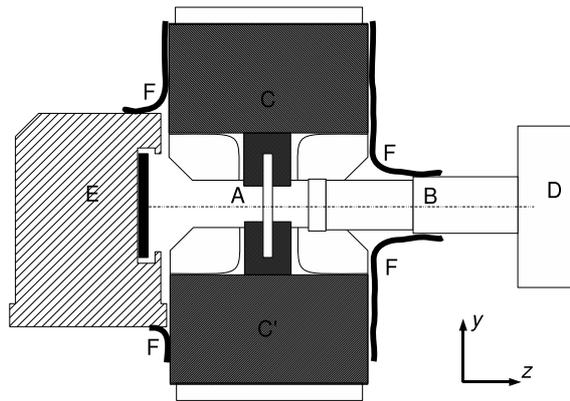
Nous avons vu que l'arrière-plan a une influence non-négligeable sur la « température » lue sur l'éprouvette. Cet effet est différent si l'éprouvette occulte plus l'arrière plan (c'est le cas des éprouvettes sandwich, plus larges). Si l'on ne prend aucune précaution, la température du black-bag IR - nécessaire à l'isolation optique du montage - peut varier de quelques dixièmes de degré entre les séquences d'acquisition 1 et 2, et donc modifier la température lue de quelques centièmes de degré. Pour remédier à ce problème il est donc décidé d'installer de manière permanente un corps noir dans l'arrière-plan en plus du black-bag IR (figure 3.62). La consigne du corps noir est fixe, inférieure de quelques degrés à la température de l'éprouvette avant sollicitation pour garantir le contraste nécessaire à l'algorithme de recalage des mouvements de corps rigide.

Un autre phénomène de réflexion multiple, que nous avons appelé « Narcisse inverse », a été mis à jour. Son influence est, dans notre cas<sup>48</sup>, bien moindre que celui de l'arrière-plan. L'« image fantôme » n'est qu'une symétrie de l'image source de très faible intensité. Le halo annulaire est d'intensité encore plus faible mais est fixe dans le champ où que

---

moyen serait de faire une mesure synchrone. Malheureusement les corps noirs étendus ne sont pas pilotables cycliquement.

<sup>48</sup>Dans le cas de mesures de scène très contrastée - ou saturée - où l'on cherche de faibles variations, ce phénomène risque par contre de prendre beaucoup d'importance. Il le sera encore plus si l'émissivité de la surface est faible.



**FIG. 3.62** : Schéma du montage expérimental (optimisation optique) : (A) éprouvette, (B) objectif de microscope, (C & C') mors supérieur et inférieur, (D) caméra, (E) corps noir et (F) black-bag IR.

soit située la source, si bien qu'il est additif (plusieurs sources dans le champ multiplient l'intensité de ce halo). Cet effet Narcisse inverse est très peu influent dans notre cas, mais sa connaissance n'étant pas complète, nous prendrons soin de toujours cadrer les éprouvettes exactement de la même manière. Ainsi l'effet, si présent, sera identique pour toutes les mesures différentielles, qu'elles soient réalisées sur des éprouvettes distinctes ou non.

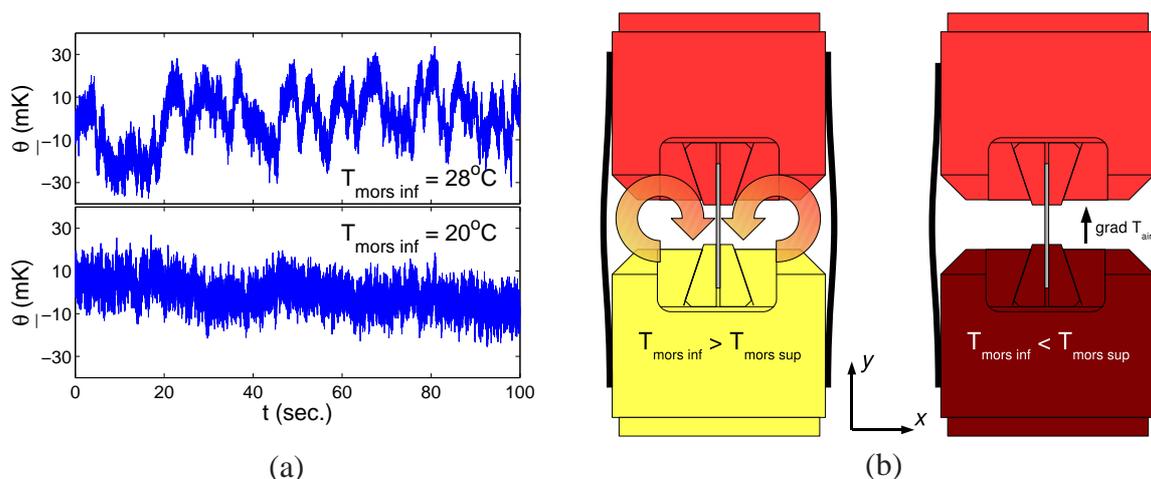
Il ne reste maintenant plus qu'un aspect du montage à discuter, que sont les perturbations engendrées par les échanges convectifs entre sources thermiques en présence autour de l'éprouvette. À l'instar des perturbations optiques, elles peuvent provenir de l'environnement, mais aussi, comme nous allons le voir, du montage lui-même.

## 4.6 Environnement thermique

Il est raisonnable de s'inquiéter de l'influence de l'environnement sur la mesure de la température de l'éprouvette. Il est fort possible que des pièces massives comme les mors par exemple, perturbent la mesure si leur propre température est différente de quelques Kelvins de celle de l'éprouvette. Cela revient en effet à une différence mille fois supérieure à celle cherchée située à proximité de la pièce mesurée. Il convient d'étudier l'ensemble du montage présenté sur la figure 3.56 pour s'assurer que l'influence thermique de ces différents éléments est négligeable (et, dans le cas contraire, limiter leur influence).

### 4.6.1 Contrôle thermique de l'environnement

La première précaution est d'empêcher les « courants d'air » provenant de l'environnement (ouverture de porte, déplacement de l'opérateur, etc.). Ces perturbations sont visibles dès que l'on observe une scène d'une grande uniformité, par exemple un corps noir. Le black-bag IR sert également à limiter tout échange thermique par convection entre l'intérieur et l'extérieur.



**FIG. 3.63 :** Influence de la température des mors sur la température mesurée : (a) variation temporelle de température moyenne de l'éprouvette dans le cas de mors non-refroidi et refroidi, (b) échange convectif dans le cas d'un mors inférieur plus chaud que le mors supérieur, atmosphère stabilisée dans le cas d'un mors inférieur plus froid.

Il reste néanmoins à l'intérieur de l'enceinte plusieurs éléments dont les températures diffèrent de celle de l'éprouvette : le corps noir, l'objectif et les mors. Le mors inférieur, en particulier, est en contact avec le vérin hydraulique et sa température est plus élevée que l'ambiante et que celle du mors supérieur ( $28 < T_{mors\ inf.} < 30\ ^\circ\text{C}$  pour  $T_{mors\ sup.} \approx T_{ambiante} \approx 23\ ^\circ\text{C}$ ). [Maquin, 2006] rapporte que cette différence perturbe fortement ses mesures et suppose que le vérin, en s'échauffant durant la sollicitation, augmente son rayonnement, ce qui modifie le flux reçu par la caméra après réflexion. Il propose en conséquence un dispositif de refroidissement du mors inférieur qui améliore sensiblement ses mesures. Nous adoptons le même système : une entretoise avec circulation d'eau est intercalée entre la tige de vérin et le mors inférieur. Afin de trouver la température optimale du mors, on mesure la température de l'éprouvette  $\underline{\theta}$  sans sollicitation pour différentes températures du mors inférieur  $T_{mors\ inf.}$ . La figure 3.63 (a) présente la moyenne spatiale  $\underline{\theta}^{I,J}$  de cette température sur l'ensemble de la surface observée. Tout comme [Maquin, 2006], on observe une différence importante entre mors refroidi et non-refroidi : l'écart-type passe de 13 mK ( $T_{mors\ inf.} = 28\ ^\circ\text{C}$ ) à 7 mK à refroidissement optimal ( $T_{mors\ inf.} \approx 21\ ^\circ\text{C}$ ). La variation temporelle de la température est fortement modifiée, passant d'un régime chaotique de forte à moindre amplitude comme le remarquait [Maquin, 2006]. On peut donc supposer - d'après l'aspect chaotique de l'évolution - qu'il ne s'agit pas d'une influence via le rayonnement, mais via la convection entre mors inférieur et supérieur (figure 3.63 (b)). Cette hypothèse est vérifiée en observant par exemple le film acquis sans sollicitation et sans refroidissement (figure 3.64) : on voit clairement le passage vertical, de haut en bas, des masses d'air qui modifient la température de la surface du revêtement. Cela corrobore le fait que la mesure soit moins perturbée lorsque la différence de température entre mors inférieur et supérieur est réduite. Mieux même, une différence légèrement négative crée une configuration encore plus stable en stratifiant l'air

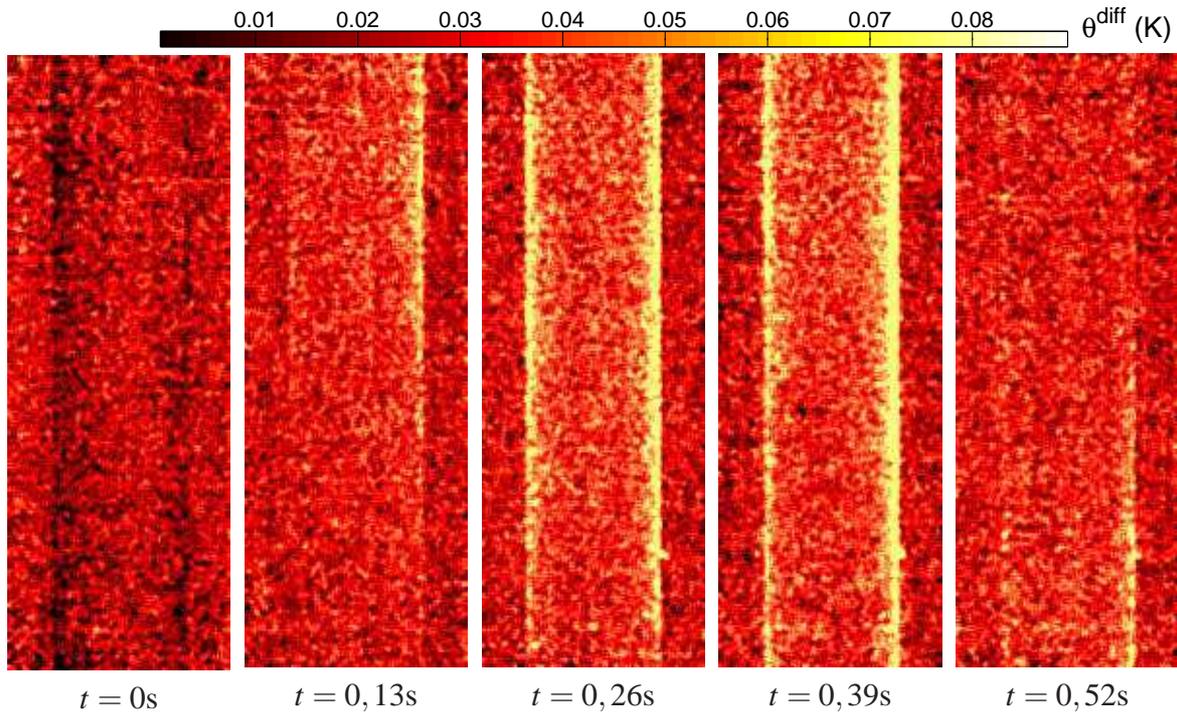


FIG. 3.64 : Exemple de convection : extraits d'un film sans sollicitation et sans refroidissement des mors (moyenne spatiale mobile ( $3 \times 3\text{pixel}^2$ )).

de l'enceinte selon des « couches » de températures croissantes. Expérimentalement, la perturbation est minimale lorsque  $T_{mors\ inf.} \approx 21\text{ }^\circ\text{C}$ , soit une différence entre les deux mors de  $-2\text{ K}$  au lieu de  $+5\text{ K}$  initialement. L'effet de la convection reste quoiqu'il en soit dérangeant à deux titres : il affecte la variation temporelle de l'éprouvette, mais en outre l'hétérogénéité de température en surface. Il est en effet clairement visible que les bords de l'éprouvette sont plus affectés sur la figure 3.64, alors que c'est précisément la différence coeur/bord que nous cherchons à mesurer.

Est-il possible de réduire encore plus la convection ? Cela semble impossible dans la mesure où il faudrait contrôler la température de chaque élément du montage pour éviter tout écart entre eux, alors que l'éprouvette s'échauffe pendant l'essai. Le seul moyen de supprimer la convection serait par conséquent que l'ensemble du montage soit situé dans une enceinte sous vide (ou tout au moins basse pression) et les mesures réalisées *in situ* à travers un hublot de fluorine. Un tel dispositif, possible dans d'autres cas [Chrysochoos, 1987], semble techniquement irréalisable au vu de notre montage déjà très compact.

#### 4.6.2 Conséquences sur le protocole d'acquisition (6)

Il n'est possible de diminuer la convection que partiellement par équilibrage des températures des mors. Une autre voie est choisie : on va diminuer artificiellement l'effet de la convection en moyennant temporellement les films *a posteriori*. La durée des passages d'air étant lente, il est nécessaire de réaliser des films longs (plusieurs secondes, voire

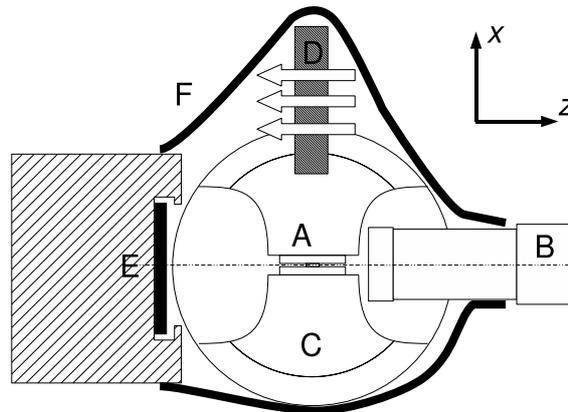
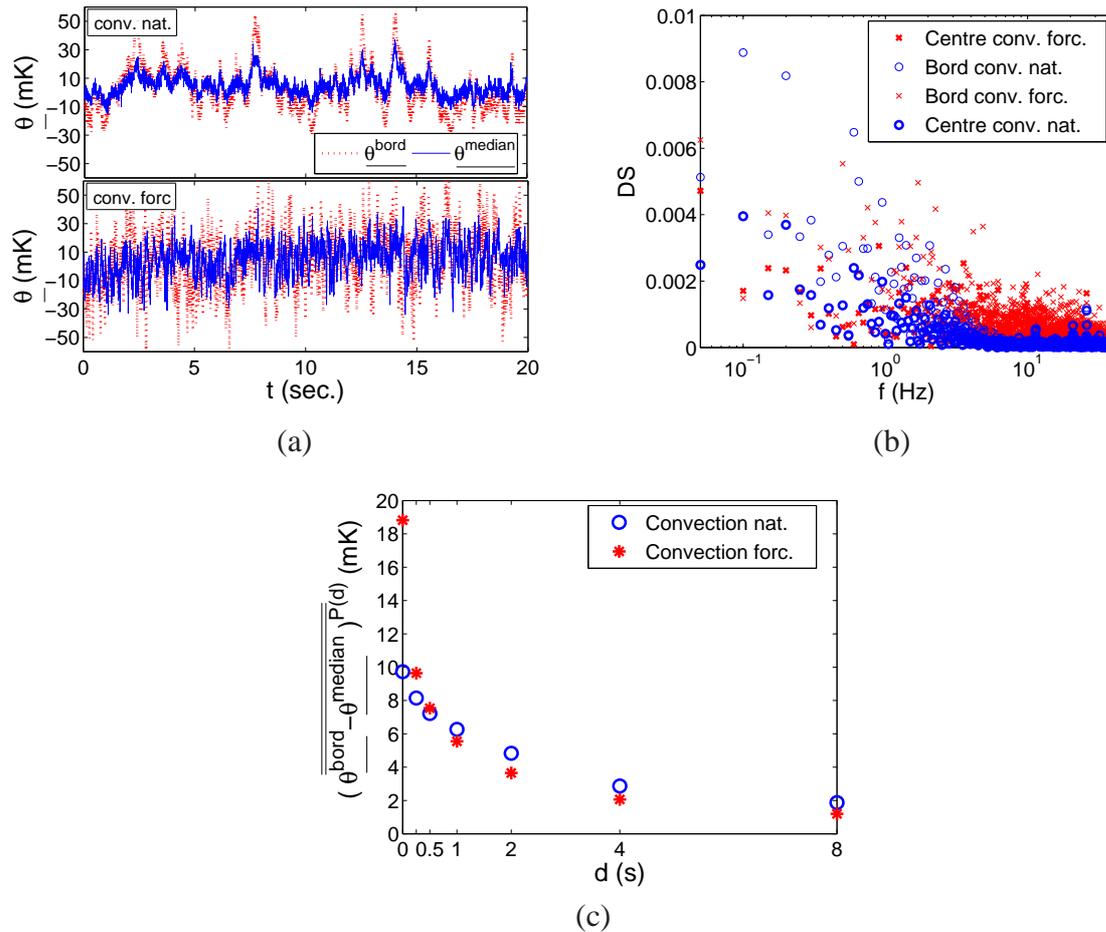


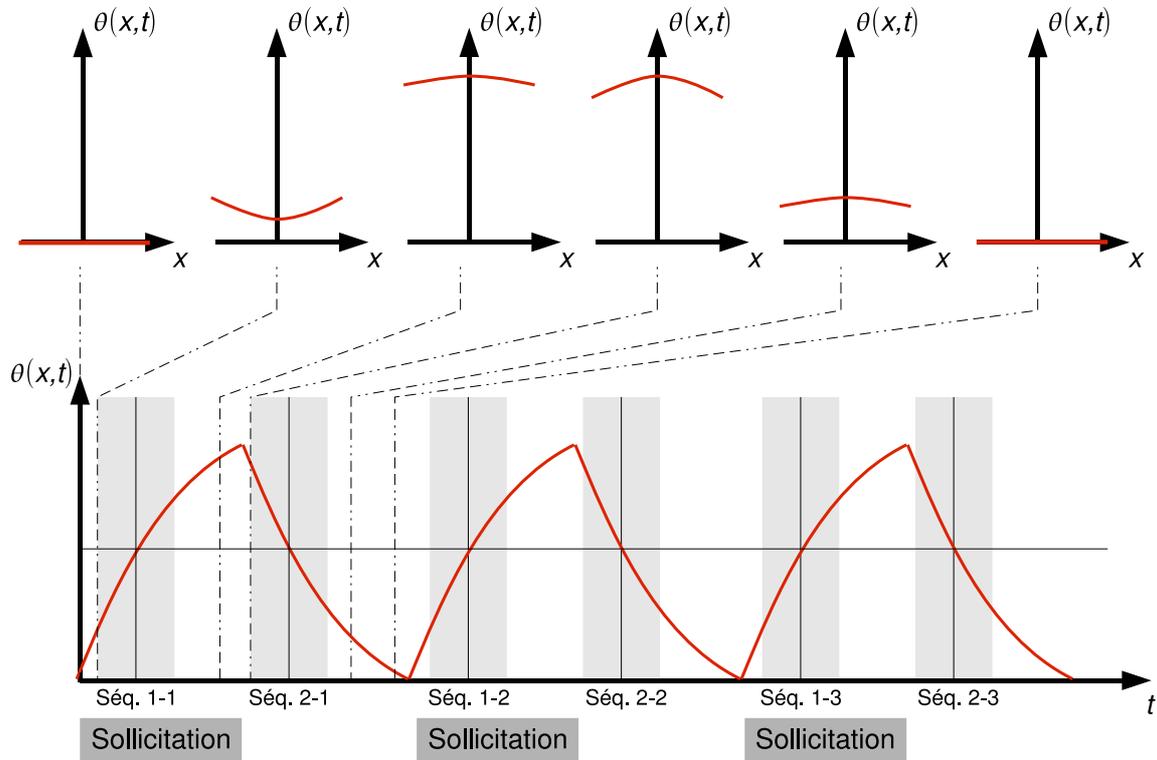
FIG. 3.65 : Dispositif de contrôle de convection : emplacement du ventilateur par rapport à la zone de mesure.

dizaines de seconde) pour diminuer efficacement la perturbation par moyenne temporelle. Cela signifie une sollicitation longue, et donc une élévation de température de l'éprouvette importante : cet écart à l'équilibre initial risque d'entraîner lui-même de la convection. Il est donc décidé d'agir simultanément sur le montage et le type de mesure pour réduire l'effet de la convection :

- D'une part nous allons passer en régime de convection légèrement forcée en installant dans l'enceinte un ventilateur (figure 3.65). Le but est d'augmenter la vitesse de passage des masses d'air pour que la moyenne soit plus efficace pour une même fenêtre temporelle. Pour vérifier cela on mesure sans sollicitation la température de l'éprouvette  $\underline{\underline{\theta}}$  pendant 20 secondes. On en extrait une moyenne  $\underline{\underline{\theta}}^J$  selon  $y$  correspondant au plan médian ( $x = 0$  mm)  $\underline{\underline{\theta}}^{median}$  et une autre le long du bord de l'éprouvette ( $x = 1$  mm)  $\underline{\underline{\theta}}^{bord}$  (figure 3.66 (a)) . On voit tout d'abord que les variations de températures sur le bord sont de plus grande amplitude qu'au centre de l'éprouvette (que ce soit avec ou sans convection forcée), ce qui correspond à l'observation faite *de visu* sur la figure 3.64. D'autre part le signal semble être majoritairement constitué de composantes à fréquence basse pour la convection naturelle. Ceci est confirmé par l'analyse fréquentielle de ces signaux (figure 3.66 (b)) : la convection naturelle engendre un « bruit » proche d'un bruit en  $1/f$ , tandis que la convection forcée est plus assimilable à un bruit blanc dont les très basses fréquences sont d'amplitudes moindres que celles de convection naturelle, ce que nous recherchons. Les hautes fréquences provoquées par la convection forcée sont nullement gênantes puisqu'une moyenne temporelle même courte les supprimera. On note également que la convection forcée produit un bruit dont le spectre est relativement similaire que l'on se situe au centre ou au bord de l'éprouvette tandis que la convection naturelle provoque de très basses fréquences beaucoup plus importantes au bord. Pour connaître l'efficacité de la moyenne temporelle sur nos mesures, on soustrait ces deux températures et l'on moyenne temporellement le résultat avec des fenêtres de différentes durées  $d$ . La figure 3.66 (c) montre l'écart-type de la température  $(\underline{\underline{\theta}}^{bord} - \underline{\underline{\theta}}^{median})^{P(d)}$  ob-



**FIG. 3.66 :** Effet de la convection : (a) évolution temporelle de la température au centre et au bord de l'éprouvette avec et sans convection forcée, (b) analyse fréquentielle des 4 « bruits de convection », (c) variation de  $(\theta^{bord} - \theta^{median})_{J,P(d),P^2}$  (l'écart-type de la différence  $\theta^{bord} - \theta^{median}$  moyennée) en fonction de la durée de moyenne temporelle  $d$ .



**FIG. 3.67** : Principe de la mesure fragmentée : plusieurs cycles d'auto-échauffement/refroidissement consécutifs permettent de réaliser des moyennes temporelles longues sans pour autant induire des températures élevées.

tenue dans le cas de la convection naturelle ( $T_{mors\ inf.} = 21\ ^\circ\text{C}$ ) et légèrement forcée ( $T_{mors\ inf.} = 21\ ^\circ\text{C} + \text{ventilation}$ ). Sans moyenne temporelle l'écart-type est plus élevé dans le cas ventilé. Par contre la moyenne temporelle est plus efficace dans le cas ventilé, l'écart-type devenant inférieur à celui de la convection naturelle dès que la fenêtre temporelle vaut 0,6 secondes. Pour une moyenne sur 8 secondes, l'écart-type est de 1,1mK avec ventilation et 1,9mK sans.

- L'écart-type entre bord et plan médian reste important même pour des moyennes de longue durée. Pour réaliser des moyennes temporelles encore plus longues sans pour autant entraîner une importante élévation de température, on « fragmente » l'acquisition des séquences 1 et 2 en plusieurs sous-séquences correspondant chacune à une sollicitation identique mais plus courte (figure 3.67). Ainsi en répétant 10 fois une sollicitation de 5 secondes, on peut extraire de chacune une moyenne temporelle de 4 secondes, qui toutes réunies correspondent à une moyenne de 40 secondes. Sachant que le temps caractéristique des éprouvettes de 22MnB5 est de 30 secondes, la température de l'éprouvette n'augmente que de 0,15 fois sa température stabilisée pendant une sollicitation de 5 secondes contre 0,74 fois avec une sollicitation de 40 secondes. On s'écarte ainsi bien moins de la température d'équilibre initiale. En outre ces séries d'acquisitions identiques permettront d'apprécier la répétabilité de la me-

sure. On notera par la suite une série de mesure  $\underline{\underline{\theta}} = \theta_{i=[1,n],j=[1,m],p=[1,q],s=[1,t]}$  avec  $s$  l'indice correspondant au numéro de la mesure dans la série et  $t$  le nombre de mesures de la série. La convention d'écriture est étendue à cette quatrième dimension.

Ce dernier point du protocole expérimental ayant été discuté - et en partie résolu - nous allons à présent synthétiser les différentes remarques et choix concernant le principe de mesure.

## 4.7 Synthèse du protocole expérimental

Le but de cette 4<sup>e</sup> partie était la mise au point et l'optimisation du protocole expérimental de mesure thermique 1D. Nous avons discuté d'un certain nombre de points de la chaîne de mesure - sans pour autant prétendre être exhaustif - et nous avons pu nous rendre compte que la description séquentielle présentée en figure 3.22 est loin d'être réaliste. En effet l'amplitude du phénomène que nous cherchons à mesurer étant particulièrement faible, beaucoup d'effets parasites viennent « court-circuiter » la chaîne de mesure :

- Le couplage thermoélastique vient se superposer au champ de température dû à la dissipation microplastique, son amplitude étant très importante (plusieurs centaines de mK) en comparaison de celle du champ cherché (quelques mK). La conduction engendre en outre des hétérogénéités d'amplitude et de déphasage de la composante thermoélastique du signal ce qui ne facilite pas le traitement dans le cas d'une acquisition synchrone.
- Le revêtement altère la transmission de « l'information thermique » par effet de conduction/inertie, ce qui affecte également le champ thermoélastique. La simple conduction au travers du revêtement en régime établi est aussi non-négligeable.
- Le système optique introduit un certain nombre d'artefacts dus aux réflexions multiples entre les différents éléments du montage : éprouvette, objectif, arrière-plan, caméra. Il y a l'effet Narcisse, mais également un effet « d'éclairage » provenant de l'arrière plan. Enfin on a pu observer un effet « Narcisse inverse » d'amplitude suffisamment faible pour ne pas être pris en compte.
- La convection turbulente naturelle vient finalement perturber localement le champ thermique mesuré de manière importante.
- Enfin, en dehors du point de vue thermique, on a pu remarquer que le système de chargement peut provoquer des mouvements de corps rigide de l'éprouvette par rapport à la caméra rendant difficile le suivi d'un point physique de la tôle (déplacement pouvant correspondre à plusieurs pixels).

Plus précisément, l'amplitude des différents effets parasites est résumée dans le tableau 3.14 en fonction du type d'acquisition (synchrone avec analyse fréquentielle ou asynchrone avec moyenne temporelle). On voit que les mesures par acquisition asynchrone (ce que nous avons fait) et synchrone sont très complémentaires :

- Les premières pèchent essentiellement à cause de la convection. Seules des moyennes temporelles longues (dans notre cas, l'équivalent de plusieurs dizaines de secondes) semblent pouvoir traiter ce problème, mais elles peuvent conduire à des dérives. Réaliser des films plus courts à une fréquence d'acquisition plus élevée ne règle pas

Phénomène	Erreur de température différentielle induite	
	Acquisition asynchrone	Acquisition synchrone
Thermoélast. + conduction (épr)	0 si moyenne sur $n$ cycles	< 1K
Thermoélast. + conduction (revêt.)	0 si moyenne sur $n$ cycles	< 1K
Étalonnage caméra	< 0,05K (standard) < 0,01K (pixel à pixel)	
Convection	< 0,1K	0
Réflexion (Narcisse)	< 1K	0
Réflexion (arrière-plan)	< 0,1K	0
Réflexion (Narcisse inverse)	< 0,01K ?	

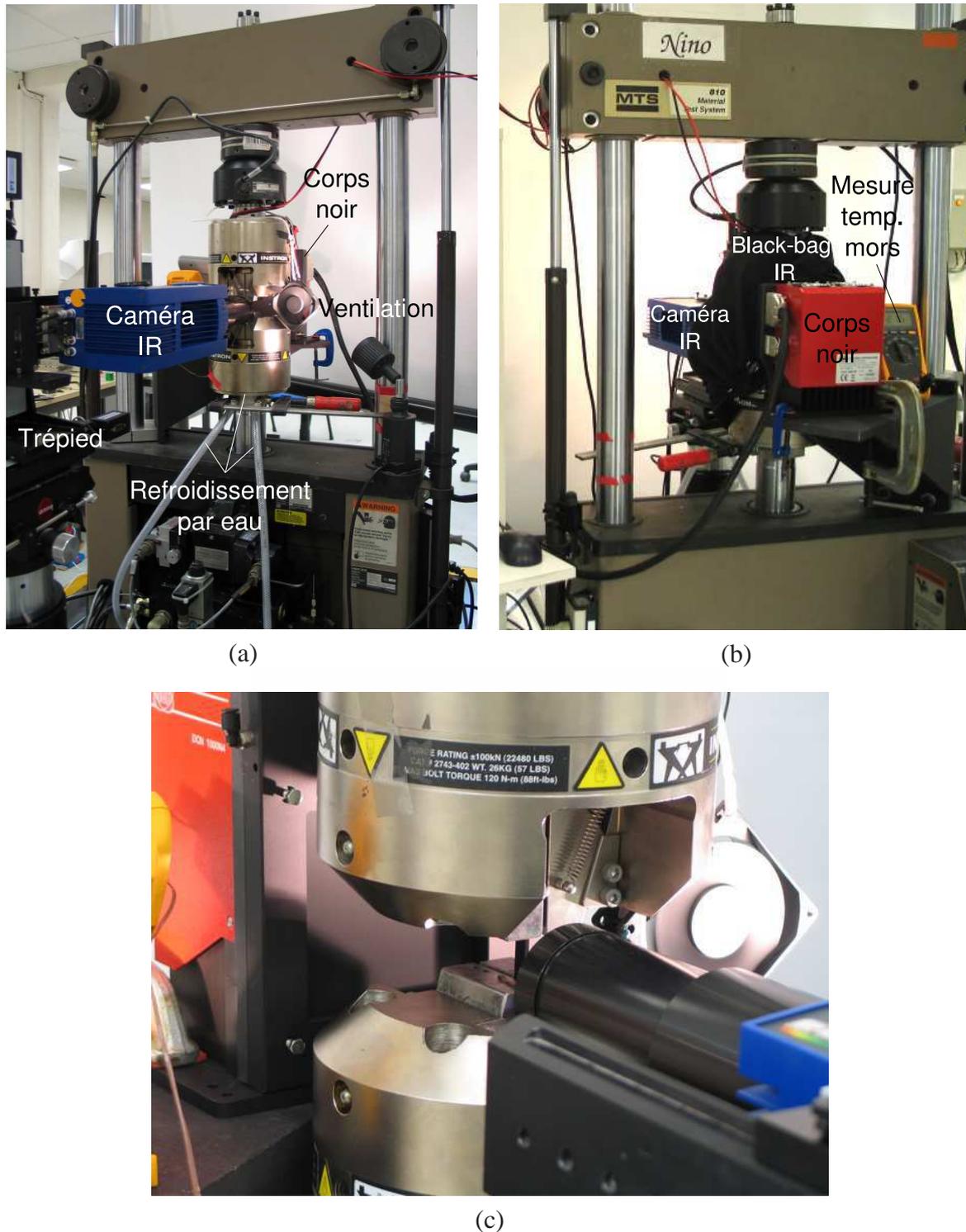
**TAB. 3.14 :** Influence de différents phénomènes sur la mesure de température. Ces ordres de grandeur ne sont à considérer que dans les conditions du protocole présenté. Les acquisitions sont suivies de moyennes temporelles suffisantes.

le problème puisque les turbulences sont naturellement lentes. En outre une émissivité trop faible renforce obligatoirement les effets de réflexion qui peuvent alors devenir très pénalisants (les amplitudes données sont dans le cas de l'utilisation d'un revêtement à une haute émissivité). Il faut garder à l'esprit que la majorité des problèmes optiques précédemment décrits proviennent des particularités de l'objectif utilisé (un objectif plus commun - pas microscopique - poserait moins de problème).

- Les secondes sont très sensibles à la combinaison du couplage thermoélastique et de la conduction. Hormis par post-traitement (ce qui n'est pas aisé car cela nécessite une connaissance des différentes hétérogénéités), il est très difficile d'éviter les effets de cette combinaison : augmenter la fréquence de sollicitation diminue l'effet de la conduction intra-éprouvette mais augmente celui de la conduction trans-revêtement, et inversement. Si le champ de contrainte - cas d'une structure (resp. l'épaisseur du revêtement - notre cas au bord) est hétérogène il faut choisir une fréquence de sollicitation si possible élevée (resp. basse). Mais que faire<sup>49</sup> dans le cas où champs de contrainte et épaisseur sont hétérogènes ?

On peut se demander dans quelle mesure une approche combinant les deux méthodes ne serait pas une solution particulièrement intéressante. Il doit également être remarqué que la caméra en elle-même (objectif non-compris) n'est pas le maillon faible de la chaîne de mesure pour peu que l'on utilise un réglage (IT) et un traitement des données adéquat. On insiste sur ce fait car les caméras infrarouge sont souvent jugées de prime abord responsables de la médiocrité des mesures thermiques lors d'essais mécaniques, alors que c'est plutôt leur « trop » grande sensibilité qui permet de mesurer des artefacts. Il n'en reste pas moins que dans le cas de mesures 2D non-moyennées temporellement, le bruit de mesure propre à la caméra est pour une grande part responsable de la difficulté d'inversion de l'équation de la chaleur.

<sup>49</sup>Il faudrait trouver un revêtement tel qu'il existe une plage de fréquences entre des effets de conduction intra-éprouvette et trans-revêtement trop importants... ce qui n'est pas simple.



**FIG. 3.68 :** Montage expérimental complet vu de (a) devant sans black-bag IR, (b) derrière avec black-bag IR et (c) détail de la zone de mesure (sans black-bag IR) : corps noir, ventilateur, objectif, éprouvette, thermocouple de contrôle de la température du mors.

« Détermination des propriétés en FGNC à partir d'essais d'auto-échauffement »

Afin d'éviter (ou diminuer) les artefacts et/ou bruits sus-cités, la mesure repose sur un couple protocole d'acquisition / montage expérimental bien spécifique. On peut souligner certains choix du protocole d'acquisition qui se sont révélés cruciaux pour éviter (ou diminuer) ces phénomènes :

- La réalisation d'une mesure « la plus différentielle possible ». Elle permet en effet de supprimer plusieurs problèmes : l'influence de la convection stabilisée, l'effet Narcisse, l'effet de l'arrière plan, les défaut d'étalonnage, de l'hétérogénéité d'épaisseur de revêtement.
- La réalisation d'une acquisition asynchrone moyennée temporellement pour éviter les artefacts dus à la thermoélasticité.
- Enfin l'utilisation d'éprouvettes étalon (22MnB5 non-décarbure) et de démonstration, qui permettent de vérifier la validité des champs thermiques mesurés dans les conditions réelles.

De même le montage expérimental (figure 3.68) s'est progressivement organisé autour de l'éprouvette selon 3 axes s'intersectant en lieu et place de l'éprouvette :

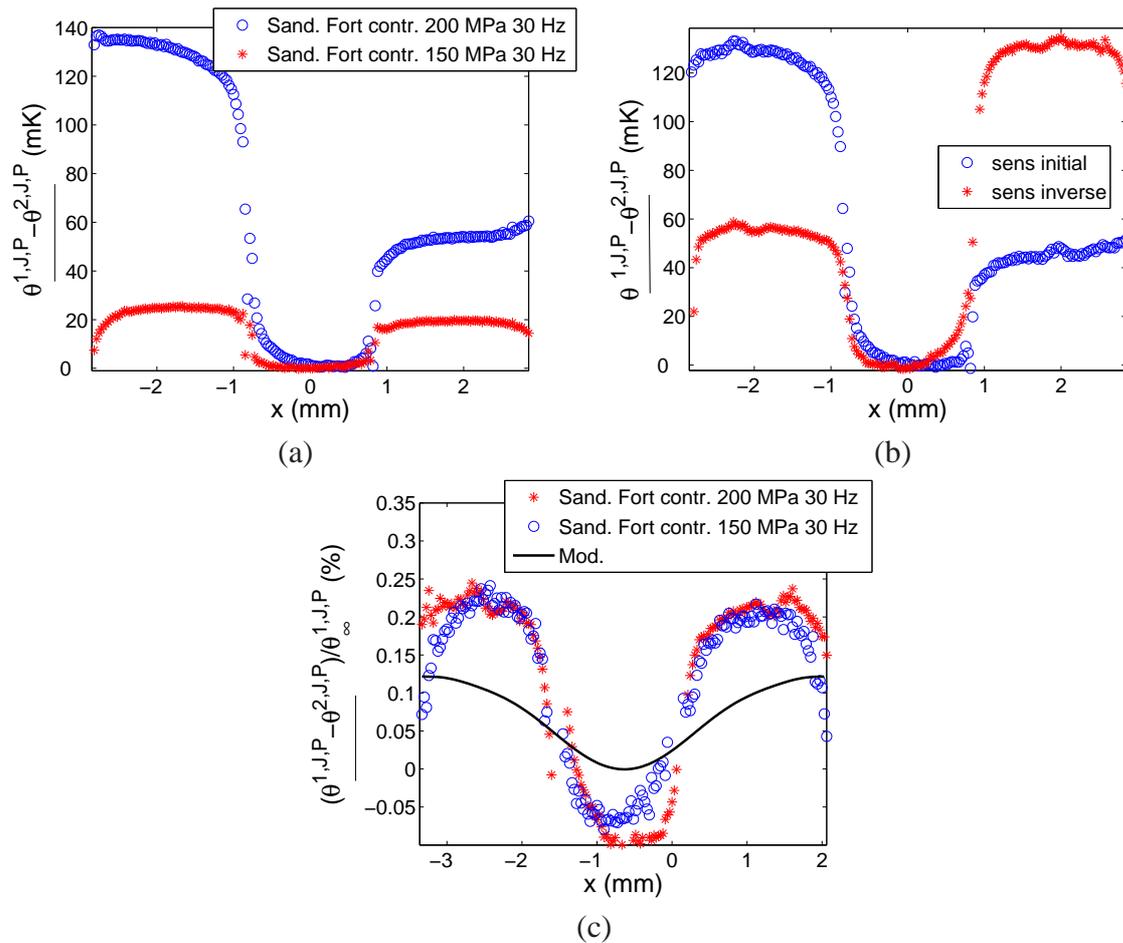
- L'axe de sollicitation : outre les éléments habituels d'un montage d'essai de traction alternée, une entretoise de refroidissement est interposée entre le vérin hydraulique et le mors inférieur pour diminuer l'amplitude des températures des masses d'air circulant dans l'enceinte créée par le Black Bag IR.
- L'axe de mesure : en plus de la caméra, un corps noir étendu est installé derrière l'éprouvette pour assurer un environnement radiatif constant. La mesure différentielle n'est en effet efficace que si les perturbations sont inchangées !
- Hors axe : un système de ventilation est mis en place pour obtenir une convection forcée au niveau de l'éprouvette et par là même accélérer le passage des masses d'air pour rendre la moyenne temporelle plus efficace.

Nous allons maintenant vérifier grâce aux éprouvettes de démonstration que ce protocole complet permet des mesures thermiques 1D à l'échelle de quelques mK.

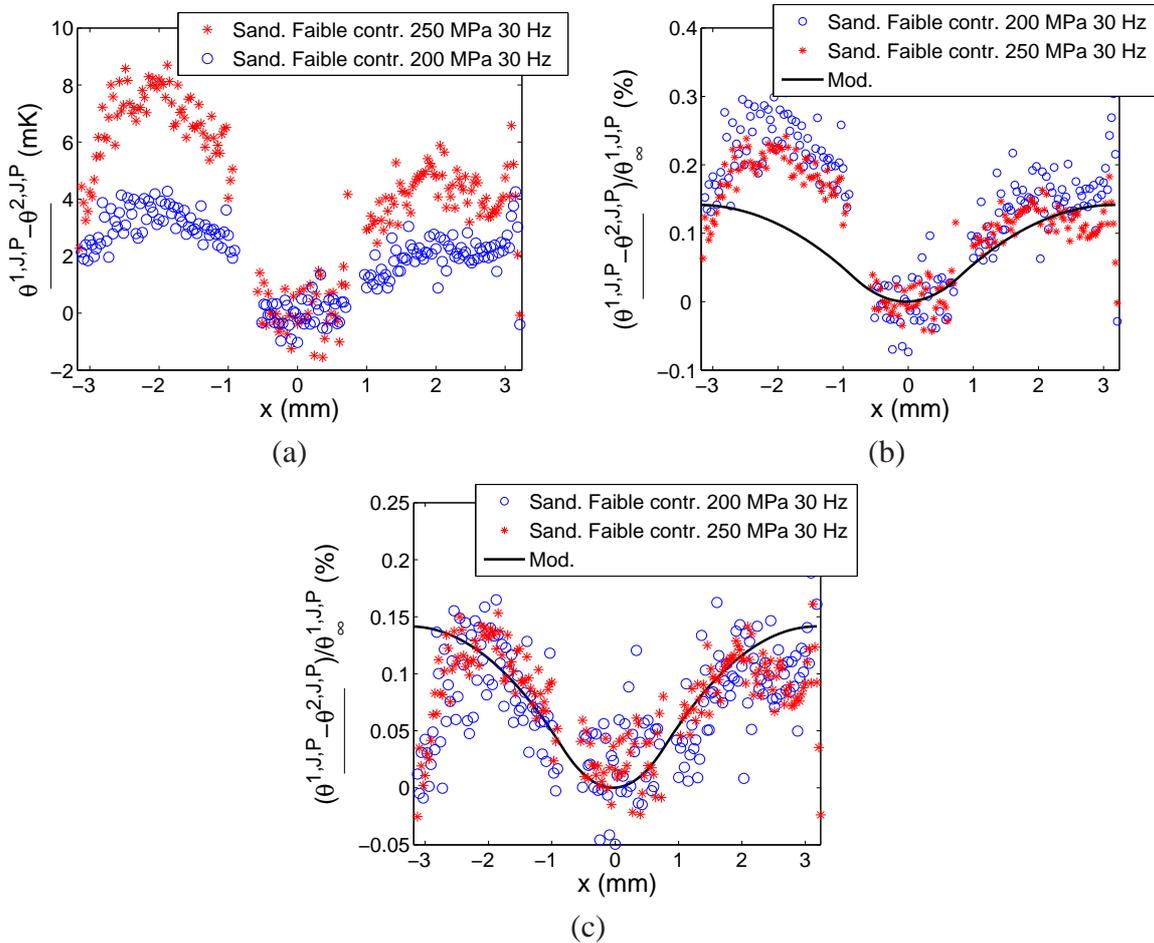
## 5 Résultats et discussion

### 5.1 Éprouvettes de démonstration

Il est à présent possible d'appliquer la procédure expérimentale à nos différentes éprouvettes. Les éprouvettes de démonstration à fort et faible contraste sont testées pour différentes amplitudes de contrainte en suivant le protocole simple (mesure unique suivie d'une moyenne sur 4 secondes). On voit tout d'abord en figure 3.69 (a) que l'hétérogénéité du champ de température de l'éprouvette à fort contraste présente des discontinuités marquées au droit des interfaces malgré l'usage de pâte conductrice. En outre le champ de température n'est pas symétrique par rapport à son plan médian. En tournant l'éprouvette de  $\pi$  par rapport à  $z$ , on voit que la dissymétrie est liée au repère de l'éprouvette et non au repère machine (figure 3.69 (b)) : malgré les précautions prises, le film de pâte à haute



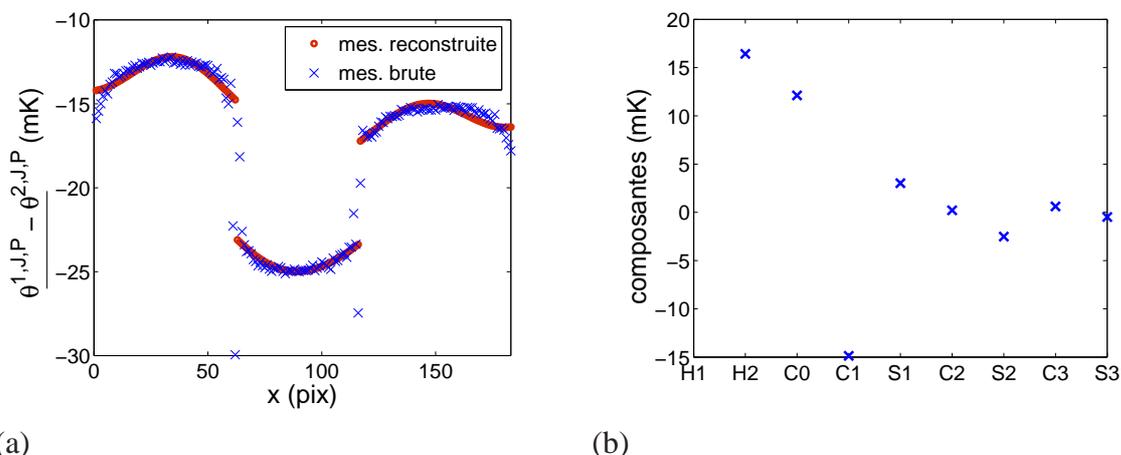
**FIG. 3.69** : Mesure du champ de température de l'éprouvette sandwich à fort contraste : (a) mesures pour deux amplitudes de contrainte différentes, (b) mise en évidence du défaut d'interface par retournement de l'éprouvette et (c) champ de température normé après suppression des sauts aux interfaces.



**FIG. 3.70 :** Mesure du champ de température de l'éprouvette sandwich à faible contraste : (a) mesure différentielle à deux amplitudes de contrainte, (b) comparaison des mesures normées avec la prévision du modèle et (c) champ de température normé après suppression des sauts aux interfaces.

conductivité n'est pas d'épaisseur identique pour les deux interfaces. On peut évaluer le coefficient de transfert de chaleur de la surface  $h$  par mesure du saut et de la pente au droit de l'interface : on trouve  $h_1 \approx 580 \pm 250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour l'interface « épaisse » et  $h_2 \approx 625 \pm 75 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour l'interface mince. Cette dernière semble avoir de meilleures propriétés, mais la différence entre les deux interfaces est néanmoins comprise dans l'intervalle d'incertitude.

Les sauts aux interfaces contribuent majoritairement à l'hétérogénéité (p. ex. saut de  $\approx 90 \text{ mK}$  à l'interface épaisse pour une différence maximale entre tôle extérieure et intérieure de  $130 \text{ mK}$  et une amplitude de contrainte de  $200 \text{ MPa}$ ), mais nous avons montré en partie 3 que pour des valeurs de coefficient d'échange aux interfaces supérieures à  $500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  le champ de température n'est - hormis le saut - que très peu affecté par l'interface. On peut



**FIG. 3.71 :** Exemple de projection d'un champ thermique expérimental sur la base enrichie : (a) signal brut et reconstruit avec la famille de 8 vecteurs et (b) composantes selon chaque vecteur :  $H1$  et  $H2$  sont les composantes des vecteurs créneaux,  $C0$  la composante constante, les  $Ci$  et  $Si$  les composantes de Fourier. (Le signal projeté est celui d'une éprouvette à fort contraste à 150 MPa à 30 Hz).

donc supprimer les sauts aux interfaces des mesures expérimentales et comparer celle-ci à la prévision du modèle (figure 3.69 (c)). L'ordre de grandeur des amplitudes est le même entre essai et simulation, mais le modèle la sous-estime. Les deux courbes expérimentales sont en outre proches une fois normées par la température moyenne en régime établi. On observe également une chute de la température au bord que le modèle ne prévoit pas.

Dans le cas de l'éprouvette à faible contraste, les sauts sont moins perceptibles (figure 3.70 (a)) et la prévision du modèle et les mesures sont comparables en normant directement les champs sans supprimer les sauts (figure 3.70 (b)). Les résultats sont encore une fois plus convaincants en supprimant les sauts (figure 3.70 (c)) : les courbes expérimentales sont en bon accord et l'ordre de grandeur du modèle semble très bien correspondre à celui des mesures.

Ces dernières comparaisons sont néanmoins subjectives puisque la suppression des sauts se fait de manière arbitraire. On décide donc de comparer plus objectivement prévisions et mesures en projetant<sup>50</sup> les champs sur une famille de vecteurs composés de la base des 6 premiers vecteurs de Fourier enrichie de deux fonctions créneaux situés aux abscisses correspondant aux interfaces (exemple donné figure 3.71). Après inversion de la matrice des produit scalaires (les vecteurs de la famille ne forment pas une base), les composantes de Fourier sont obtenues pour les différents chargements et types d'éprouvettes et comparées aux composantes des champs simulés (tableau 3.15).

<sup>50</sup>La projection n'a pas lieu sur tout le segment correspondant à l'épaisseur des éprouvettes mais est restreinte à trois segments tels que les points aberrants (une quinzaine en tout) dus aux variations d'émissivité aux interfaces ne sont pas pris en compte.

Éprouvette à fort contraste		
	$\Theta_1 = \theta_1/\theta_0$	$\Theta_2 = \theta_2/\theta_0$
Modèle (%)	-0,060	0,010
Mesure à 200MPa (%)	-0,124	0,061
Mesure à 150MPa (%)	-0,109	0,072
DEE (%)	13	16
DEM (%)	32	16

Éprouvette à faible contraste		
	$\Theta_1 = \theta_1/\theta_0$	$\Theta_2 = \theta_2/\theta_0$
Modèle (%)	-0,068	0,011
Mesure à 250MPa (%)	-0,044	0,025
Mesure à 200MPa (%)	-0,059	0,031
DEE (%)	30	21
DEM (%)	28	87

**TAB. 3.15 :** Comparaison des composantes de Fourier  $\theta_1$  et  $\theta_2$  obtenues par simulations et mesures expérimentales des éprouvettes de démonstration.

À titre de comparaison, on définit la différence entre essais

$$DEE = \frac{2|\Theta_i(exp1) - \Theta_i(exp2)|}{\Theta_i(exp1) + \Theta_i(exp2)}, \quad (3.42)$$

où  $exp1$  et  $exp2$  sont les deux mesures expérimentales faites sur chaque éprouvette. De même on définit la différence essais/modèle comme

$$DEM = \frac{2|(\Theta_i(exp1) + \Theta_i(exp2)) - \Theta_i(modele)|}{(\Theta_i(exp1) + \Theta_i(exp2)) + \Theta_i(modele)}. \quad (3.43)$$

Dans le cas du sandwich à fort contraste, on voit que la concordance est relativement bonne d'un essai à l'autre (DEE de l'ordre de 15 %, pour des amplitudes de température réelles de l'ordre de 30 mK). Il faut garder à l'esprit qu'il ne s'agit pas ici exactement de reproductibilité car les deux essais sont différents. Il s'agit plutôt d'une vérification de l'approche par température normée, qui inclut en plus les incertitudes de mesures. La différence entre mesure et modèle est importante (environ 30 % d'erreur relative sur  $\Theta_1$ ), sans doute à cause d'un mauvais choix de paramètres du modèle (sous-estimation de l'énergie dissipée dans les tôles de P260).

Dans le cas du sandwich à faible contraste, la concordance entre essai est moindre mais reste bonne pour des amplitudes de température sensiblement moins élevées (< 10 mK). La différence entre modèle et mesure est du même ordre de grandeur que précédemment, il semble qu'ici l'énergie dissipée par les tôles extérieures soit légèrement sur-estimée.

On peut donc conclure que d'une part l'approche par température normée - qui découle de la modélisation - se vérifie expérimentalement, et d'autre part que la concordance avec le

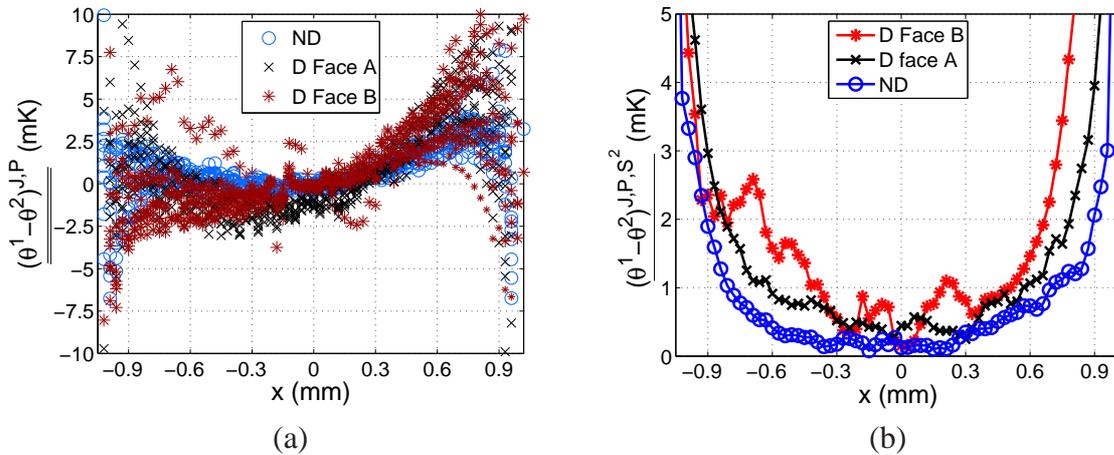
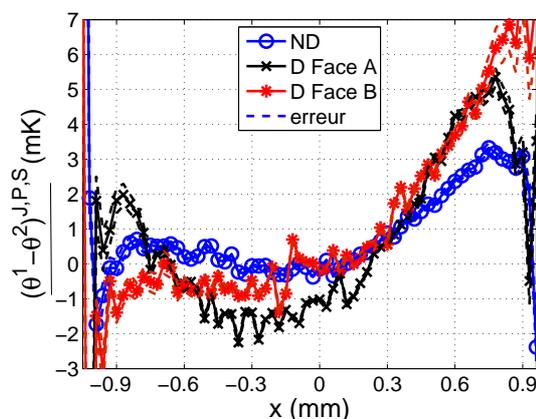


FIG. 3.72 : Température différentielle des éprouvettes de 22MnB5 : (a) 3 séries de 10 mesures fragmentées, (b) écart-type de chaque série de 10 mesures. (D : décarburée, ND : non-décarburée).

modèle est acceptable en regard de sa simplicité (aucun paramètre des tôles extérieures n'a été identifié à partir d'essais d'auto-échauffement). Enfin, le but premier de ces éprouvettes de démonstration était de qualifier le protocole expérimental. Elles permettent ainsi de dire que *l'ordre de grandeur du bruit de mesure est très faible, de l'ordre de 1 mK* dans les conditions sus-citées (1 acquisition asynchrone moyennée temporellement sur 4 secondes). Il faut insister sur ce résultat car un tel niveau de bruit n'est habituellement rencontré que lors d'acquisitions synchrones, ce qui n'est pas le cas ici. Nous allons à présent discuter des mesures sur éprouvettes de 22MnB5 réalisées avec le protocole de mesures répétées.

## 5.2 Éprouvettes d'acier 22MnB5

Le protocole d'acquisition fragmentée est quant à lui appliqué aux éprouvettes en 22MnB5. Afin de vérifier que les champs obtenus sont bien propres aux éprouvettes, les mesures sont réalisées une première fois puis une deuxième fois après avoir tourné l'éprouvette autour de  $y$ . La figure 3.72 (a) présente la série de 10 mesures différentielles pour les deux faces de la *même* éprouvette d'acier 22MnB5 décarburée, et une troisième série de 10 mesures sur une éprouvette d'acier 22MnB5 non-décarburée. Toutes les éprouvettes sont sollicitées à une amplitude de 500 MPa à 30 Hz. Chaque courbe a été très légèrement traduite selon l'axe des température de telle sorte que leur moyenne sur les 10 pixels centraux soit nulle. Cette correction est nécessaire car la soustraction des deux séquences ne donne jamais rigoureusement la même valeur au niveau du plan médian, ce qui gêne la lecture. On voit que pour une même face les 10 mesures sont différentes à cause du « bruit de convection », en particulier près des bords : aspect chaotique, erreur non systématique. Les mesures sont dissymétriques pour les deux faces de l'éprouvette décarburée, toutes deux présentant des températures plus élevées du côté droit du cadrage - fait plus marqué pour la face B - ce qui montre que la dissymétrie n'est pas liée à l'éprouvette. Néanmoins d'une face à l'autre la



**FIG. 3.73 :** Température différentielle des éprouvettes de 22MnB5 après moyennage temporel. L'erreur estimée ne prend pas en compte l'erreur systématique de mesure. (D : décarburée, ND : non-décarburée).

courbure du champ est relativement similaire.

Le calcul de l'écart-type  $(\theta^1 - \theta^2)_{J,P,S^2}$  de chaque série de 10 mesures est présenté figure 3.72 (b). On voit que celui-ci est inférieur à 1 mK sur environ 2/3 de la largeur de l'éprouvette, mais dépasse les 5 mK au bord de l'éprouvette, ce qui confirme l'influence de la convection plus importante sur les bords (on trouvait 2 mK à 5 pixels du bord pour une moyenne sur 4 secondes, ce qui correspond ici à la mesure sur l'éprouvette non-décarburée).

La figure 3.72 (a) montre néanmoins que malgré le bruit de mesure, la différence entre éprouvette décarburée et non-décarburée est perceptible (la courbure est moindre dans le cas non-décarburé). Afin de réduire le bruit de mesure, on applique la moyenne sur les 10 mesures identiques et l'on obtient alors une seule courbe  $(\theta^1 - \theta^2)_{J,P,S}$  par mesure fragmentée (figure 3.73).

La figure 3.73 suscite alors plusieurs réflexions :

- Vu que l'on divise presque par deux l'écart-type temporel en multipliant par deux le temps de moyenne (3,6 mK pour 2s, 2,0 mK pour 4s et 1,2 mK pour 8s) on peut supposer qu'en moyennant les 10 résultats obtenus avec une moyenne sur 4 secondes, on divise encore environ par 8 l'influence de la convection. Les courbes de la figure 3.73 peuvent donc être annoncées avec une incertitude standard inférieure à 0,5 mK excepté pour les  $\approx 5$  pixels les plus proches des bords. Ces courbes bien représentatives d'un signal et non majoritairement d'un bruit mais il faut garder à l'esprit qu'une erreur systématique demeure.
- L'ordre de grandeur des champs mesurés correspond à celui attendu ( $< 10$  mK). Il ne faut certes pas se satisfaire d'un simple ordre de grandeur, mais il est à noter que ce seul fait est déjà remarquable. Tous les protocoles utilisés jusque là - auxquels au moins un élément du montage expérimental ou du protocole de traitement faisait défaut - ne permettaient ne serait-ce que d'atteindre cet ordre de grandeur car des artefacts d'amplitudes supérieures étaient alors présents.

- Les résultats sont reproductibles. Une même éprouvette montée, cyclée, démontée et remontée à l'envers donne des résultats similaires (même ordre de grandeur, même tendance).
- Les courbes sont toutes dissymétriques : les températures sont plus élevées du côté droit du cadrage. Si l'on suppose que la température réelle de l'éprouvette est symétrique, la mesure est alors affectée d'une pente de l'ordre de 3 mK/2 mm. Cette pente est indépendante du retournement de l'éprouvette, et l'on peut par conséquent supposer qu'il s'agit là d'une erreur systématique de mesure différentielle (la soustraction ne la supprime pas). Au vu de la discussion en partie 4 sur les différents artefacts, seule la convection semble pouvoir expliquer cette erreur systématique. Le protocole de mesure proposé (mesure différentielle à même température moyenne) ne permet en effet de supprimer *qu'en première approximation* l'effet de la convection (il ne la supprime que dans la mesure où le flux à l'interface est proportionnel au saut de température). Or le régime de convection forcée est très probablement différent sur les deux faces de l'éprouvette à cause de la dissymétrie du montage. Il serait donc *a priori* possible de corriger la dissymétrie du champ en identifiant en post-traitement les coefficients d'échanges thermiques adéquats (quadratiques) sur les deux faces.
- Les courbes sont toutes concaves, ce qui ne devrait être théoriquement seulement le cas des éprouvettes décarburées. Soit il s'agit d'un artefact de mesure, alors inexpliqué, soit il s'agit de la température réelle de l'éprouvette. Dans ce dernier cas, cela signifierait que même l'éprouvette non-décarburée a une activité microplastique plus importante en surface. Ceci n'est pas en soit surprenant<sup>51</sup>, le fait que cette activité soit détectable thermiquement signifierait qu'elle est relativement importante. L'identification d'une valeur de  $m$  particulièrement faible en début de ce chapitre est sans doute à rapprocher de cette co-existence de deux populations de foyers.
- On observe quoiqu'il en soit une concavité plus marquée pour l'éprouvette décarburée, ce qui correspond à la modélisation. Les bords de l'éprouvette ont une température plus élevée que celle non-décarburée d'environ +2 mK.
- Enfin, indépendamment des considérations sur la température de l'éprouvette non-décarburée, les bords de l'éprouvette sont en moyenne à +5,25 mK par rapport au centre, ce qui est très proche de ce que prévoit le modèle : la différence normée entre bord et centre prévue sans convection est de 0,07 %, soit +4,5 mK pour une température moyenne stabilisée de +6,5 K.

Ces différents points nous permettent de dire qu'*il est possible de mesurer la différence de champ de température, de l'ordre de seulement quelques mK, entre les deux tôles de 22MnB5*. L'utilisation de ces résultats pour identifier les champs de sources semble par contre difficile à cause du rapport signal/bruit.

---

<sup>51</sup>Peut-on vraiment considérer la tôle non-décarburée homogène au vu de la figure 3.5 (a) ?

## 6 Conclusions

Ce chapitre avait pour but de discuter de la faisabilité de mesures d'auto-échauffement dans le cadre de l'étude des effets de surface en fatigue à grand nombre de cycles. Nous avons vu que les effets de surface étaient le sujet de nombreuses recherches en fatigue et par conséquent l'application des essais d'auto-échauffement à ces effets étaient d'intérêt pour différentes raisons : gain de temps, approche complémentaire, potentielle mesure de l'hétérogénéité à proximité de la surface. Nous avons tout d'abord étudié l'effet de la décarburation d'une tôle d'acier à haute limite d'élasticité sur sa température moyenne lors d'essai d'auto-échauffement : la différence entre tôle décarburée et non-décarburée est de plusieurs dixièmes de degré à plusieurs degrés Kelvin dans nos conditions d'essais, si bien que l'utilisation de simples thermocouples est possible. L'interprétation des courbes d'auto-échauffement obtenues n'est par contre pas évidente. Une première approche ne considérant pas d'hétérogénéité de propriétés matérielles ne permet pas d'estimer la chute de limite d'endurance due à la décarburation. Une deuxième approche considère l'effet de surface comme une couche de propriétés homogènes différentes de celle à coeur dont l'épaisseur est estimée via micrographie et/ou microdureté. Ce second modèle, bien qu'il soit *a priori* plus riche, sous-estime également la chute de limite d'endurance. On décide par conséquent de mesurer le champ de température des éprouvettes décarburées pour mieux estimer l'effet de surface et améliorer la modélisation.

Nous avons tout d'abord voulu savoir dans quelle mesure il est possible d'obtenir le champ de température dû à l'effet de surface dans l'épaisseur de la tôle. Une modélisation de ce champ utilisant les paramètres déduits des essais d'auto-échauffements précédents prévoyant des hétérogénéités très faibles (de l'ordre de 10 mK, voire moins), un protocole expérimental a été mis au point afin de garantir le minimum d'erreur de mesure. Il est basé sur la mesure de la température par microscopie infrarouge sur la tranche de l'éprouvette pendant un essai d'auto-échauffement. Outre les précautions classiques d'étalonnage de la caméra infrarouge et de vérification de la sollicitation mécanique, divers points ont été abordés. En premier lieu l'effet du couplage thermoélastique a permis de choisir le type d'acquisition pour éviter tout artefact dû à la conduction au sein de l'éprouvette comme du revêtement. Ensuite un revêtement à haute émissivité - un des éléments clefs du protocole - a été choisi et caractérisé : il s'agit d'un dépôt de carbone dont les propriétés se sont révélées particulièrement intéressantes. Enfin l'accent a été mis sur les artefacts optiques et thermiques qui peuvent perturber la mesure : réflexions multiples de l'objectif et convection autour de l'éprouvette. L'utilisation d'éprouvettes de démonstration (ici les éprouvettes sandwich) ou étalon (les éprouvettes de 22MnB5 non-décarburé) ont permis de vérifier la pertinence de la mesure et d'identifier et/ou expliquer plusieurs artefacts au cours de ce travail.

Il doit être noté que la majorité des difficultés expérimentales rencontrées est due à la réalisation de mesure par *microscopie* infrarouge *in situ*. L'échelle d'observation fait tout d'abord que tout léger mouvement de corps rigide est non-négligeable. Ensuite, en deçà de l'échelle centimétrique, les effets de conduction sont très importants à la fois pour le régime

établi (gradient de température très faible) et pour le régime pulsé (atténuation et déphasage des hétérogénéités de température). De plus les revêtements à haute émissivité traditionnels ne peuvent pas être utilisés compte tenu de leur « rugosité ». S'ajoute à cela la proximité de l'objectif et son optique particulière qui provoquent des artefacts plus importants que ceux observés avec des objectifs classiques. La distance de travail n'a pas permis l'utilisation d'une enceinte sous vide, qui aurait pourtant supprimé *a priori* une grande partie des problèmes de convection. Enfin l'encombrement, la faible profondeur de champ et la distance de travail réduite ne facilitent de manière générale pas la mise en place de l'essai.

Le protocole défini permet des mesures thermiques différentielles à l'échelle microscopique, issues de moyennes temporelles et spatiales, d'une résolution de l'ordre du milliKelvin mais dont les incertitudes de mesure sont estimées du même ordre de grandeur. Cette méthode de mesure de champ 1D s'avère suffisante pour différencier qualitativement - voire quantitativement - une éprouvette décarburée d'une éprouvette non-décarburée. Néanmoins elle n'est *a priori* pas assez précise pour permettre une identification inverse des champs de sources alors même que l'effet de surface choisi est particulièrement marqué en fatigue et lorsque l'on considère la température moyenne de l'éprouvette. On peut donc conclure que la thermographie infrarouge permet - au prix d'un protocole expérimental non trivial - d'étudier l'hétérogénéité des effets de surface par essais d'auto-échauffement pour des tôles d'acier d'épaisseur millimétrique. Elle offre des résultats qualitatifs très intéressants (par exemple dans notre cas mettre à jour l'existence d'une population de foyers différente en surface même dans le cas non-décarburé). Si l'on veut quantifier plus précisément le cas qui nous intéresse ici (un effet de surface sur tôles d'acier d'épaisseur millimétrique), il faut donc utiliser une autre approche que la thermographie. Une voie d'exploration<sup>52</sup> alternative de l'hétérogénéité de l'activité microplastique est par exemple la mesure topographique en post-chargement par interférométrie telle que proposée par [Saint-Sulpice, 2005] suite aux travaux de [Amiot, 2005]. Dans d'autres cas d'effet de surface sur tôle, la technique développée au cours de ce travail pourrait être appliquée et révéler tout son potentiel. S'il s'agit d'une tôle d'acier épaisse (conductivité identique, échelle spatiale supérieure) ou d'une tôle mince de titane par exemple (conductivité inférieure, échelle spatiale identique), l'amplitude du champ de température devrait être légèrement supérieure et donc être mesurable avec un plus fort rapport signal sur bruit grâce au protocole décrit.

---

<sup>52</sup>Plusieurs tentatives d'investigation de l'activité microplastique par interférométrie ont été faites. Malheureusement plusieurs problèmes expérimentaux (difficulté du polissage fin de cette nuance d'acier, impossibilité d'utiliser des éprouvettes à gradient de contrainte, nécessité de la mise en place de talons rapportés, dérèglement de l'interféromètre, etc.) ont empêché, pour l'instant, l'obtention de résultats exploitables.

---

# Conclusion

Le présent travail porte sur l'application des essais d'auto-échauffement à l'étude des structures. Ce type d'essai a fait ses preuves dans le cas d'éprouvette « volume élémentaire » en tant qu'outil de prévision de tenue à la fatigue et différents modèles sont capables de rendre compte du comportement thermique voire de fatigue des éprouvettes testées. On était donc en droit de se demander dans quelle mesure cette technique était - ou non - transposable aux structures. Plusieurs études abordent déjà plus ou moins brièvement ce champ d'investigation - via des mesures ponctuelles ou de champ - mais sans explicitement discerner l'influence de la multiaxialité des contraintes, celle de l'hétérogénéité structurale (hétérogénéité de contrainte due à la géométrie) et celle de l'hétérogénéité intrinsèque (hétérogénéité des propriétés matériaux). Notre étude distingue autant que possible ces trois contributions.

L'effet de la multiaxialité des contraintes sur les mesures d'auto-échauffement est tout d'abord examiné via deux campagnes d'essais biaxiaux. La première (essai de bitraction) permet de valider le choix d'une contrainte équivalente pour rendre en compte thermiquement des trajets proportionnels à contrainte moyenne nulle. La seconde (essai de traction-torsion) est choisie volontairement complémentaire afin de permettre la validation de ce premier modèle dans le cas de chargements non-proportionnels. Enfin une campagne de fatigue de traction-torsion (proportionnelle et non-proportionnelle) a été menée, aboutissant d'une part à l'abandon du premier modèle dans le cas de chargements non-proportionnels et d'autre part à la validation du modèle multiaxial proposé par [Doudard, 2004]. Ces différentes confrontations essais/modèles montrent tout d'abord qu'il est à présent possible de ramener tout essai d'auto-échauffement - proportionnel comme non-proportionnel - à un essai de référence (inversement, de calculer toute courbe d'auto-échauffement à partir d'une seule). Ensuite, elles prouvent que l'on peut prévoir raisonnablement la limite d'endurance pour tout chargement de fatigue à partir d'un premier modèle (exception faite des chargements non-proportionnels) ou d'un second (plus complexe, mais à même de traiter les cas non-proportionnels).

La contribution de l'hétérogénéité structurale est également explorée au cours du chapitre 2. Les essais de traction-torsion présentant en effet une hétérogénéité de contrainte connue, un facteur d'hétérogénéité est introduit pour rendre compte de son effet à la fois lors des mesures thermiques et des essais de fatigue. Ce facteur permet de lier intimement essais hétérogènes d'auto-échauffement et de fatigue, et par là même de s'affranchir de l'hétérogénéité de l'éprouvette, par exemple en utilisant une contrainte effective dissipative appropriée au lieu de l'amplitude de contrainte habituellement utilisée lors d'essais homogènes. Les confrontations essais/modèles valident ici l'approche 0D (mesure ponctuelle en situation homogène) dans le cas de structures à la condition *sine qua non* de connaître

l'hétérogénéité du chargement et les conditions aux limites thermiques (cas des soufflets de [Arnould et al., 2005] par exemple). Dans le cas contraire l'utilisation d'une caméra infra-rouge pour connaître (partiellement) le champ de température de la structure est nécessaire.

Troisièmement l'hétérogénéité intrinsèque est étudiée, plus particulièrement celle des effets de surface en fatigue. La problématique est ici différente de celle de l'hétérogénéité structurale car l'hétérogénéité intrinsèque est généralement méconnue voire inconnue. On cherche donc à savoir sous quelles conditions celle-ci est identifiable par des essais d'auto-échauffement. L'approche « 0D » (mesure ponctuelle) utilisée jusqu'ici est alors mise en défaut malgré la prise en compte d'une hétérogénéité de propriétés matérielles estimée à partir de données complémentaires. Une approche expérimentale plus riche, basée sur la mesure du champ de température de l'éprouvette, est développée afin de mieux caractériser l'effet de surface et par suite améliorer sa modélisation. De nombreuses précautions ont dû être prises vis-à-vis de l'utilisation de l'objectif de microscopie infrarouge car il est responsable d'une grande majorité des difficultés rencontrées. Outre les écueils habituels de la microscopie *in situ* (mouvement de corps rigide), l'objectif choisi provoque plusieurs artefacts optiques non négligeables. Il est néanmoins possible de corriger/éviter ces artefacts via des procédures de post-traitement (correction des mouvements de corps rigide, réalisation de mesures différentielles) et des dispositifs expérimentaux adéquats (stabilisation de l'environnement radiatif). Comme montré dans le tableau 3.14, le maillon faible de telles mesures est alors la convection turbulente due à la simple présence de l'atmosphère autour de l'éprouvette. Dans le cas étudié (tôle d'épaisseur millimétrique en acier) le gradient de température est très faible mais peut néanmoins être mesuré. Le cas d'autres tôles (plus épaisses et/ou moins conductrices) est envisageable et permettrait de remonter aux sources thermiques.

D'un point de vue théorique, il est possible d'appliquer les essais d'auto-échauffement à des structures en considérant séparément les trois contributions sus-citées, et d'en estimer la tenue à la fatigue grâce à une simple mesure moyenne. Dans les faits, l'hétérogénéité structurale du chargement peut être aisément évaluée et prise en compte via un calcul EF par exemple, et l'effet de multiaxialité des contraintes estimé préalablement sur une structure plus simple si besoin (p. ex. une éprouvette de traction-torsion). La difficulté majeure provient de l'hétérogénéité intrinsèque que seules des mesures complémentaires permettent - en général - de caractériser. Nous avons montré ici que dans le cas particulier - néanmoins répandu - d'hétérogénéité unidirectionnelle il était possible d'évaluer directement l'hétérogénéité par mesure thermographique. On comprend que la thermographie peut intervenir dans le cas d'une structure en permettant d'évaluer directement l'hétérogénéité du champ de température réel et par la suite de le comparer à une simulation thermique de la structure ne prenant en compte que l'hétérogénéité de chargement et la multiaxialité des contraintes. La différence proviendrait alors de l'hétérogénéité intrinsèque de la structure qui serait ainsi qualifiée.

Le champ d'application des essais d'auto-échauffement semble donc vaste et les perspectives nombreuses. Simple curiosité dans les années 20, ce phénomène est de-

venu au tournant du siècle - de [Luong, 1992] (méthode empirique, déterministe) à [Doudard et al., 2004] (modèle rationnel, probabiliste) - une nouvelle approche de la fatigue dans les cas homogènes et uniaxiaux. Le passage aux structures réelles, soumises à des chargements hétérogènes et multiaxiaux, est en cours : estimation de la limite d'endurance une structure complexe [Arnould et al., 2005] ; lien explicite entre auto-échauffement sur structure et fatigue sur structure. Le contexte industriel actuel - conception plus rapide, avec moins d'essai, etc. - ne peut être que demandeur de cette nouvelle approche pour peu que l'on prouve sa pertinence dans des cas réels. Pour cela plusieurs pistes sont à suivre.

Tout d'abord une meilleure compréhension du phénomène d'auto-échauffement ainsi que de son lien avec celui de fatigue est d'intérêt. Des études expérimentales à l'échelle microscopique - interférométrie [Saint-Sulpice, 2005] - devraient permettre de mieux comprendre la base même du phénomène qu'est l'apparition de la population de foyers. Cette population évolue-t-elle au cours du chargement comme le laisse penser le modèle et les premières observations ? Cette population varie-t-elle avec l'amplitude de chargement comme on le suppose et comme il a pu être une première fois vu [Saint-Sulpice, 2005] ? Y a-t-il différentes populations selon la multiaxialité des contraintes ?

Dans le même temps un effort de modélisation - dépendant en partie des observations précédemment citées - pourrait également contribuer à renforcer le lien entre signature thermique et propriétés à la fatigue. Dans le cas multiaxial, on pourrait réécrire le modèle en incluant la contrainte normale sur chaque plan de glissement par exemple. Pour le traitement des effets de surface, les signatures thermiques obtenues dans le cas d'effet de surface montrent qu'une approche expérimentale 0D est pertinente. La modélisation doit par contre être améliorée pour permettre une estimation exacte de l'influence des effets de surface sur la limite d'endurance. Il serait par exemple possible de considérer une surface de caractéristique différente (approche surfacique), et non plus une couche (approche volumique). Dans le cas du 22MnB5, cette surface (ou couche) pourrait être modélisée par un modèle de Weibull à 3 paramètres. Il pourrait également être nécessaire d'introduire un effet de surface dans le modèle de tôle non-décarburrée comme le suggèrent les mesures thermographiques.

Parallèlement à ces recherches, des applications à des cas concrets permettraient de rendre populaire les approches par auto-échauffement encore peu répandues dans le contexte général de la fatigue à grand nombre de cycles. Cette dernière piste est une motivation certaine au développement des essais d'auto-échauffement. Elle est à la croisée des chemins suivis par des travaux distincts : « ingrédients de base » (caractérisation expérimentale et modélisation de la (des ?) population(s) de foyers), prise en compte de l'hétérogénéité des contraintes (facteur d'hétérogénéité obtenu à partir de modélisation EF de la structure), prise en compte du comportement multiaxial (caractérisation expérimentale et modélisation), prise en compte des hétérogénéités intrinsèques (caractérisation expérimentale et modélisation). On aboutirait ainsi à une démarche complète, de l'identification rapide (essais d'auto-échauffement sur structure) à la validation (comparaison prévision/campagne de fatigue sur la même structure).

Enfin, d'un point de vue expérimental, il a déjà été montré [Chrysochoos, 2002] que l'utilisation de moyens de mesure de champ par radiométrie peut aider à l'investigation lors d'essais autres que d'auto-échauffement. Une des conclusions du présent travail est que ces

mesures sont réalisables à des échelles submillimétriques, mais au prix d'un certain nombre de difficultés expérimentales. Elles nécessitent des conditions thermiques bien contrôlées pour qu'elles soient exploitables : maîtrise de la surface d'échange éprouvette/atmosphère, de la convection (voire utilisation d'une enceinte sous vide), de la température des mors, etc. Tout essai (thermo)mécanique destiné à la validation et/ou l'identification de paramètres de modèle thermodynamique est un candidat potentiel aux mesures thermographiques, puisqu'encore très peu de ces mesures viennent compléter les mesures mécaniques. Contrairement à la recherche du champ de sources thermiques, l'identification directe de paramètres de modèle permet de réduire l'influence du bruit et l'écart entre champ identifié et champ mesuré qualifie le modèle. Le protocole mis en place pourrait par exemple, *a priori* sans trop de modification, être utilisé pour la détection et quantification de plasticité en pointe de fissure. De manière plus générale l'application à des structures (géométries complexes, assemblages) est intéressante. Enfin la mesure combinée de champ de déplacement (par corrélation) et de température (par caméra infrarouge) sous sollicitation permettrait, d'une part, de corriger le déplacement des points physiques lors de la mesure de température, et, d'autre part, d'avoir accès en surface à un champ thermo-mécanique plus riche de l'éprouvette ( $\varepsilon(M)$  et  $\theta(M)$ ).

# A

## L'acquisition synchrone, une solution ?

Nous allons calculer la puissance dissipée par la population de foyers au cours d'un cycle de chargement. La puissance dissipée moyenne  $D$  a déjà été explicité en équation (1.16) et l'on a donc directement  $a_0 = D/V_f$ . Que vaut le fondamental du signal ? Comme nous l'avons vu précédemment, la puissance dissipée volumique d'un foyer vaut

$$\Delta_f = \frac{\sigma_y^\mu H(f) \dot{\Sigma}}{h} \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas d'un chargement sinusoïdal de traction  $\Sigma = \Sigma_0 \sin(\omega t)$ , il est possible d'exprimer simplement cette puissance au cours d'un demi-cycle (voir figure A.1)

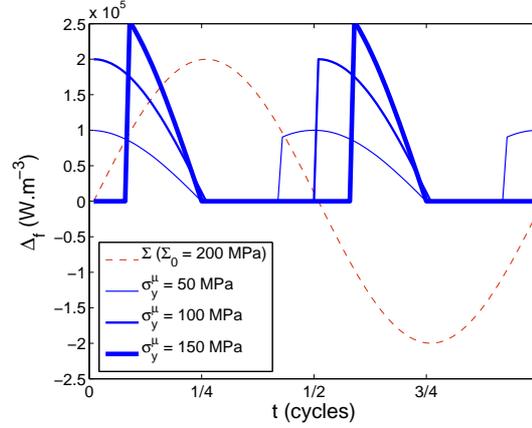
$$\begin{aligned} \Delta_f &= 0 & \text{pour} & & 0 \leq t < t_i & (\text{A.2}) \\ \Delta_f &= \frac{\sigma_y^\mu}{h} \Sigma_0 \cos(\omega t) & \text{pour} & & t_i \leq t < \frac{\pi}{2\omega} \\ \Delta_f &= 0 & \text{pour} & & \frac{\pi}{2\omega} \leq t < \frac{\pi}{\omega} \end{aligned}$$

avec

$$t_i = \frac{\sin^{-1}\left(\frac{2\sigma_y^\mu}{\Sigma_0} - 1\right)}{\omega} \quad (\text{A.3})$$

Nous remarquons que le fondamental du signal de puissance dissipée est à une fréquence double de la sollicitation puisque le foyer entre deux fois en régime plastique au cours d'un cycle de chargement. On considère par conséquent le signal à  $2\omega$  comme le signal de référence (les composantes impaires calculées par la suite ne sont donc pas nulles). On va chercher les premières composantes de Fourier (moyenne  $a_0$ , fondamental  $a_1$  et  $b_1$ ) de ce signal pour pouvoir calculer d'une part la réponse thermique moyenne et d'autre part la réponse thermique pulsée. Ces composantes  $a_i$  et  $b_i$  sont définies par

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} \Delta_f(t) dt & (\text{A.4}) \\ a_i &= \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} \Delta_f(t) \cos(i2\omega t) dt \\ b_i &= \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} \Delta_f(t) \sin(i2\omega t) dt. \end{aligned}$$



**FIG. A.1** : Puissance volumique dissipée au cours d'un cycle par un foyer selon sa limite d'élasticité microscopique  $\sigma_y^\mu$ .

On cherche donc à calculer  $a_1$  et  $b_1$ , ce qui nécessite la connaissance de la puissance dissipée par toute la population de foyers au cours d'un cycle, qui s'écrit

$$D(t) = \int_0^{\Sigma_0} \Delta_f(\Sigma, \Sigma_0, t) \frac{d\lambda}{d\Sigma} d\Sigma. \quad (\text{A.5})$$

Cette expression n'étant pas évidente à intégrer au vu de la définition de  $\Delta_f$  (définition par morceaux, délimité par des valeurs dépendant de  $\Sigma$ ) et sachant que l'on cherche seulement  $a_1$  et  $b_1$ , on va directement projeter  $D$  sur les vecteurs appropriés, ce qui va nous permettre de résoudre simplement l'expression précédente. Dans le cas de la composante  $a_0$  on a donc

$$a_0 = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0)^{m+2}}{V_0 S_0^m}, \quad (\text{A.6})$$

qui est l'expression de l'équation (1.16) au volume du foyer  $V_f$  près. Pour  $a_1$  on a

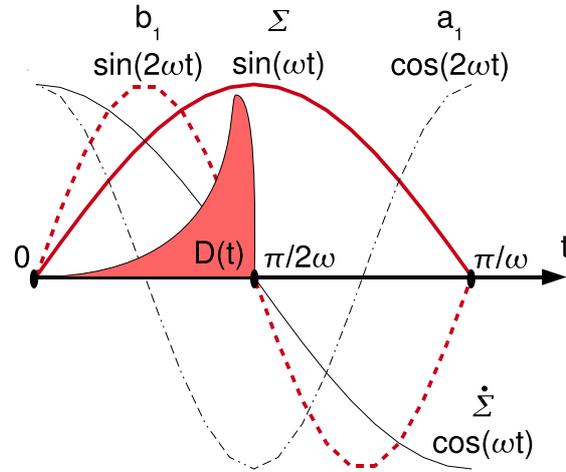
$$a_1 = \frac{2\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/2\omega} \int_0^{\Sigma_0} \Delta_f(\Sigma, \Sigma_0, t) \cos(2\omega t) \frac{d\lambda}{d\Sigma} d\Sigma dt \quad (\text{A.7})$$

qui se réécrit

$$a_1 = \frac{2\Omega}{\pi} \int_0^{\Sigma_0} \int_{\frac{\sin^{-1}(\frac{2\sigma_y^\mu}{\Sigma_0})}{\omega}}^{\pi/2\omega} \frac{m}{hV_0 S_0^m} \Sigma \cos(\omega t) \cos(2\omega t) \Sigma^{m-1} d\Sigma dt \quad (\text{A.8})$$

soit après calcul

$$a_1 = \frac{4mV_f \Sigma_0^{m+2}}{6\pi h V_0 S_0^m} \left( \frac{2}{m+1} + \frac{6}{m+2} - \frac{24}{m+3} + \frac{16}{m+4} \right). \quad (\text{A.9})$$



**FIG. A.2 :** Puissance dissipée  $D$  par la population de foyers au cours d'un cycle.

On peut exprimer de même  $b_1$ , mais son expression étant moins simple, nous la gardons sous la forme intégrale

$$b_1 = \frac{4^{5/2} m V_f}{3\pi h V_0 S_0^m} \int_0^{\Sigma_0} \left( \frac{\Sigma^{2m/3+1}}{\Sigma_0} - \frac{\Sigma^{2m/3+2}}{\Sigma_0^2} \right)^{3/2} d\Sigma. \quad (\text{A.10})$$

Il est alors possible de calculer le rapport

$$a_1/a_0 = \frac{(m+1)(m+2)}{6\pi} \left( \frac{2}{m+1} + \frac{6}{m+2} - \frac{24}{m+3} + \frac{16}{m+4} \right) \quad (\text{A.11})$$

et de faire de même pour  $b_1/a_0$  (on remarque que ce rapport ne dépend que de  $m$ ). Dans le cas de  $m = 15$ , on obtient alors  $a_1/a_0 = -0,20$  et  $b_1/a_0 = 0,006$ , ce qui correspond au schéma A.2 : la majorité de la puissance dissipée l'est « tardivement » pendant le cycle (juste avant  $t = \pi/2\omega$ ), donc par des foyers peu à même de rentrer en plasticité mais très nombreux.

On peut maintenant exprimer le rapport de l'amplitude de la température synchrone  $\theta_2$  sur celle de la température moyenne  $\theta_0$  (pour plus de simplicité on néglige  $b_2$  par rapport à  $a_2$ )

$$\theta_2/\theta_0 \approx \frac{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}}{a_0} \frac{1}{2\pi f_s \tau_{eq}} \approx \frac{a_1}{a_0} \frac{1}{2\pi f_s \tau_{eq}}. \quad (\text{A.12})$$

Dans le cas d'une éprouvette centimétrique en acier (temps caractéristique de l'ordre de  $\tau_{eq} \approx 30$  s) sollicitée à 2 Hz, on trouve  $\theta_2/\theta_0 \approx 5 \times 10^{-4}$ . Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux de [Krapez et Pacou, 2002] qui observent des rapports de  $\theta_2/\theta_0$  du même ordre de grandeur. Il est donc possible, mais beaucoup plus difficile d'utiliser une méthode synchrone pour mesurer l'énergie dissipée par microplasticité qu'une méthode où

l'on attend la stabilisation de la température moyenne à l'échelle macroscopique. L'acquisition synchrone permet donc certes d'éviter (tout le moins en partie) des problèmes de variation de conditions limites, mais au prix de mesures très fines et n'apporte pas plus d'information sur la population de foyers qu'une mesure en régime stabilisé.

## Est-il possible de « voir » un foyer ?

Nous allons tout d'abord discuter des conditions générales du choix d'une acquisition (synchrone ou moyenne). Fort de ceci, nous regarderons si l'acquisition synchrone est pertinente dans le cas de la détection d'un foyer.

La question de l'acquisition synchrone se pose à nouveau car nous traitons cette fois-ci un problème différent de celui de l'Annexe A. Il s'agit en effet ici d'un problème de thermique périodique en temps et non-homogène puisque l'on s'intéresse à un foyer particulier. Dans le but de discerner les domaines - échelles spatiale  $e$  et fréquentielle  $\omega$  - où l'acquisition synchrone est plus intéressante que l'acquisition moyenne, nous allons exprimer l'ordre de grandeur des températures dans le cas général d'une source locale pulsée. Cette source est caractérisée par une pulsation  $\omega$  et une hétérogénéité d'échelle spatiale  $e$ . L'équation de la chaleur s'écrit dans le premier cas

$$\rho C \dot{\theta} - \lambda \theta_{,\chi\chi} = S \cos(\omega t) \quad (\text{B.1})$$

où  $\chi$  est la variable spatiale et  $S$  la source. En posant que  $\theta = \theta_1 \sin(\omega t) \phi(\chi)$ , il vient

$$\theta_1 (\omega \phi + \frac{\lambda}{\rho C} \phi_{,\chi\chi}) \approx \frac{S}{\rho C}. \quad (\text{B.2})$$

La dérivée seconde de  $\phi$  par rapport à la variable spatiale est proportionnelle à  $\phi/e^2$  et l'on a donc l'ordre de grandeur de  $\theta_1$

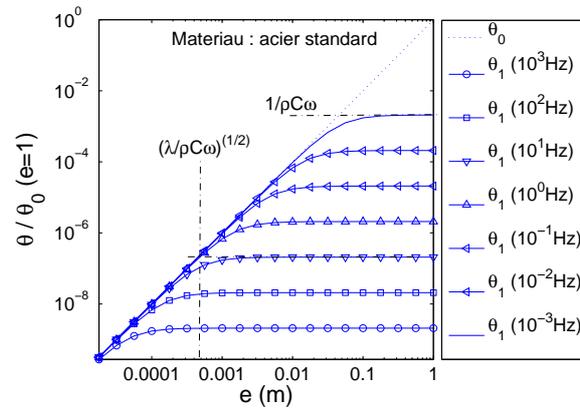
$$\theta_1 \approx \frac{S}{\rho C \omega + \frac{\lambda}{e^2}}. \quad (\text{B.3})$$

Dans le même temps on a dans le cas d'une source constante  $S$ , on a l'ordre de grandeur de la température  $\theta_0$

$$\theta_0 \approx \frac{S e^2}{\lambda}. \quad (\text{B.4})$$

On peut alors tracer, dans le cas de l'acier par exemple, l'évolution de  $\theta_0$  et  $\theta_1$  en fonction de l'échelle spatiale  $e$  et l'échelle fréquentielle  $\omega$  pour une même puissance  $S$  unitaire (figure B.1). Plusieurs points sont remarquables :

- Le comportement de  $\theta_0$  est relativement simple. Plus l'échelle est grande et moins la conduction n'a d'influence, donc plus la chaleur s'accumule localement, expliquant l'augmentation de température. C'est la courbe de référence (mesure moyenne en temps).
- Toutes les courbes (régime pulsé comme constant) partent de 0 pour une échelle infiniment petite car la conduction prédomine alors.

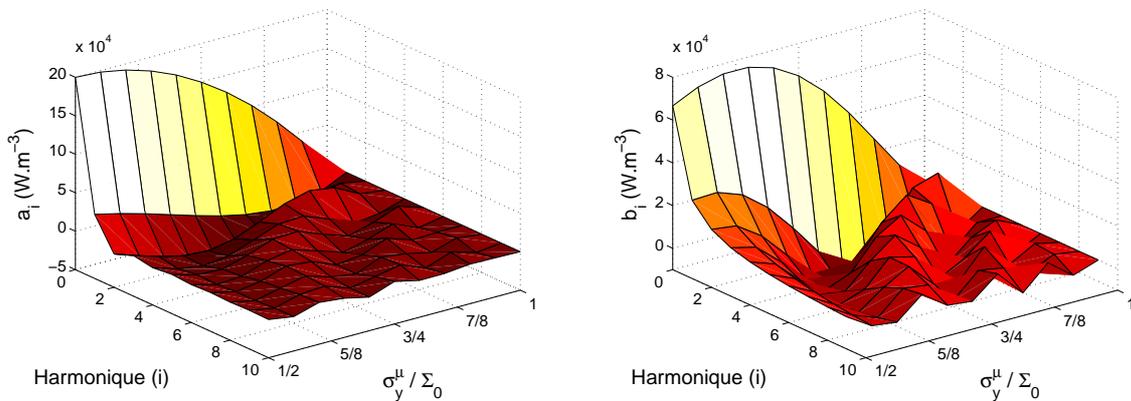


**FIG. B.1 :** Amplitude de la température dans le cas d'un régime non-pulsé ( $\theta_0$ ) et pulsé ( $\theta_1$ ) pour différentes fréquences de sollicitation.

- Les courbes de  $\theta_1$  présentent une asymptote  $1/\rho C\omega$  pour des échelles infiniment grandes, qui correspond au cas adiabatique. L'intérêt du régime adiabatique est alors que l'hétérogénéité de la source n'est pas affectée par la conduction, d'où un contraste thermique optimal. La valeur de cette asymptote décroît avec la pulsation  $\omega$  du fait de l'augmentation de « l'inertie thermique »  $\rho C$ .
- La transition entre régime de conduction et régime adiabatique des courbes de  $\theta_1$  a lieu pour  $e_{th} = \sqrt{\lambda/\rho C\omega}$ , la longueur de diffusion thermique.

On voit donc globalement que, d'un strict point de vue de l'amplitude du signal, une acquisition synchrone n'a pas d'intérêt. Par contre elle a l'avantage de permettre un rejet du bruit et de limiter l'effet de la conduction, mais au prix d'une plus faible amplitude. Même si une pulsation élevée garantit une longueur caractéristique petite, il faut garder à l'esprit qu'une pulsation trop élevée renforcera l'effet d'inertie et l'intérêt d'une mesure synchrone sera perdu. La pulsation doit donc être dument choisie en fonction du matériau ( $\rho$ ,  $C$ ,  $\lambda$ ) et de l'échelle considérée ( $e$ ). Lorsque  $e$  tend vers 0, le rapport  $\theta_2/\theta_0$  tend vers  $a_2/a_0$ , ce qui fait que l'amplitude de la température pulsée peut devenir non négligeable par rapport à la température moyennée en temps. L'acquisition synchrone peut-elle reprendre un sens à l'échelle microscopique ? Pour répondre à cela, il reste à savoir si la température (et donc la puissance dissipée) par des foyers *pris indépendamment* est de manière synchronisée ou non, détectable. Il est donc proposé de calculer la puissance volumique dissipée par un foyer au cours d'un cycle, puis de l'intégrer dans un modèle thermique afin de connaître les réponses moyenne et pulsée du foyer contenu dans la matrice. On regardera d'une part si des foyers sont détectables, et si oui, lesquels.

On cherche les composantes de Fourier de la puissance dissipée par un foyer. Le calcul est plus simple que précédemment car ici on ne considère qu'un foyer et non toute la population. Les 10 premiers coefficients de Fourier  $a_i$  et  $b_i$  sont donnés pour différents rapports  $\sigma_y^u/\Sigma_0$  à une fréquence de sollicitation de 25 Hz et une amplitude  $\Sigma_0 = 200$  MPa. La variation de ce rapport ne signifie pas nécessairement que la limite d'élasticité microscopique



**FIG. B.2 :** Décomposition de Fourier de la puissance dissipée par un foyer au cours d'un demi-cycle.

pique varie, car comme nous l'avons déjà dit, l'aptitude d'un foyer à entrer dans le domaine plastique dépend réellement aussi de son orientation et de son entourage. Ce rapport est le moyen par lequel le modèle rend compte de cette propension. On peut noter que :

- La puissance moyenne (coefficient  $a_0$ ) diminue avec  $\sigma_y^H / \Sigma_0$ , ce qui s'explique par l'entrée retardée en régime plastique. Si cette puissance semble colossale, il faut pour autant garder à l'esprit qu'elle est volumique, et la taille d'un foyer reste microscopique.
- Les harmoniques, quel que soit leur ordre, sont bien inférieures au fondamental (rapport minimum de  $\approx 1/5$ ). Dans le cas de foyers à bas rapport  $\sigma_y^H / \Sigma_0$ , la décroissance des harmoniques est rapide (pour  $\sigma_y^H / \Sigma_0 = 1/2$ , on a  $a_1/a_0 \approx 16\%$  et  $a_2/a_0 \approx 3\%$ ). Par contre, plus le rapport diminue, plus la décroissance est lente (on voit l'émergence d'harmoniques hautes fréquences) car la puissance tend vers un signal de Dirac. Dans le cas de foyers à basse limite d'élasticité, on remarque que le rapport  $a_2/a_0$  est supérieur à celui de la puissance dissipée par toute la population de foyers (environ 4%). Ces foyers, dissipant une puissance élevée de manière relativement continue (contrairement aux foyers à haute limite d'élasticité qui ne présentent que des « pics » de puissance), sont très peu nombreux et leur effet (rapport  $a_2/a_0$  important) est totalement noyé dans la réponse de la population totale de foyers.

Cela confirme en partie l'idée instinctive qu'un foyer dissipant beaucoup serait plus facile à détecter qu'un foyer dissipant peu. Il faut à présent regarder la réponse d'un modèle thermique de foyer en fonction de la puissance dissipée pour pouvoir véritablement conclure.

Ni la géométrie ni la taille d'un foyer ne sont connues précisément. On propose donc de considérer pour des raisons de simplicité que le foyer soit défini par symétrie sphérique, centré en un point  $O$  de la surface de l'éprouvette. On choisit deux diamètres de foyer correspondant l'un aux observations de l'acier DP60 par interférométrie ( $\Phi_f \approx 10 \mu\text{m}$ ) et l'autre à l'échelle des foyers estimée par le modèle ( $\Phi_f \approx 1 \text{ mm}$ ). Dans le premier cas, le foyer est bien inférieur à l'épaisseur de l'éprouvette. Par conséquent on peut étudier le cas théorique d'un foyer en surface, mais il faut garder à l'esprit qu'une mesure réelle serait quasi impos-

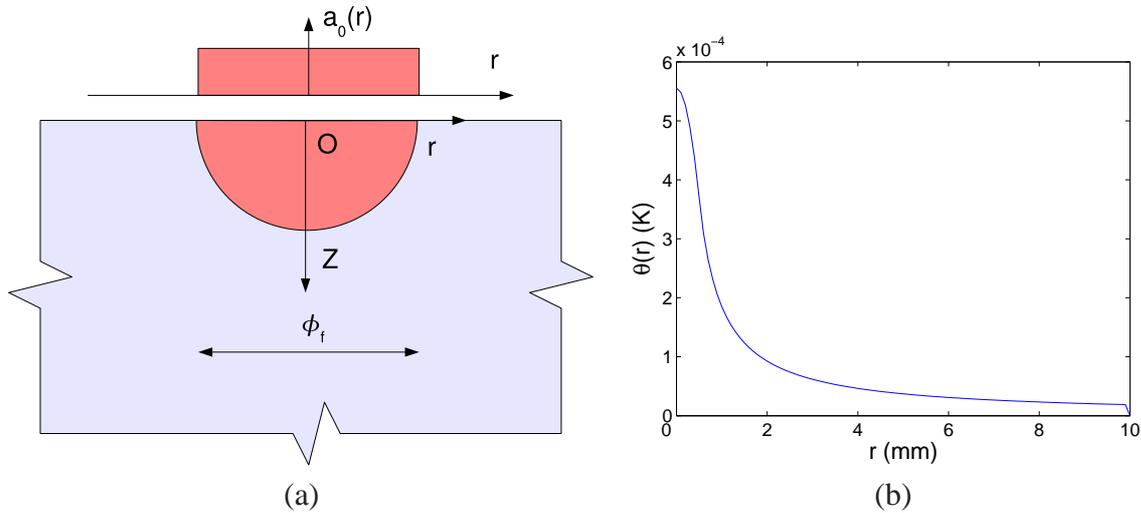
sible (le champ est perturbé par la présence des autres foyers situés à proximité de la surface). Dans le deuxième cas la taille du foyer est non-négligeable par rapport à l'épaisseur de l'éprouvette, ce qui rend la mesure possible (on peut quasiment supposer le problème homogène dans l'épaisseur). Nous distinguons mathématiquement le cas du champ thermique moyenné en temps (provenant de  $a_0$ ) de celui des champs thermiques harmoniques dus au régime forcé.

On modélise un foyer en surface d'une éprouvette par un domaine hémisphérique dans un espace semi-infini (figure B.3 (a)). La puissance dissipée constante d'amplitude  $a_0$  est uniformément répartie au sein du foyer, de même propriétés thermiques que le reste du massif semi-infini (conductivité  $\lambda$ , masse volumique  $\rho$ , capacité calorifique  $C$ ). L'interface foyer/massif est considérée comme parfaite (c-à-d qu'il n'y a pas de résistance thermique). Enfin on considère que le flux en surface est nul. Le champ de température en surface est symétrique de révolution par rapport au « centre » du foyer, on ne cherche que le profil de température selon un rayon en régime stabilisé. La solution est obtenue à partir d'un problème équivalent (une sphère de puissance dissipée constante et uniforme, de propriétés différentes de celle du massif infini qui la contient), proposée par [Carslaw et Jaeger, 1959]. Elle s'écrit dans le cas présent

$$\begin{aligned} \theta(r) &= \frac{a_0}{6\lambda} \left( 3 \left( \frac{\Phi_f}{2} \right)^2 - r^2 \right) & \text{pour} & \quad 0 \leq r < \frac{\Phi_f}{2} & \quad (\text{B.5}) \\ \theta(r) &= \frac{a_0 \left( \frac{\Phi_f}{2} \right)^3}{3\lambda r} & \text{pour} & \quad \frac{\Phi_f}{2} \leq r. \end{aligned}$$

La figure B.3 (b) présente la variation de température selon la distance au centre de la source pour un diamètre de 1mm. On voit que la température maximale est très faible (de l'ordre de 0,6 mK), soit en deçà du seuil de détection d'une caméra infrarouge classique ou d'un thermocouple - approximativement 1/100 K dans de bonnes conditions, nous y reviendrons par la suite. La température maximale dans le cas du foyer de diamètre 10  $\mu\text{m}$  est encore inférieure ( $\approx 10^{-8}$  K). Sachant que la puissance dissipée est proportionnelle à la fréquence de sollicitation, on voit qu'une fréquence suffisamment élevée ainsi qu'une amplitude de contrainte adéquate (2 ou 3 fois celle utilisée dans les précédents calculs) permettrait d'établir un gradient détectable. Néanmoins le fait qu'il s'agisse en réalité d'une population de foyers rend la détection bien plus difficile. Il est donc très difficile - mais *a priori* pas impossible - d'utiliser le champ moyen pour détecter des foyers submillimétriques (ou tout le moins des amas de foyers), malgré l'intensité de la puissance moyenne dégagée, à cause de la forte conductivité  $\lambda$  de l'acier. L'amplitude en régime pulsé étant nécessairement inférieure à celle en régime non-pulsé (figure B.1), une méthode par acquisition synchrone n'est ici d'aucun secours.

Le modèle, qui repose sur l'existence de ces foyers, serait-il alors en désaccord avec les mesures de [Berthel et al., 2007] ? Il s'agit en fait sans doute de deux visions différentes du même phénomène qu'est l'apparition et la dissipation des foyers. Avec le protocole de mesure OD, nous quantifions la réponse de la population totale de foyers. Les mesures thermographiques de [Berthel et al., 2007] quantifieraient quant à elles les foyers qui



**FIG. B.3 :** Champ de température d'une source de chaleur constante hémisphérique de diamètre 1 mm. La puissance correspond à une sollicitation à 200 MPa à 25 Hz avec une limite d'élasticité microplastique de 100 MPa. Conductivité  $\lambda$  de  $45 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

dissipent à la fois le plus de puissance volumique et dans le même temps sont les plus grands (les cartes donnent des foyers millimétriques, voir figure 1.11). Néanmoins le traitement nécessaire des mesures (interpolation par polynômes par patch) avant inversion de l'équation de la chaleur introduit intrinsèquement un « lissage » des sources de chaleur, ce qui pourrait expliquer la taille supérieure des foyers (ou groupe de) observés. En outre nous avons vu que la dissipation totale n'est pas due à la réponse des foyers qui dissipent le plus à cause de l'intensité du processus ponctuel de Poisson en loi puissance. Ce sont majoritairement des foyers de faible dissipation qui contribue à l'élévation de température moyenne. Pour exemple, les foyers ayant une dissipation comprise entre la dissipation maximale  $\max_{\sigma_y^H}(\Delta_f)$  (pour  $\sigma_y^H = \Sigma_0/2$ ) et  $x \max_{\sigma_y^H}(\Delta_f)$  sont ceux dont la limite d'élasticité est telle que  $\Sigma_- = \Sigma_0/2(1 - \sqrt{1-x}) < \sigma_y^H < \Sigma_0/2(1 + \sqrt{1-x}) = \Sigma_+$ . On peut alors calculer le rapport du nombre de ces foyers sur le nombre total de foyers activés

$$\frac{N_{max}(x)}{N_{tot}} = \frac{\int_{\Sigma_-}^{\Sigma_+} \frac{d\lambda}{d\Sigma} d\Sigma}{\int_0^{\Sigma_0} \frac{d\lambda}{d\Sigma} d\Sigma} \quad (\text{B.6})$$

qui se simplifie en

$$\frac{N_{max}(x)}{N_{tot}} = \left(\frac{1}{2}\right)^m \left[ (1 + \sqrt{1-x})^m - (1 - \sqrt{1-x})^m \right]. \quad (\text{B.7})$$

Si l'on considère les foyers dissipant plus de 90 % du maximum possible ( $x = 90\%$ ), on voit que, dans le cas du DP600 utilisé par [Berthel et al., 2007] ( $m = 20$ ), on a  $\frac{N_{max}(x)}{N_{tot}} \approx 0,02\%$  (de même, les foyers dissipant plus de 50 % du maximum sont moins de 4 %). Ainsi ce qu'observent [Berthel et al., 2007] doit être ces très rares foyers (et/ou groupes de foyers) -

et seuls détectables au vu des résultats précédents - que le modèle considère comme les plus néfastes d'un point de vue de la fatigue (dissipant plus, ils atteignent l'énergie dissipée critique plus tôt), ce qui est d'ailleurs confirmé par les expériences de [Berthel et al., 2007]. On peut alors conclure que l'on peut détecter (voire qualitativement distinguer) des populations de foyers, mais qu'il est impossible de les quantifier.

ANNEXE

# C

---

## Article sur les essais biaxiaux

### **Détermination d'un critère de FGNC par mesure thermique sous chargements cycliques biaxiaux**

Cette article présente les premiers essais d'auto-échauffement sous chargement biaxiaux réalisés au cours de la thèse [Doudard, 2004]. Ils permettent de valider, d'un point de vue thermique et pour des chargements proportionnels, l'extension du modèle de [Doudard et al., 2004] utilisant une contrainte équivalente. Une attention particulière est portée à la définition de la « surface d'iso-auto-échauffement » et au protocole expérimental qui lui est lié.

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

International Journal of Fatigue 29 (2007) 748–757

[www.elsevier.com/locate/ijfatigue](http://www.elsevier.com/locate/ijfatigue)

## Determination of an HCF criterion by thermal measurements under biaxial cyclic loading

C. Doudard<sup>a,b,\*</sup>, M. Poncelet<sup>a</sup>, S. Calloch<sup>a,b</sup>, C. Boue<sup>c</sup>, F. Hild<sup>a</sup>, A. Galtier<sup>d</sup>

<sup>a</sup> LMT-Cachan, ENS de Cachan/CNRS-UMR 8535/Université Paris 6, 61 avenue du Président Wilson, F-94235 Cachan Cedex, France

<sup>b</sup> Laboratoire de Mécanique des Structures Navales, ENSIETA 2 rue François Verny, F-29806 Brest Cedex 9, France

<sup>c</sup> Laboratoire d'optique Physique, ESPCI/CNRS-UPR A0005 10 rue Vauquelin, F-75231 Paris Cedex 05, France

<sup>d</sup> ARCELOR Research voie Romaine BP 30320, F-57283 Maizières-lès-Metz Cedex, France

Received 31 August 2005; received in revised form 2 May 2006; accepted 19 June 2006

Available online 1 September 2006

### Abstract

A probabilistic two-scale model was recently developed to describe high-cycle fatigue (HCF) properties of steels associated with an identification method of the scatter based on thermal measurements. Up to now, this theoretical framework was used for uniaxial load histories. It is proposed to modify the probabilistic two-scale model to account for the effect of a multiaxial and proportional load histories on HCF properties. This modification consists in the introduction of an equivalent activation stress in the process controlling the plasticity kinetics. Thermal measurements are performed under biaxial tension–compression load histories to identify and validate an HCF criterion.

© 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Microplasticity; Poisson point process; Weibull model; Multiaxial fatigue; Thermal measurements

### 1. Introduction

Components of engineering structures such as car chassis or steering knuckles are subjected to multiaxial load histories. The multiaxial fatigue behavior of materials and structures, which depends on the loading-path, is still difficult to describe. Because fatigue data are usually scattered, classic identification techniques of fatigue properties (e.g., by using the staircase test [1]) are difficult and require the use of many specimens. This is even more difficult if one wants to study HCF fatigue of materials under multiaxial loadings. Because the methods based on the staircase tests are time consuming and expensive, other procedures are sought to have a good understanding of the effect of multiaxial load histories on fatigue

response. In the present paper, thermal measurements are used to evaluate endurance properties under multiaxial states of stresses.

Several authors have worked on a rapid estimation of the mean fatigue limit [2–8]. It is based upon temperature measurements of the studied specimen under mechanical cyclic loadings. The results of so-called “heating tests” (i.e., thermal effects associated with cyclic loading) by plotting the change of the mean steady-state temperature with the stress amplitude applied to the specimen. A correlation is obtained between the fatigue limit of some materials and the stress level beyond which an increase in the specimen temperature can be observed by using thermocouples [7,8] or infrared (IR) cameras [2–6]. If the dissipated energy is induced by microplasticity, which does not have an influence on the macroscopic (and elastic) behavior of the specimen, and if high-cycle fatigue (HCF) failure is caused by microplasticity, correlation between the two tests (i.e., “heating test” and classical fatigue tests) can be obtained [9].

\* Corresponding author. Present address: Laboratoire de Mécanique des Structures Navales, ENSIETA 2 rue François Verny, F-29806 Brest Cedex 9, France. Fax: +33 2 98 34 87 30.

E-mail address: [cedric.doudard@ensieta.fr](mailto:cedric.doudard@ensieta.fr) (C. Doudard).

A probabilistic model based on afore-mentioned hypotheses was recently developed and an identification method of the scatter proposed by using the analysis of thermal effects [8]. However, the latter were only studied for stresses uniaxial states. The main goal of the present work is to propose a new mechanical test associated with the measurement of temperature to identify a multiaxial HCF criterion. The method consists in measuring temperatures for different proportional loading-paths in the stress plane (the test are performed on a cruciform specimen under biaxial tension–compression load histories). Special care is paid to the definition of the specimen geometry so that the temperature and the stress fields in the central part of the specimen are uniform.

The paper is divided into four main sections. In the first one, the probabilistic two-scale model for HCF and the analysis of thermal effects under mechanical cyclic loading are presented (a more detailed presentation can be found in Ref. [9]). This HCF model is based on a multi-scale approach where microplasticity occurs on sites described as a Poisson point process. Within the weakest link theory [10], this proposed model corresponds to a Weibull law for the fatigue limits. In the new version of the model presented herein, an equivalent activation stress (i.e., an equivalent fatigue stress) is introduced in the Poisson point process to account for the influence of the multiaxial state of stress on the endurance limits.

The second section deals with the development of a “heating test” under multiaxial cyclic loadings. The strategy for uniaxial, mechanical and cyclic loadings is generalized to the case of biaxial tension–compression loadings. The first experimental results are presented. The latter are used in the third section to identify an equivalent activation stress for HCF fatigue under multiaxial loadings. In the last section, the identification procedure is applied to a dual-phase steel. To be used in industry, the knowledge of the multiaxial fatigue properties are needed [9,11–19]. Different choices of equivalent activation stresses are presented and it is shown that one of them yields better results.

## 2. Probabilistic two-scale model to describe thermal effects and HCF life

In the present paper, only loading cases with no mean stress are studied. Let  $\Sigma_0$  and  $f_r$  be the amplitude and frequency of the stress history. It is assumed that HCF damage is localized at the microscopic scale and is induced by microplastic activity. To describe this activity, a set of elasto-plastic inclusions, called sites, randomly distributed within an elastic matrix is considered. These sites of volume  $V_0$  become active when plasticity occurs (i.e., when the von Mises equivalent stress level is greater than the microscopic yield stress of the considered site  $\sigma_y$ ). In metals, the onset of microplasticity is random (i.e., the sites become active for different equivalent stress levels). It is therefore assumed that the probability of finding  $k$  active sites within a

domain  $\Omega$  of volume  $V_\Omega$  follows a Poisson distribution [20,21]

$$P_k(\Omega) = \frac{[-N(\Omega)]^k}{k!} \exp[-N(\Omega)], \quad (1)$$

where  $N(\Omega)$  is equal to the average number of active sites. The intensity of the Poisson point process  $\lambda$  (i.e., the average density of active sites) reads

$$N(\Omega) = \lambda V_\Omega. \quad (2)$$

The intensity of the process depends on an equivalent activation stress  $\Sigma_a$

$$\lambda(\Sigma_a) = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\Sigma_a}{S_0} \right)^m, \quad (3)$$

where  $V_0 S_0^m$  and  $m$  are two parameters depending on the considered material.

The stress tensor  $\underline{\sigma}$  in an inclusion is related to the macroscopic stress tensor  $\underline{\Sigma}$  and the corresponding plastic strain tensor  $\underline{\epsilon}^p$  by

$$\underline{\sigma} = \underline{\Sigma} - 2\mu(1 - \beta)\underline{\epsilon}^p, \quad (4)$$

with  $\beta = \frac{2(4-5\nu)}{15(1-\nu)}$  given by the Eshelby analysis of a spherical inclusion,  $\mu$  and  $\nu$  the shear modulus and Poisson's ratio of the dual-phase steel, respectively [22–24]. A linear kinematic hardening is assumed for the elasto-plastic behavior. Consequently, the back stress rate  $\dot{\underline{X}}$  can be related to the plastic strain rate tensor  $\dot{\underline{\epsilon}}^p$  in the inclusion by

$$\dot{\underline{X}} = \frac{2}{3} C \dot{\underline{\epsilon}}^p, \quad (5)$$

where  $C$  is a material-dependent parameter, and a dotted variable corresponds to its first derivative with respect to time [25]. The direction of the plastic strain rate tensor is given by a classic normality rule

$$\dot{\underline{\epsilon}}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial f}{\partial \underline{\Sigma}}, \quad (6)$$

with the usual Kuhn–Tucker conditions,  $\underline{\underline{S}} = \underline{\sigma} - \frac{1}{3} \text{trace}(\underline{\sigma}) \underline{I}$  is the deviatoric stress tensor,  $\underline{I}$  the unit second order tensor,  $\dot{\lambda}$  the plastic multiplier and  $f$  the yield surface given by

$$f = J_2(\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{X}}) - \sigma_y \leq 0, \quad (7)$$

where  $J_2$  is the second stress invariant, i.e.,  $J_2(\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{X}}) = \sqrt{\frac{3}{2}} (\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{X}}) : (\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{X}})$ ,  $\sigma_y$  the initial yield stress of a site and  $\cdot$ : the tensorial product contracted with respect to two indices. The intrinsic dissipated energy  $D_{\text{site}}$  in one site over a loading cycle for a given yield stress  $\sigma_y$  and a von Mises equivalent stress amplitude  $\Sigma_0^{\text{eq}}$  can be expressed as

$$D_{\text{site}}(\Sigma_0^{\text{eq}}, \sigma_y) = \int_{\text{cycle}} V_0 (\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{X}}) : \dot{\underline{\epsilon}}^p dt = \frac{4V_0 \sigma_y}{h} \langle \Sigma_0^{\text{eq}} - \sigma_y \rangle, \quad (8)$$

where  $h = C + 3\mu(1 - \beta)$  is the hardening modulus and  $\langle \cdot \rangle$  are the Macauley brackets (i.e., positive part of  $\cdot$ ).

With a Poisson point process,  $\frac{d\lambda}{d\Sigma} V_{\Omega} d\Sigma$  corresponds to the mean number of inclusions activated for an equivalent stress amplitude ranging from  $\Sigma$  and  $(\Sigma + d\Sigma)$  in a domain of volume  $V_{\Omega}$ , i.e., the number of sites whose mean fatigue limit lies between  $\Sigma$  and  $(\Sigma + d\Sigma)$ , and whose dissipated energy during a load cycle is  $D_{\text{site}}(\Sigma_0^{\text{eq}}, \Sigma)$ . The global dissipated energy density  $A$  per cycle is given by

$$A = \int_0^{\Sigma_0^{\text{eq}}} D(\Sigma_0^{\text{eq}}, \Sigma) \frac{d\lambda(\Sigma_a)}{d\Sigma} d\Sigma. \quad (9)$$

The temperature is determined by integrating the heat conduction equation in which the mean microplastic dissipation (i.e., the cyclic dissipation multiplied by the load frequency  $f_c$ ) is included

$$\dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau_{\text{eq}}} = \frac{\Delta f_c}{\rho c}, \quad (10)$$

where  $\tau_{\text{eq}}$  is a time constant that depends on the heat transfer boundary condition,  $\rho$  the mass density,  $c$  the specific heat capacity and  $\theta$  the temperature [9]. The corresponding steady-state temperature  $\bar{\theta}$  reads

$$\bar{\theta} = \frac{4f_c \tau_{\text{eq}}}{h\rho c} \int_0^{\Sigma_0^{\text{eq}}} \Sigma (\Sigma_0^{\text{eq}} - \Sigma) \frac{d}{d\Sigma} \left( \frac{\Sigma_a}{S_0} \right)^m d\Sigma. \quad (11)$$

To integrate Eq. (11), the equivalent activation stress must be related to the von Mises equivalent stress. If  $\Sigma_a = \Sigma_0^{\text{eq}}$ ,  $\bar{\theta}$  is given by

$$\bar{\theta} = \eta V_0 \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{\text{eq}})^{m+2}}{(V_0^{1/m} S_0)^m}, \quad (12)$$

with  $\eta = 4f_c \tau_{\text{eq}} / h\rho c$ . Eq. (12) shows a gradual change of the steady-state temperature with the equivalent stress amplitude in agreement with experimental results [8,9]. Another choice can be made for the equivalent activation stress. The latter can be related to the first and second invariants of the stress amplitude

$$\Sigma_a = \Sigma_0^{\text{eq}} \left( 1 - \alpha \left( P_0 - \frac{1}{3} \right) \right), \quad (13)$$

where  $\alpha$  is a material-dependent parameter. This expression accounts for the well-known influence of hydrostatic stress  $P_0 = \frac{1}{3} \text{tr}(\Sigma_0)$  on fatigue properties. With this second equivalent activation stress [Eq. (13)], the steady-state temperature then reads

$$\bar{\theta} = \eta V_0 \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0^{\text{eq}})^{m+2}}{(V_0^{1/m} S_0)^m} \left( 1 - \alpha \left( P_0 - \frac{1}{3} \right) \right)^m. \quad (14)$$

The experimental results under biaxial tension–compression loadings, presented hereafter, enable us to discriminate between the two propositions for the equivalent activation stress. This is the main goal of the third section of the paper.

For a uniaxial test with a stress amplitude  $\Sigma_0$ , the steady-state temperature reads

$$\bar{\theta} = \eta V_0 \frac{m}{(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_0)^{m+2}}{(V_0^{1/m} S_0)^m}. \quad (15)$$

Eq. (15) shows that the temperature history can be used to identify the material parameter  $m$  characterizing the random microstructure of the studied material [26].

By using the same framework, the proposed model can be used to describe HCF results. Within the weakest link theory that is usually considered in HCF [10], the failure probability  $P_F$  of a domain  $\Omega$ , of volume  $V$ , under uniform stress is equal to the probability of finding at least one active site

$$P_F = P_{k \geq 1}(V) = 1 - \exp(-\lambda V). \quad (16)$$

In the present case, it is assumed that initiation occurs within the volume of the materials. By using the intensity  $\lambda$  expressed as a power law of the equivalent stress of activation (see Eq. (3)), the proposed model corresponds to a Weibull model [27,28]

$$P_F = 1 - \exp \left[ -\frac{V}{V_0} \left( \frac{\Sigma_a}{S_0} \right)^m \right]. \quad (17)$$

Eq. (17) shows that  $\Sigma_a$  corresponds to the equivalent fatigue stress. The HCF life prediction is often characterized by the mean fatigue limit  $\bar{\Sigma}_{\infty}$  and the coefficient of variation CV (i.e., the standard deviation divided by the mean fatigue limit) given by, respectively

$$\bar{\Sigma}_{\infty} = S_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{m}} \Gamma \left( 1 + \frac{1}{m} \right), \quad (18)$$

$$\text{CV} = \frac{\sqrt{\Gamma \left[ 1 + \frac{2}{m} \right] - \Gamma^2 \left[ 1 + \frac{1}{m} \right]}}{\Gamma \left( 1 + \frac{1}{m} \right)}. \quad (19)$$

Eq. (19) shows that the scatter in fatigue only depends on  $m$ , the Weibull modulus, whereas the mean fatigue limit and the corresponding standard deviation is a volume-dependent.

To model the Wöhler ( $S$ – $N$ ) curve associated with a failure probability  $P_F$  for a tensile fatigue test, it is assumed that crack initiation is associated to a critical value of the cumulative dissipated energy  $E_c$  for a site whose yield stress is equal to the fatigue limit

$$ND_{\text{site}}(\Sigma_0, \Sigma_{\infty}(P_F)) = E_c, \quad (20)$$

where  $N$  is the number of cycles to failure (i.e., the propagation stage is neglected with respect to the initiation stage). The number of cycles leading up to crack initiation can then be deduced

$$N = \frac{A}{(\Sigma_0 - \Sigma_{\infty}(P_F)) \Sigma_{\infty}(P_F)}, \quad (21)$$

where  $A = \frac{hE_c}{4V_0}$  is a material-dependent parameter. From multiaxial fatigue tests, the previous expression is extended

$$N = \frac{A}{(\Sigma_a - \Sigma_{\infty}(P_F)) \Sigma_{\infty}(P_F)}. \quad (22)$$

The proposed model depends only on the choice of the equivalent activation stress  $\Sigma_a$  and four material parameters, namely,  $S_0(V_0)^{1/m}$ ,  $\eta V_0$ ,  $m$  and  $A$ . The identification of the parameters is possible by using temperature measurements in a uniaxial experiment and tensile fatigue tests [8,9]. A multiaxial test is therefore needed to choose the equivalent activation stress  $\Sigma_a$ . The following section deals with the design of this multiaxial test under biaxial tension–compression cyclic loadings.

### 3. Development of a biaxial test

The material studied herein is a ferrite–martensite steel (approximately 15 wt% of martensite, Arcelor designation: DP60) in its cold-rolled state. The chemical composition of the dual-phase steel is given in Table 1. The mechanical properties obtained from monotonic tensile tests on samples in the rolling direction are given in Table 2. This steel has a good capacity of strain hardening. Consequently, the dual-phase steels are used in the automotive industry where metal forming processes need these types of properties.

The basic idea of the multiaxial test is to load a cross-shaped specimen in tension–compression along two perpendicular directions. An *ad hoc* cruciform specimen has been designed for this study. The latter is made of a stacking of three metal sheets (Fig. 1). A particular attention is

paid to the uniformity of the temperature field in the gauge section (i.e., central part of the cruciform specimen). Consequently, the stress field must also be uniform (so will be the dissipation due to microplasticity), and the heat transfer boundary conditions adequate (i.e., the spatial variation of the temperature due to heat conduction must be minimized). The size of the gauge region is close to the size of the gauge section of the uniaxial specimen. Its shape is circular ended by a fillet. Three plates (Fig. 1) are machined separately and then glued together with epoxy resin to create the gauge region. The orientations of the different plates are  $0^\circ$  or  $90^\circ$  with respect to the rolling direction because of the quasi isotropy of the sheet steel. Slots are machined to minimize “cross-link” between the two axes of loading. The values of the minimum thickness of the fillet,  $e$  (Fig. 2), of the minimum distance,  $\phi$ , and of the location of the slots in the connecting arms  $L_{pt}$  are optimized by using FE simulations to obtain a von Mises equivalent stress field as uniform as possible. With the selected triplet of geometric parameters ( $e, \phi, L_{pt}$ ), the standard deviation of the von Mises equivalent stress distribution within the gauge region under uniaxial tensile load is about 0.7% of the mean von Mises equivalent stress. Conversely, under an equibiaxial load, the standard deviation of the von Mises equivalent stress distribution within the gauge region is about 0.35% of the mean von Mises equivalent stress.

The tests are carried out on a multiaxial testing machine (ASTRÉE, Fig. 3). This testing machine has six servohydraulic actuators. The loading frame is made of a fixed base, four vertical columns, and a mobile crosshead. The testing space ( $650 \times 650 \times 1500 \text{ mm}^3$ ) is delimited by the six actuators; four of them are used for the present test. The two vertical actuators, bolted to the mobile crosshead and on the fixed base respectively, have a 250 kN load capacity and a 250 mm stroke range. The four horizontal actuators have a 100 kN load capacity and a 250 mm stroke range. The horizontal actuators are fixed on the vertical columns and they can be relocated in any vertical position. For protection purposes of the actuators at specimen failure (which can cause extremely high side and twist

Table 1  
Chemical composition of the studied DP60 steel ( $10^{-3}$  wt%)

C	Mn	Si	Cr	Ti	S	Fe
90	1000	250	200	10	<5	Balance

Table 2  
Mechanical properties of the DP60 steel ( $Y_s$  = Yield stress, UTS = Ultimate tensile strength, El = Elongation at failure)

$Y_s$	UTS	$Y_s/UTS$	El
> 300 MPa	>600 MPa	<0.6	25%

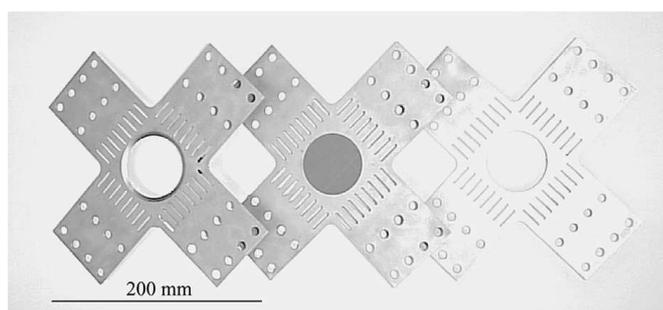


Fig. 1. Three plates used to make the sample.

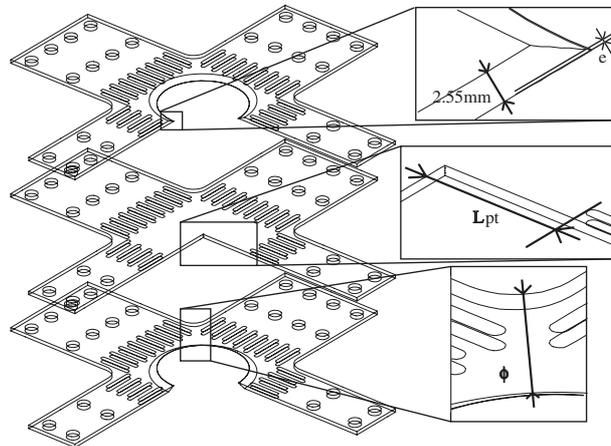


Fig. 2. Definition of three parameters  $e$ ,  $\phi$  and  $L_{pt}$  optimized by using a FE analysis.

forces), additional hydraulic bearings are installed in front of each actuator. Two hydraulic power stations can generate a 660 l/min maximum flow rate. Closed-loop control for each actuator is provided by a digital controller (Schenck 59 serial Hydropuls). The controller monitors and provides signal conditioning for each loading actuator position channel. Each axis ( $X$ ,  $Y$  and  $Z$ ) has its own dedicated strain channel for signal conditioning and control. Input signals can come from a variety of strain measuring devices (e.g., strain gauges, extensometer or even digital

image correlation). Command waveform generation for each channel can be provided either by the controller internal generators or externally via a personal computer. Computer test control and data acquisition are performed by an object-oriented programming software (LabVIEW™ [29]). The digital controller combined with this software package provides a highly versatile capability where numerous custom-made tests can be developed. The digital controller allows each actuator to be controlled independently or in centroid control. The centroid control mode uses a rela-

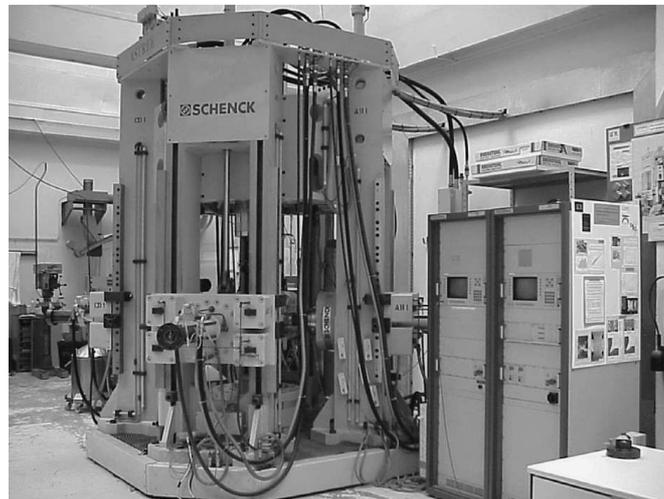


Fig. 3. The multiaxial testing machine ASTRÉE.

tionship between two actuators along the same load axis to maintain the center of the specimen motionless. The digital controller enforces centroid control by using special algorithms to operate the valve driver of each actuator. Fig. 4 illustrates how the centroid control algorithms work for a load controlled test. For each axis pair (e.g.,  $Y^+$  and  $Y^-$ ), the controller uses the sum of the forces and the difference of displacements along the considered axis. This centroid control has been used in all the biaxial tests presented hereafter. The main difficulty of this test is to prevent the specimen from bending. To meet this requirement, the specimen is placed horizontally and an accurate vertical positioning of each actuator must be achieved.

The main goal of the first series of tests is to check the uniformity of the temperature field. First, an equibiaxial and cyclic tension–compression test was performed. This load-controlled test had a 40 kN amplitude and a 5 Hz frequency. The temperature field is monitored using an infrared camera (JADE IRFPA, resolution:  $320 \times 256$  pixels, medium wave with a  $3\text{--}5 \mu\text{m}$  spectral range) at the frequency of one frame per second. The sample has been painted in matt black, on the one hand, to increase the emissivity of the sample, and on the other hand, to decrease the influence of the environment. Movies are shot until steady-state is reached. Fig. 5 shows the temperature of nine different points in a  $44 \times 33 \text{ mm}^2$  rectangle of the tested region. Post-processing of the IR movies shows the uniformity of the temperature field in the gauge region despite stress concentrators around fillets and slots. The temperature change due to heat conduction can be neglected since it is the same at each exam-

ined point up to an additive constant. Consequently, since the temperature field is uniform, in the sequel the temperature is monitored by using a single copper/cop-

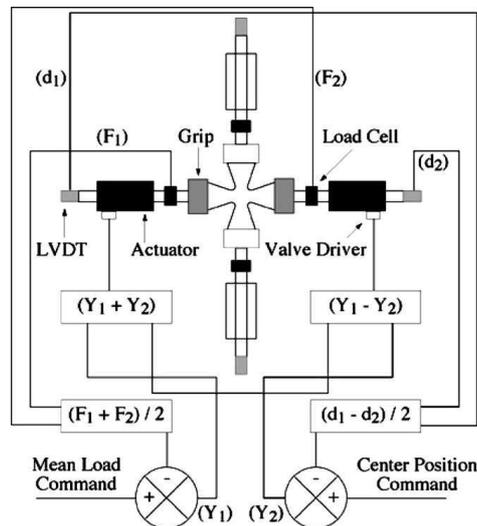


Fig. 4. Schematic of the centroid control system for one axis.

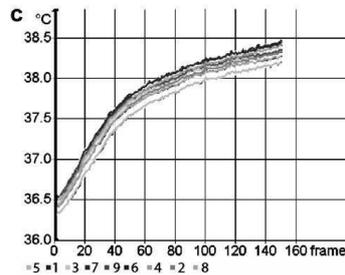
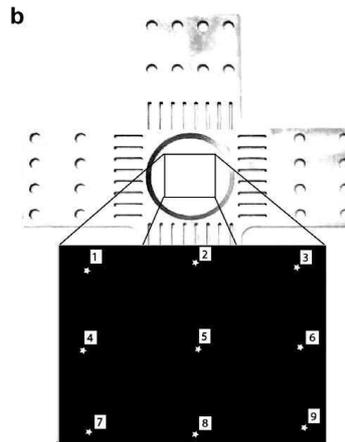
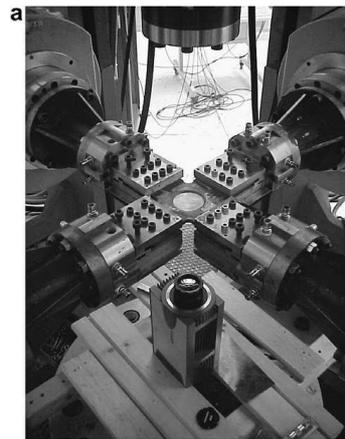


Fig. 5. Measurement of the temperature field: (a) position of the camera in the testing machine; (c) temperature changes for various points (b).

per-nickel thermocouple installed on the center of the gauge region.

To monitor the load history, two perpendicular strain gauges (Micro Measurement EP-08-062TT-120) are installed on each side of the specimen. When the actuators are not correctly positioned, an important bending strain is observed during clamping. Moreover, asymmetric strains appear during loading and a different behavior is observed between tensile and compressive load histories. When an accurate positioning of the actuators is obtained, the strains due to clamping are of the order of  $5 \times 10^{-5}$ , i.e., corresponding to a 10 MPa stress level and a symmetric behavior follows (e.g., for an equibiaxial load history as shown in Fig. 6a). The stress can be regarded as uniform in thickness. The phase shift between the axes was studied for an equibiaxial load. Fig. 6b shows that the load history is validated (i.e., the load path is nearly proportional).

#### 4. Experimental identification of an “activation surface” under biaxial loadings

The main goal of this section is to present a series of tests to identify an “equivalent activation stress” under biaxial tension–compression loadings in HCF by using temperature measurements. One *single* cruciform sample is used to identify the equivalent activation stress.

Different proportional loading-paths (Fig. 7a) are successively applied to the sample. For each path, the load is of the same type. It consists in applying successive series of 3000 cycles for different increasing stress amplitudes  $\Sigma_0$  (Fig. 7b). For each stress amplitude, the temperature of the sample  $\theta$  is recorded (Fig. 7c). The mean temperature becomes stable after about 1000 cycles and equals  $\bar{\theta}(\Sigma_0)$ . Fig. 7d shows the change of the mean steady-state temperature  $\bar{\theta}(\Sigma_0)$  with the stress amplitude for a dual-phase steel. When the stabilized temperature reaches a given offset, the loading-path changes to the next one. For each load path, the stress amplitude is depicted by a line in the stress plane (Fig. 7e), i.e., the line represents the stress amplitude. It is therefore possible to evaluate an “activation surface”

showing the different stress amplitudes leading to the same temperature offset associated with each load history. Fig. 8 shows the result obtained for a dual-phase steel with a 1 °C offset. The curve is convex, nearly symmetric with respect to the first bisector. This is related to the quasi isotropy of the material.

The equibiaxial load history appears twice during the series of proportional loads presented before so that the load history effect can be studied. The equibiaxial load is performed a first time on the specimen and a second time after nearly 96,000 cycles (i.e., 12,000 cycles multiplied by 8 paths). The two responses are reported in Fig. 9a and are almost identical. The stress levels corresponding to a 1 °C offset show a difference of 4 MPa, i.e., 2.5% of their value. The load history effect can therefore be neglected. To analyze the influence of the offset value on the shape of the “activation surface”, four series of tests were performed using different offset values, namely, 0.4, 0.6, 0.8 and 1 °C. Fig. 9b shows the shape of the “activation surfaces”. The greater the offset, the larger the “activation surface”. Yet the shape of the “activation surface” is not affected by the offset value (Fig. 9b).

#### 5. Identification procedure

This section shows how to identify the different parameters, namely,  $S_0(V_0)^{1/m}$  characterizes the level of the mean fatigue limit [Eq. (18)],  $\eta V_0$  is a material-dependent parameter to describe the temperature changes [Eq. (12)],  $m$  measures the scatter of the fatigue limits [Eq. (19)], and  $A$  characterizes the initiation criterion [Eq. (21)]. First, the two parameters  $A$  and  $\bar{\Sigma}_\infty$  (i.e., parameter  $S_0(V_0)^{1/m}$  for a given volume [Eq. (18)] of Stromeyer’s law [30]) are determined from the analysis of the classical Wöhler curve obtained in cyclic tension/compression

$$N = \frac{A}{(\Sigma_0 - \bar{\Sigma}_\infty) \bar{\Sigma}_\infty}, \quad (23)$$

where 15 samples are usually needed (Fig. 10a). Then the values for  $m$  and  $\eta V_0$  are identified by using the tempera-

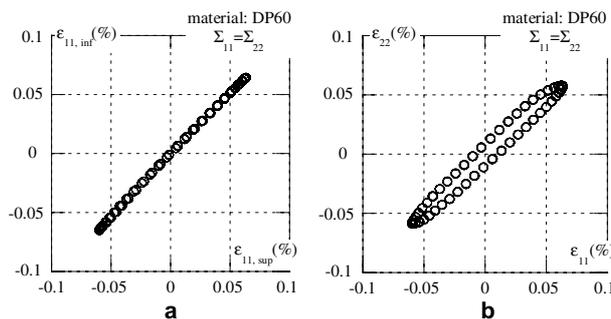


Fig. 6. Change in strains on the bottom face vs. those on the top face measured by strain gauges.

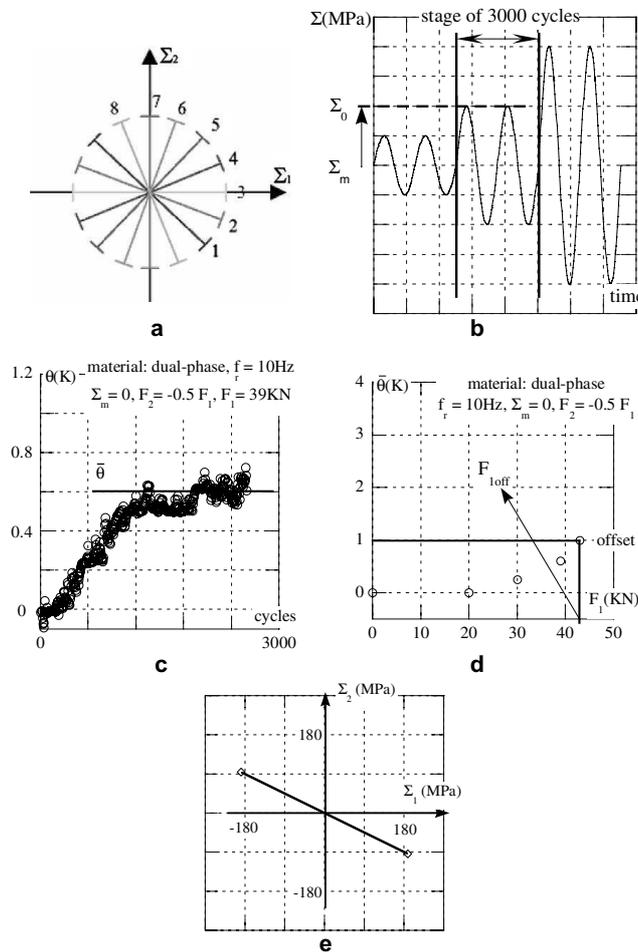


Fig. 7. Description of the experimental strategy: (a) various testing directions in the stress plane; (b) successive series of 3000 cycles of increasing stress amplitudes  $\Sigma_0$ ; (c) change in temperature during 3000 cycles; (d) change in mean steady-state temperature with the load amplitude and definition of an offset for the first direction; and (e) experimental result for this direction in the stress plane.

ture measurements [Eq. (15)] for which an additional specimen is used in a cyclic tension/compression test. The results of the identification are shown in Fig. 10b. The proposed model gives a good description of the temperature measurements, especially it accounts for the gradual change in temperature with the applied stress. The classic approach used for the analysis of this test [2–6] cannot describe this transition regime [9]. Consequently, 16 (i.e.,  $15 + 1$ ) samples are needed to identify the four parameters.

To identify the equivalent activation stress, the ‘‘activation surface’’, which is obtained with one additional sam-

ple, is used. Fig. 11a shows the comparison between the experimental results and the prediction of the present model with  $\Sigma_a = \Sigma_0^{\text{eq}}$  [i.e., when utilizing Eq. (12)]. The model is fitted by using the results of path no. 3 (Fig. 7a). The difference between experiments and predictions is about 13% in the case of shear. If the second choice for the equivalent activation stress is considered [Eq. (13)], the prediction is better (Fig. 11b). The difference between experimental results and predictions is about 3% when  $\alpha = 0.39$ . This result shows that the equivalent activation stress has to be related both to the first and second invari-

756

C. Doudard et al. / International Journal of Fatigue 29 (2007) 748–757

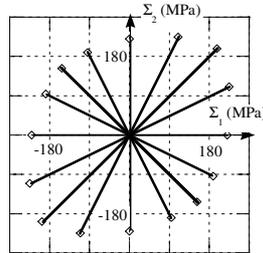


Fig. 8. Activation surface obtained for a dual-phase steel with a 1 °C offset.

ants of the stress amplitude for the steel studied herein. This procedure allows for the determination of an equivalent stress activation, which is validated for each path in the stress plane. Consequently, 17 (i.e., 15 + 1 + 1) samples are needed to identify the four parameters of the model and the equivalent activation stress.

Two fatigue results are generally used to identify classic fatigue criteria (namely, a torsion test, which corresponds to path no. 1 for this study and a bending test, which corresponds to path no. 3). The proposed identification method makes identification faster (17 samples instead of 60–100 samples), but also validation of identification for any direction in the stress plane.

6. Summary

A probabilistic two-scale model accounting for the effect of multiaxial proportional loadings on high-cycle fatigue properties was proposed. It is based upon a Poisson point process that allows one to relate the temperature changes under multiaxial loadings to HCF properties in a unified way.

A new configuration under biaxial tension–compression cyclic loadings is presented. A first (positive) check on the uniformity of the temperature and stress fields was performed. By using different proportional loading-paths, an

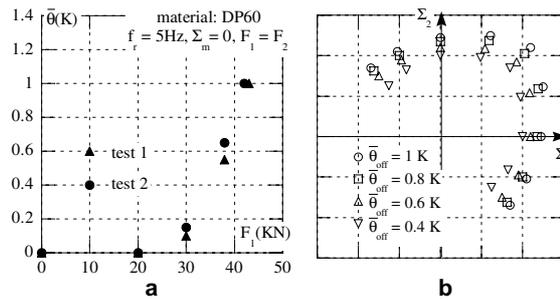


Fig. 9. Validation of the testing strategy: (a) comparison between the change in temperature with the stress amplitude for the first equibiaxial tests 1 and 2 and the same one carried out after the other loading directions and (b) activation surfaces for different offset values.

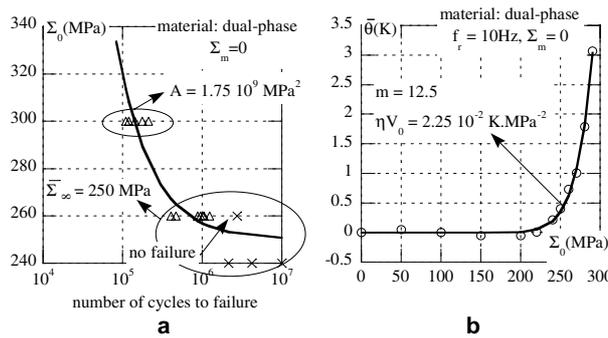


Fig. 10. Identification of  $A$  and  $\bar{\Sigma}_\infty$  (a) from a classical Wöhler curve,  $\eta V_0$  and  $m$  from temperature measurements (b) for the studied dual-phase steel ( $f_i = 10$  Hz,  $\Sigma_m = 0$ ) in a tension/compression test.

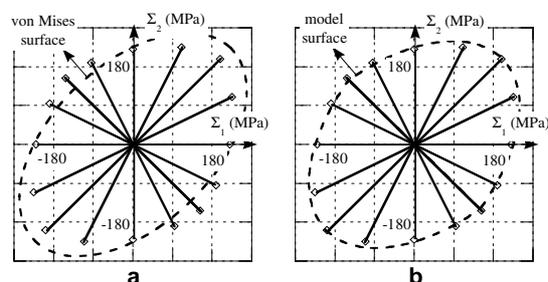


Fig. 11. Comparisons between experimental activation surfaces and predictions for a von Mises equivalent activation stress (a) and for an equivalent activation stress related to the first and second invariants of the stress amplitude.

activation surface was identified from temperature measurements. By using the probabilistic model described herein, an equivalent activation stress based on a first/second invariant ( $I_1 - J_2$ ) criterion of the stress amplitude leads to the best agreement with experimental data.

The next step of the study deals with the introduction in the model of the effects of the non-proportionality of the load history on HCF properties. This work is still in progress.

#### Acknowledgements

The authors wish to thank ARCELOR and Nippon Steel Corporation for funding this work.

#### References

- [1] Bathias C, Bailon J-P. La fatigue des matériaux et des structures. Paris, France: Hermès; 1997.
- [2] Luong MP. Infrared thermography of fatigue in metals. SPIE 1992;1682:222–33.
- [3] Bérard J-Y, Rathery S, Béranger A-S. Détermination de la limite d'endurance des matériaux par thermographie infrarouge. Mater Technol 1998;1–2:55–7.
- [4] Krapez J-C, Pacou D, Bertin C. Application of lock-in thermography to a rapid evaluation of the fatigue limit in metals. In: Grinzato et al E, editor. Fifth AITA, Int. Workshop on Advanced Infrared Techn. and Appl., Venezia, Italy, 1999, p. 379–85.
- [5] La Rosa G, Risitano A. Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components. Int. J. Fatigue 2000;22(1):65–73.
- [6] Mabru C, Chrysochoos A. Dissipation et couplages accompagnant la fatigue de matériaux métalliques. Photomécanique. Berthaud Y, Cottron M, Dupré J-C, Morestin F, Orteu J-J, Valle V, editor, GAMAC, 2001, p. 375–82.
- [7] Galtier A, Bouaziz O, Lambert A. Influence de la microstructure des aciers sur leurs propriétés mécaniques. Méc. Ind. 2002;3(5):457–62.
- [8] Doudard C, Calloch S, Hild F, Cugy P, Galtier A. Identification of the scatter in high cycle fatigue from temperature measurements. CR Mécanique 2004;332(10):795–801.
- [9] Doudard C, Calloch S, Cugy P, Galtier A, Hild F. A probabilistic two-scale model for high cycle fatigue life predictions. Fatigue Fract Eng Mater Struct 2005;28(3):279–88.
- [10] Freudenthal AM. In: Liebowitz H, editor. Statistical approach to brittle fracture. Fracture, vol. 2. Academic Press; 1968. p. 591–619.
- [11] Speich GR, Miller RL. In: Kot RA, Morris JW, editors. Structure and properties of dual phase steels. New York, USA: AIME; 1979. p. 146–81.
- [12] Li Z, Han J, Wang Y, Kuang Z. Low-cycle fatigue investigations and numerical simulations on dual phase steel with different microstructures. Fatigue Fract Eng Mater Struct 1990;3(3):229–40.
- [13] Gustavsson A, Melanger A. Variable-amplitude fatigue of a dual-phase sheet steel subjected to prestrain. Int J Fatigue 1994;16:503–9.
- [14] Lei TC, Lin GY, Cui YX. Dislocation substructures in ferrite of plain carbon dual-phase steels after fatigue fracture. Fatigue Fract Eng Mater Struct 1994;17(4):451–8.
- [15] Hashimoto TM, Pereira MS. Fatigue life studies in carbon dual-phase steels. Int J Fatigue 1996;18(8):529–33.
- [16] Nakajima K, Kamiishi S, Yokoe M, Miyata T. The influence of microstructural morphology and prestrain on fatigue crack propagation of dual-phase steels in the near-threshold region. ISIJ Int 1999;39(5):486–92.
- [17] Sarwar M, Priestner R. Fatigue crack propagation behaviour in dual phase steel. J Mater Eng Perform 1999;8:245–51.
- [18] Wang ZG, Ai SH. Fatigue of martensite–ferrite high strength low alloy dual steels. ISIJ Int 1999;39(8):747–59.
- [19] Haque ME, Sudhakar MS. ANN based prediction model for fatigue crack growth in DP steel. Fatigue Fract Eng Mater Struct 2001;23:63–8.
- [20] Gulino R, Phoenix SL. Weibull strength statistics for graphite fibres measured from the break progression in a model graphite/glass/epoxy microcomposite. J Mater Sci 1991;26(11):3107–18.
- [21] Jeulin D. Modèles morphologiques de structures aléatoires et changement d'échelle. thèse d'État, Université de Caen, 1991.
- [22] Eshelby JD. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. Proc Roy Soc London A 1957;241:376–96.
- [23] Berveiller M, Zaoui A. An extension of the self-consistent scheme to plastically flowing polycrystals. J Mech Phys Solids 1979;26:325–44.
- [24] Kröner E. On the plastic deformation of polycrystals. Acta Met 1984;9:155–61.
- [25] Lemaitre J, Lemaitre J-L, Chaboche. Mécanique des matériaux solides. Paris, France: Dunod; 1985.
- [26] Cugy P, Galtier A. Microplasticity and temperature increase in low carbon steel. Stockholm, Sweden, Ed. t. I.F. Conference 2002.
- [27] Weibull W. A statistical theory of the strength of materials. Roy Swed Inst Eng Res. 1939; Report 151.
- [28] Weibull W. A statistical distribution function of wide applicability. ASME J Appl Mech 1951;18(3):293–7.
- [29] Cottet F. LabVIEW Programations et applications. Paris, France: Dunod; 2001.
- [30] Stromeyer CE. The determination of fatigue limits under alternating stress conditions. Proc Roy Soc London A 1914;90:411–25.



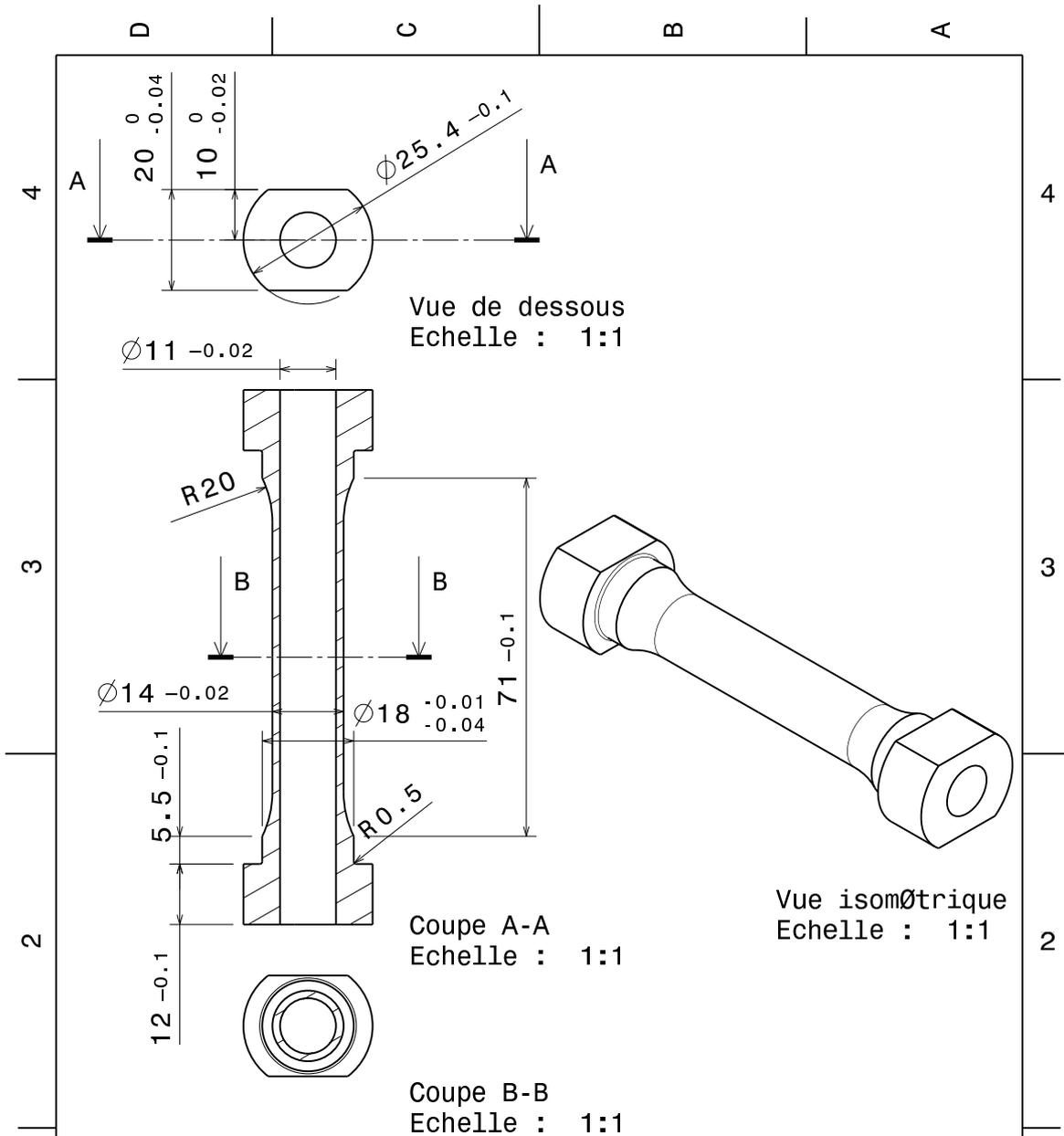
ANNEXE

# D

---

## Géométrie des éprouvettes tubulaires

Ces éprouvettes permettent des chargements de traction-torsion. La mise en position est réalisée par les centrages courts  $\phi = 18$  et les appuis-plans. La sollicitation de traction est transmise par ces appuis-plans et celle de compression l'est par des cales pentées venant en contact avec les extrémités des têtes. Les sollicitations de torsion sont permises grâce aux 4 méplats.



DESIGNED BY: <b>Poncelet M.</b>		<h1>Epreuve TTC</h1>	I	-	
DATE: 13/06/2006			H	-	
CHECKED BY: XXX			G	-	
DATE: XXX			F	-	
SIZE: <b>A4</b>		<h2>LMT Cachan</h2>		E	-
SCALE: <b>1:1</b>	WEIGHT (kg): <b>XXX</b>	DRAWING NUMBER: <b>XXX</b>	SHEET: <b>1/1</b>	D	-
This drawing is our property; it can't be reproduced or communicated without our written agreement.				C	-
				B	-
				A	-

---

## Prise en compte d'un effet de surface sur éprouvette tubulaire ?

Cette dernière partie du chapitre 2 essaye d'expliquer la différence de comportement thermique observée entre les éprouvettes tubulaires jusqu'alors utilisées et d'autres, de même géométrie à l'absence du perçage près, c'est-à-dire qu'il s'agit d'éprouvettes simplement cylindriques. Nous allons voir que le modèle avec contrainte d'activation<sup>1</sup> n'expliquant pas ces résultats, une cause plausible est la présence d'un effet de surface additionnel dans le cas des éprouvettes tubulaires. Après une légère modification du modèle, nous comparerons à nouveau les différents résultats d'essais d'auto-échauffement et discuterons des conséquences sur les prévisions de fatigue.

### 1 Différences entre éprouvettes tubulaires et cylindriques

L'essai sur éprouvettes cylindriques devait répondre principalement à une question : l'approche par facteur d'hétérogénéité est-elle encore capable dans le cas d'hétérogénéité très importante ? Si tel est le cas, il serait possible de mettre au point un deuxième<sup>2</sup> protocole d'identification du paramètre  $m$ , basé cette fois-ci sur une variation de géométrie, et  $m$  serait obtenu par recherche du facteur  $H_{m+2}$  optimal permettant la superposition des résultats pour deux géométries distinctes.

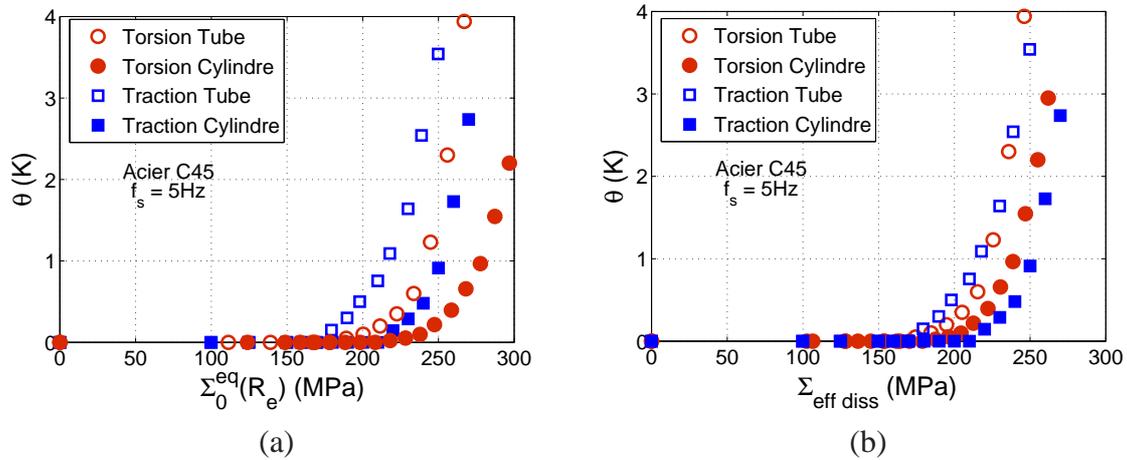
Deux essais d'auto-échauffement sont donc menés : 1 sur éprouvette tubulaire en torsion et 1 sur éprouvette cylindrique en torsion. Les résultats « bruts » (en contraintes équivalentes de Von Mises au rayon extérieur, mais avec corrections de la différence de temps caractéristique) sont présentés en figure E.1 (a). On applique alors les facteurs  $H_{m+2}$  appropriés (dans le cas du cylindre et pour  $m = 12$ , on a  $H_{m+2}^{cyl} = 0,12$  là où  $H_{m+2}^{tube} = 0,32$ ) et l'on obtient la figure E.1 (b) en fonction de la contrainte effective. On remarque que, contre toute attente, résultats de torsion sur tube et sur cylindre ne se superposent pas du tout. D'où vient cette différence ?

On réalise deux autres essais, l'un de traction sur éprouvette tubulaire et l'autre sur

---

<sup>1</sup>Rappelons que ce modèle, approximatif dans le cas des essais de fatigue non-proportionnels, était tout à fait pertinent en ce qui concerne les essais d'auto-échauffement. En outre la philosophie de la présente partie (l'introduction d'une hétérogénéité intrinsèque) serait tout à fait similaire dans le cas du modèle à activation par cisson.

<sup>2</sup>Nous avons mentionné plus haut que la valeur de  $m$  (12), identifiée sur une courbe d'échauffement de torsion, était plus basse que celle attendue (entre  $\sim 15$  et  $\sim 18$ ).



**FIG. E.1 :** Courbe d'auto-échauffement d'éprouvettes tubulaire et cylindrique : (a) en fonction de la contrainte équivalente de Von Mises au rayon extérieur et (b) en fonction de la contrainte effective dissipative.

éprouvette cylindrique. On voit sur la figure E.1 (b) que les quatre courbes se réunissent en deux groupes selon leur géométrie. La différence vient de la différence d'éprouvette.

Une courbe d'auto-échauffement variant proportionnellement avec  $\tau_{eq}$ , une première hypothèse est une évaluation erronée des temps caractéristiques. Dans le présent protocole, cette identification se fait dans la plupart des cas sur une sortie papier de la mesure d'auto-échauffement lors du refroidissement de l'éprouvette. Si l'on utilise toujours la même géométrie et le même montage, une erreur sur le temps caractéristique n'a pas d'incidence puisque toutes les courbes sont alors traitées avec le même temps. Cependant pour la première fois dans cette campagne de traction-torsion, nous comparons des essais réalisés sur différentes géométries.

Une vérification des temps caractéristiques est donc réalisée par un autre moyen de mesure. Pour chaque type de géométrie, une caméra infrarouge<sup>3</sup> est placée de telle sorte qu'elle cadre l'éprouvette peinte en noir en entier comme montré figure E.2 (a). On sollicite alors celle-ci en torsion et l'on mesure l'évolution du champ de température pendant et après le chargement.

On identifie par une première méthode les temps caractéristiques. Pour cela on suppose une décroissance exponentielle sur la température moyenne d'un patch de  $10 \times 10$  pixels du film infrarouge situés à l'endroit habituel du thermocouple. On trouve pour l'éprouvette tubulaire  $\tau_{eq}^{tube} = 48$  s et pour la géométrie cylindrique  $\tau_{eq}^{cyl} = 65$  s (valeurs utilisées pour tracer les figures E.1). L'identification à partir des thermocouples donnant respectivement  $\tau_{eq}^{tube} = 47 \pm 2$  s et  $\tau_{eq}^{cyl} = 56 \pm 2$  s, les deux identifications à partir de mesures ponctuelles (thermocouple ou patch de pixels) ne sont en accord qu'au premier ordre. Ayant à disposition des mesures de champ de température, une deuxième identification est donc proposée afin de déterminer plus précisément les temps caractéristiques.

<sup>3</sup>pour de plus amples informations, voir au chapitre 3.

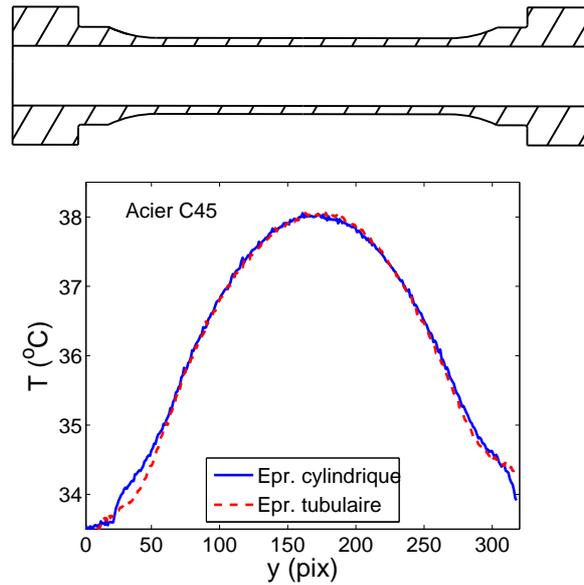


FIG. E.2 : Mesure thermographique sur éprouvette de traction-torsion : variation de la température selon une génératrice pour les deux éprouvettes

On part pour cela de l'équation de la chaleur 1D (selon l'axe de l'éprouvette) représentant l'éprouvette

$$\dot{\theta} - \frac{\lambda}{\rho C} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{f_r D}{\rho C}. \quad (\text{E.1})$$

Si l'on suppose une séparation des variable, on a  $\theta(t, x) = \bar{\theta} \psi(t) \phi(x)$ , et dans le cas stationnaire l'équation (E.1) nous permet de trouver  $\phi(x) = A \frac{x^2}{2} + Bx + 1$  et  $\psi(t) = 1$ . On peut donc réécrire l'équation précédente

$$\frac{\lambda}{\rho C} \bar{\theta} A = \frac{f_r D}{\rho C}. \quad (\text{E.2})$$

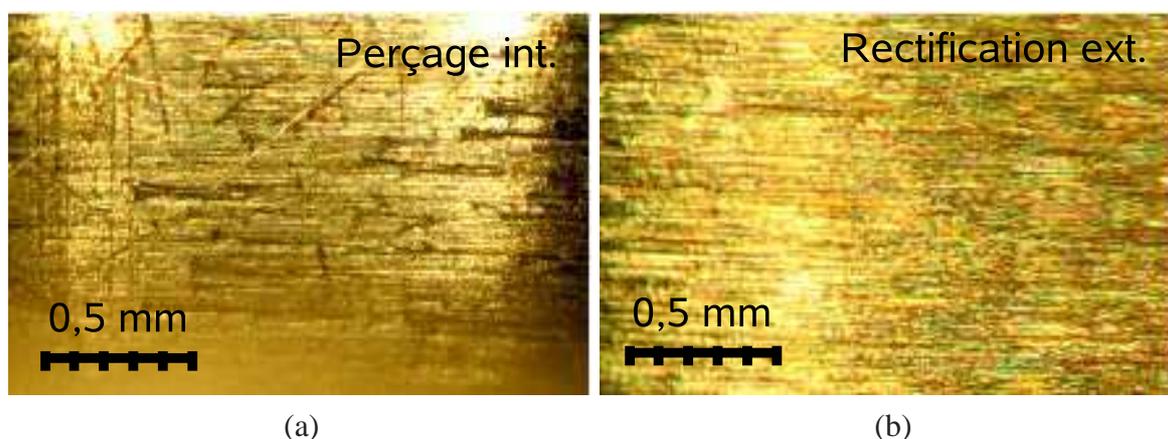
Or nous écrivons le cas 0D stationnaire

$$\frac{\lambda}{\rho C} \frac{\bar{\theta}}{\tau_{eq}} = \frac{f_r D}{\rho C}. \quad (\text{E.3})$$

Par égalité des deux équations précédentes, on a donc  $\tau_{eq} = 1/A$ .

On peut donc obtenir  $\tau_{eq}$  en interpolant  $\phi(x)$  sur une mesure de température selon une des génératrice de l'éprouvette (figure E.2 (b)). On trouve alors une différence entre les valeurs obtenues via le gradient et celles obtenues via la dérivée temporelle de l'ordre de 6 %. Cet écart étant bien en deçà de celui qui expliquerait la différence entre les courbes d'auto-échauffement sur tube et sur cylindre, on considère que l'évaluation des temps caractéristiques n'en est pas la cause.

Une seconde hypothèse est qu'il y a une hétérogénéité intrinsèque dans l'éprouvette tubulaire - plus précisément un effet de surface sur celle créée par perçage - qu'il n'y a pas dans le cas de l'éprouvette cylindrique. On peut voir figure E.3 (a) que - outre la qualité de



**FIG. E.3 :** État de surface des éprouvettes de traction-torsion (loupe binoculaire,  $\times 12$ ) : (a) surface interne (b) surface externe.

l'usinage toujours plus mauvaise en perçage qu'en tournage à cause de micro-arrachements et de l'évacuation des copeaux - la surface interne est brute de perçage, contrairement à la surface externe du fût qui est rectifiée. Les valeurs usuelles des épaisseurs affectées par un perçage et une rectification sont très différentes, de l'ordre de  $\approx 200 \mu\text{m}$  dans le premier cas et  $\approx 30 \mu\text{m}$  dans le second.

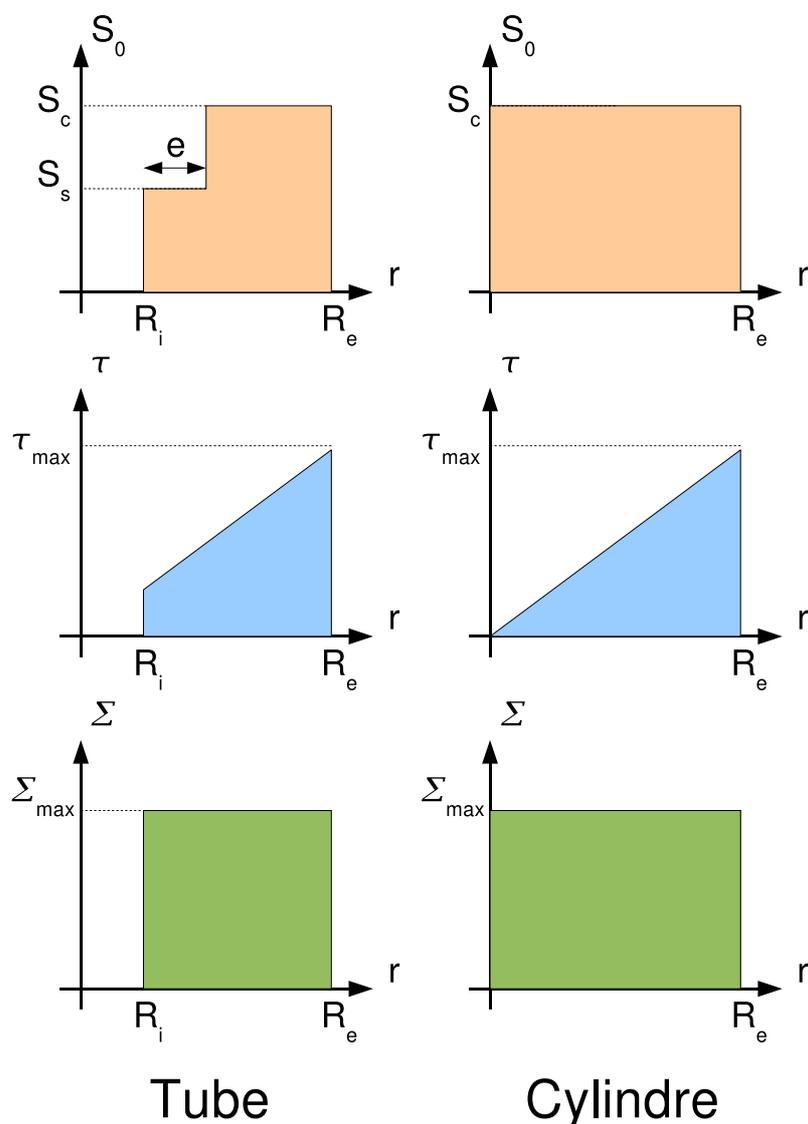
Nous allons donc introduire une hétérogénéité intrinsèque dans le modèle pour rendre compte du perçage. Nous pourrions la caractériser en utilisant d'une part des données de la littérature et d'autre part une des courbes d'auto-échauffement sur tube. Enfin nous pourrions apprécier la correction amenée à la courbe d'auto-échauffement qui n'aura pas été utilisée pour l'identification.

## 2 Introduction d'une hétérogénéité intrinsèque

L'hétérogénéité est décrite comme une zone d'épaisseur  $e$  où les propriétés du matériau sont homogènes mais différentes du reste de l'éprouvette. Le paramètre  $S_0$  du modèle est à même de rendre compte efficacement de variation d'intensité de dissipation et de limite d'endurance (c'est ce que nous avons par exemple fait pour la dépendance à la contrainte hydrostatique), nous décidons de faire uniquement dépendre ce paramètre du rayon  $r$ . On peut donc représenter le problème actuel comme schématisé en figure E.4. On a une combinaison d'hétérogénéité intrinsèque et structurale.

On cherche la température de l'éprouvette avec les mêmes hypothèses que précédemment (uniformité du champ de température), et donc seule la dissipation globale  $\Delta$  est nécessaire. On l'obtient par intégration sur toute la géométrie de  $D$ , donnée par

$$D(r) = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_o^{eq}(r))^{m+2}}{V_0 S_0(r)^m} \quad (\text{E.4})$$



**FIG. E.4** : Modélisation d'un effet de surface sur les éprouvettes de traction-torsion : hétérogénéité intrinsèque du paramètre  $S_0$  (haut), hétérogénéité structurale du cisaillement (milieu) et homogénéité de la contrainte de traction (bas).

dans le cas proportionnel, avec  $\Sigma_o^{eq}(r) = \sqrt{\Sigma^2 + 3 \left( \frac{\tau_{max} r}{R_e} \right)^2}$ . Comme nous l'avons dit,  $S_0$  dépend ici de  $r$  et est défini sur  $[R_i, R_e]$  par

$$S_0(r) = S_c + (S_s - S_c)H(R_i + e - r) \quad (\text{E.5})$$

où  $S_c$  et  $S_s$  sont les valeurs de  $S_0$  respectivement à coeur et sur la surface interne, et  $H$  est la fonction de Heaviside. On peut alors calculer analytiquement, dans le cas général, la

dissipation globale

$$\Delta = \frac{4mV_f}{h(m+1)(m+2)V_0} \frac{2}{R_e^2 - R_i^2} (f(R_i, R_i + e, S_s) + f(R_i + e, R_e, S_c)) \quad (\text{E.6})$$

avec

$$f(R_{min}, R_{max}, S) = \int_{r=R_{min}}^{R_{max}} \frac{\left( \Sigma^2 + 3 \left( \frac{\tau_{max} r}{R_e} \right)^2 \right)^{\frac{m+2}{2}}}{S^m} r dr \quad (\text{E.7})$$

qui s'exprime par

$$\begin{aligned} f(R_{min}, R_{max}, S) = & \quad (\text{E.8}) \\ & \frac{\Sigma^{m+2}}{S^m} \sum_{i=0}^{\frac{m+2}{2}} \left[ \left( 1 + 3 \left( \frac{\tau_{max} r}{\Sigma R_e} \right)^2 \right)^{\frac{m+2}{2} - i} \left( \frac{\tau_{max}}{\Sigma R_e} \right)^{2i} \frac{r^{2(i+1)} (-3)^i \left( \frac{m}{2} + 2 \right)!}{2(i+1)! \left( \frac{m+2}{2} - i \right)!} \right]_{R_{min}}^{R_{max}} \\ & + \frac{\Sigma^{m+2}}{S^m} \frac{(-1)^{\frac{m+2}{2}}}{m+4} \left[ r^{\frac{m+4}{2}} \right]_{R_{min}}^{R_{max}} \end{aligned}$$

Cette expression, lourde, peut se ramener à l'expression maintenant habituelle

$$\Delta = \frac{4mV_f H_{m+2} H_{m+2}^S}{h(m+1)(m+2)} \frac{(\Sigma_{OM}^{eq}(r))^{m+2}}{V_0 S_c} \quad (\text{E.9})$$

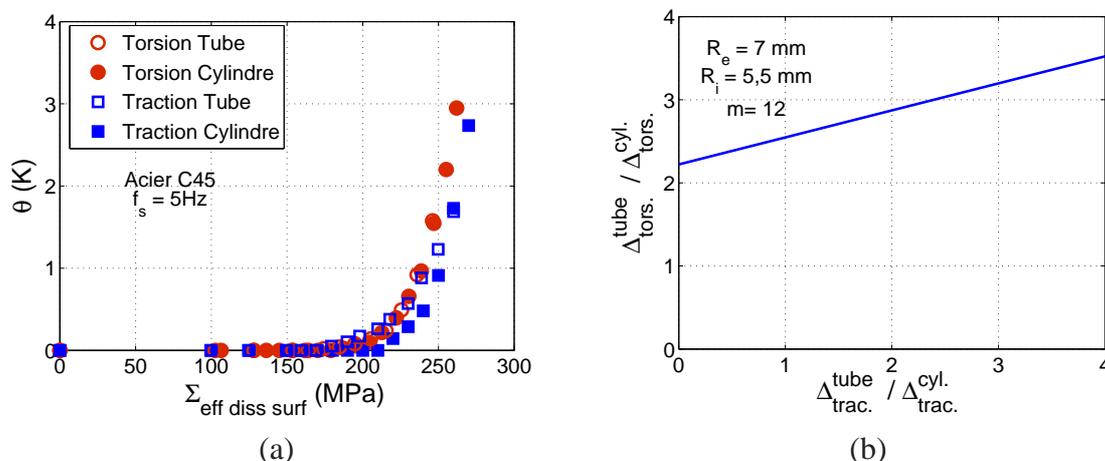
où  $H_{m+2}$  et  $H_{m+2}^S$  sont deux facteurs d'hétérogénéités respectivement structurale (déjà défini en partie 2.2.3 du chapitre 2) et intrinsèque. Afin d'explicitier ce dernier, on exprime  $\Delta$  en fonction des termes d'effet de surface « normés »  $e/(R_e - R_i)$  et  $S_c/S_s - 1$ , puis on l'approxime au premier ordre, ce qui nous donne l'expression de  $H_{m+2}^S$  suivante

$$H_{m+2}^S \approx 1 + \chi \frac{3(m+4)\tau_{max}^2 (R_e - R_i) R_i \left( \Sigma^2 + 3 \left( \frac{\tau_{max} R_i}{R_e} \right)^2 \right)^{\frac{m+2}{2}}}{R_e^2 \left( \left( \Sigma^2 + 3\tau_{max}^2 \right)^{\frac{m+4}{2}} - \left( \Sigma^2 + 3 \left( \frac{\tau_{max} R_i}{R_e} \right)^2 \right)^{\frac{m+4}{2}} \right)} \quad (\text{E.10})$$

où  $\chi$  est défini comme suit

$$\chi = \frac{\left( \left( \frac{S_c}{S_s} \right)^m - 1 \right) e}{R_e - R_i} \quad (\text{E.11})$$

c'est à dire que  $\chi$  est un paramètre d'influence moyenne de l'effet de surface. Il dépend proportionnellement de l'épaisseur affectée par l'effet de surface. Il vaut 0 en cas d'absence d'effet de surface ( $e = 0$  et/ou  $S_s = S_c$ ) et peut être négatif comme positif selon le type d'effet de surface, c'est-à-dire selon que  $S_s > S_c$  (effet de surface améliorant la tenue à la



**FIG. E.5 :** Effet de surface sur les éprouvettes de traction-torsion : (a) courbe d'auto-échauffement d'éprouvettes tubulaire et cylindrique en fonction de  $\Sigma_{\text{eff diss surf}}$ , (b) Variation du rapport d'énergie dissipée globale en torsion en fonction du rapport d'énergie dissipée globale en traction.

fatigue) ou  $S_s < S_c$  (effet de surface la dégradant). Enfin, pour un rapport  $S_c/S_s$  donné, plus le paramètre  $m$  est élevé et plus il accentuera l'effet.

Il n'est mathématiquement pas possible de donner une expression de  $H_{m+2}^S$  au deuxième ordre sans devoir séparer les termes  $e/(R_e - R_i)$  et  $S_c/S_s - 1$ , si bien qu'alors  $\chi$  n'est plus utilisable. Quoiqu'il en soit nous sommes de toute façon limités par la mesure de l'effet de surface lors de l'essai d'échauffement (mesure moyenne par thermocouple) et chercher un ordre supérieur ici n'aurait pas beaucoup de sens<sup>4</sup>. On se limite donc à l'identification du paramètre moyen  $\chi$ .

### 3 Application aux résultats

On identifie  $\chi = 3,22$  grâce au rapport des courbes d'auto-échauffement en torsion et l'on peut alors retracer la figure E.1 (b) en fonction de la nouvelle contrainte effective prenant en compte  $H_{m+2}^S$ , ce qui donne la figure E.5 (a). Il est logique que les courbes de torsion se superposent puisque l'identification a été réalisée avec elles. Par contre le fait que toutes les courbes soient superposées signifie que l'hypothèse d'effet de surface est vérifiée. L'écart entre les courbes est divisé environ par 2 grâce à la prise en compte de l'hétérogénéité intrinsèque.

Il est néanmoins surprenant que l'on ait expérimentalement approximativement le même effet pour le chargement de torsion et de traction (température environ 3 fois supérieure pour les tubes dans les deux cas). Nous devrions avoir, *a priori*, un effet moindre en tor-

<sup>4</sup>Cela est tout l'enjeu du troisième chapitre : est-il possible d'identifier un effet de surface plus précisément que cela est permis par une mesure moyenne, à l'aide d'une mesure de champ ?

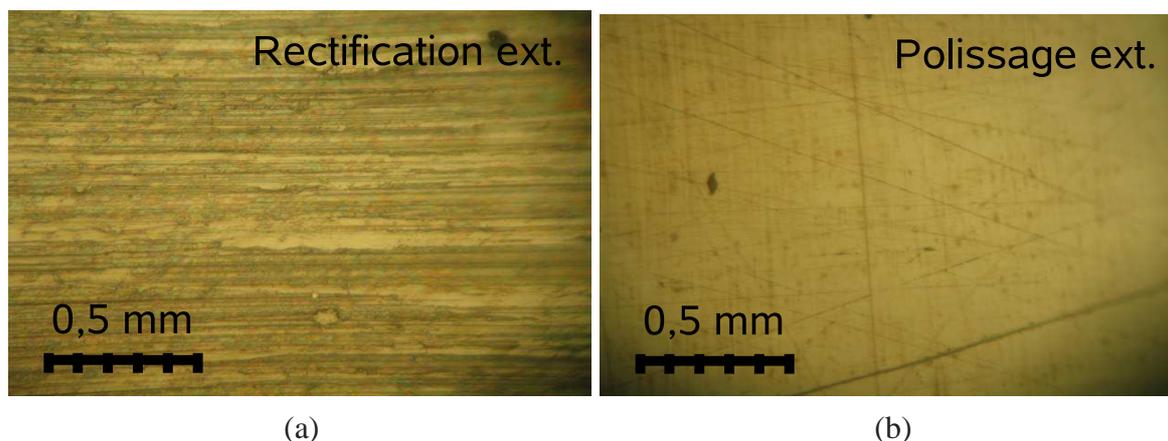


FIG. E.6 : État de surface des éprouvettes diabolo de traction (microscopie optique,  $\times 500$ ) :  
(a) surface rectifiée (b) surface polie.

sion puisque la région affectée par l'effet de surface est sur le rayon interne, moins sollicitée. Pour répondre à cela, on propose de tracer figure E.5 (b) la variation du rapport des énergies dissipées globales pour les deux géométries en torsion,  $\Delta_{tors}^{tube} / \Delta_{tors}^{cyl}$ , en fonction du rapport des énergies dissipées globales pour les deux géométries en traction  $\Delta_{trac}^{tube} / \Delta_{trac}^{cyl}$ . Dit autrement, un rapport d'énergies dissipées globales en traction différent de 1 est dû à la présence d'un effet de surface que l'on peut estimer en identifiant  $\chi$ . Connaissant  $\chi$  il est possible de prévoir le rapport des énergies dissipées globales en torsion.

On remarque que pour un rapport égal à 1 en traction, le rapport est supérieur à 1 en torsion. Cela est dû à la plus faible hétérogénéité dans le tube en torsion que dans le cylindre en torsion, qui dissipe davantage d'un point de vue volumique. D'autre part plus l'effet est marqué en traction, et plus il l'est en torsion (la pente est positive), ce qui est logique. Enfin, il est surprenant de voir que pour le couple géométrie / valeur de  $m$ , un rapport d'environ 3 en traction provoque également un rapport d'environ 3 en torsion. Ainsi, cette « égalité » de l'effet de surface en traction et en torsion n'aurait pas été remarquée si un autre matériau, ou d'autres dimensions d'éprouvette avaient été utilisées.

On est alors en mesure de se demander si la surface externe n'est elle-même pas le siège d'un effet de surface. Si c'est le cas utiliser simplement un rapport de volume pour corriger l'effet de volume entre éprouvette de fatigue en traction et de traction-torsion n'aurait pas de sens. Il faudrait également prendre en compte un rapport des aires des différentes géométries.

Afin de répondre à cette question, deux essais d'échauffement en traction sont réalisés, l'un sur éprouvette diabolo rectifiée (état de surface utilisé jusqu'à maintenant) présentée figure E.6 (a) et l'autre sur éprouvette diabolo polie (polissage mécanique, au tour, finition avec suspension diamantée  $3 \mu\text{m}$ ) (figure E.6 (b)). L'épaisseur affectée par un tel polissage est usuellement de l'ordre de  $\approx 10 \mu\text{m}$ .

La figure E.7 montre que les deux courbes d'auto-échauffement se superposent, et qu'il n'y a pas d'effet de surface différents entre les deux éprouvettes. On suppose donc qu'il n'y

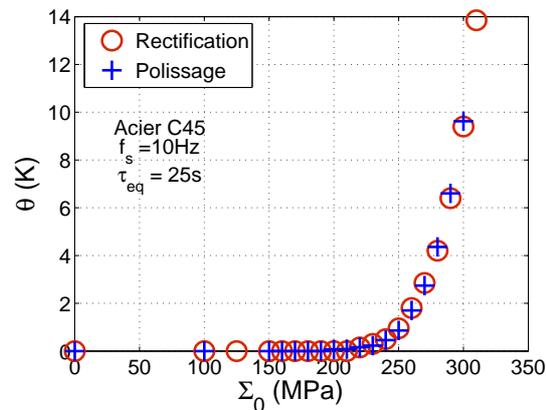


FIG. E.7 : Courbe d'auto-échauffement d'éprouvettes rectifiée et polie.

a pas d'effet notable<sup>5</sup> sur la surface extérieure rectifiée de nos éprouvettes, et que donc nous n'enrichissons pas plus le modèle dans le cas présent.

Quelle est la conséquence de cet effet de surface sur les prévisions de fatigue ? Il aurait tendance à sous-évaluer les prévisions, puisque la limite d'endurance est connue à partir des éprouvettes de traction, sans perçage, et qu'elle est prévue sur les éprouvettes tubulaires avec l'effet de surface. On dégraderait donc les prévisions de trajets proportionnels mais améliorerait celle en non-proportionnel. Il faudrait néanmoins tout d'abord vérifier si certaines initiations de fissure ont eu lieu sur la surface interne. En outre, il serait peu réaliste de penser que le modèle - qui rend compte d'effet d'hétérogénéité structurale, de la multiaxialité, d'un point de vue thermique et mécanique, avec finalement peu de paramètres (4 initiaux) - pourrait également prendre en compte des hétérogénéités intrinsèques à la fois en thermique et en rupture à l'aide d'un seul paramètre additionnel. Quoiqu'il en soit, ce n'était pas le but de cette annexe, qui était plutôt de montrer que la notion de facteur d'hétérogénéité, initialement introduit ici dans le cadre structural, peut être aisément étendue aux cas d'hétérogénéité intrinsèque.

<sup>5</sup>Plus précisément, la différence entre l'effet de surface polie, qui existe, et celui de la surface rectifiée, n'est pas perceptible pour notre géométrie d'éprouvette (rapport surface/volume  $\approx 0,5 \text{ mm}^{-1}$ ).



## Principe de la corrélation d'images

Cette annexe a pour but d'énoncer brièvement les principes de la corrélation d'images utilisés par CORRELI<sup>LMT</sup> [Hild et al., 1999, Hild, 2002, Besnard et al., 2006]. La corrélation d'images permet de déterminer le déplacement entre deux images : l'une est l'image de référence et l'autre l'image déformée. Pour cela, l'image (ou la région d'étude) est décomposée en zones d'étude sur lesquelles la déformation est considérée uniforme.

$f$  (resp.  $g$ ) étant la distribution de niveaux de gris de l'image de référence (resp. de l'image déformée), la conservation du flot optique s'écrit

$$g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) = f(\underline{x}) \quad (\text{F.1})$$

avec  $\underline{u}(\underline{x})$  le déplacement plan entre les deux images.

On peut alors déterminer le champ de déplacement approché  $\underline{v}$  au sens la norme 2 en minimisant la fonctionnelle  $\Phi$

$$\Phi(\underline{v}) = \int [g(\underline{x} + \underline{v}(\underline{x})) - f(\underline{x})]^2 d\underline{x} \quad (\text{F.2})$$

On suppose que  $f$  et  $g$  sont suffisamment régulières et que le déplacement  $\underline{v}$  est petit en amplitude pour appliquer un développement de Taylor au premier ordre de  $\Phi$ , ce qui donne

$$\Phi(\underline{v}) = \int [g(\underline{x}) - f(\underline{x}) + \underline{v}(\underline{x}) \cdot \underline{\nabla}g(\underline{x})]^2 d\underline{x} \quad (\text{F.3})$$

L'équation (F.3) montre donc que le déplacement ne peut être mesuré que dans la direction du gradient. Le champ de déplacement est donc écrit comme une combinaison linéaire d'une base de fonctions  $\underline{V}_j(\underline{x})$  pour résoudre ce problème

$$\underline{v}(\underline{x}) = \sum_i v_i \underline{V}_i(\underline{x}) \quad (\text{F.4})$$

La minimisation de  $\Phi$  s'écrit alors pour tout  $j$

$$\left[ \int (\underline{\nabla}g \cdot \underline{\nabla}g)(\underline{x}) : (\underline{V}_j \cdot \underline{V}_k)(\underline{x}) d\underline{x} \right] v_k = \int [f(\underline{x}) - g(\underline{x})] (\underline{\nabla}g \cdot \underline{V}_j)(\underline{x}) d\underline{x}. \quad (\text{F.5})$$

L'équation (F.5) peut se mettre sous la forme du système linéaire suivant

$$\underline{\underline{M}}\underline{V} = \underline{F} \quad (\text{F.6})$$

où  $\underline{V}$  contient les composantes  $v_i$  recherchées et  $\underline{\underline{M}}$  et  $\underline{F}$  sont connus à partir de  $f$ ,  $g$  et  $\underline{V}_j$ .

Cette méthode étant limitée par l'hypothèse d'une amplitude de déplacement faible pour le développement de Taylor (équation (F.3)), une stratégie multi-échelles est utilisée [Hild, 2002, Besnard et al., 2006]. L'algorithme de corrélation comporte donc plusieurs étapes allant de l'échelle la plus grande à la plus petite. La première étape calcule un déplacement « grossier » qui sera déjà pris en compte pour la deuxième étape. Ceci permet donc de limiter l'amplitude des déplacements pour chaque étape de calcul. Les bases de décomposition du déplacement pouvant être de différente nature, on peut en particulier choisir les éléments Q4 habituellement utilisés pour les calculs par éléments finis. Cette base permet alors d'avoir une continuité du champ de déplacement mesuré.

---

# Bibliographie

- [Mat, 2007a] (2007a). Matweb : Material property data. <http://www.matweb.com>. Carbon Nanofoam.
- [Mat, 2007b] (2007b). Wolframmathworld. <http://mathworld.wolfram.com>. Bessel function of the first kind, Bessel function of the second kind, Modified Bessel function of the first kind, Modified Bessel function of the second kind.
- [Amiot, 2005] Amiot, F. (2005). *Mesure de champs à l'échelle micrométrique pour l'identification d'effets mécaniques surfaciques : vers une nouvelle instrumentation pour la biologie*. thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Arnould et al., 2005] Arnould, O., Brémond, P., et Hild, F. (2005). Thermal evaluation of the mean fatigue limit of a complex structure. In Peacock, G., Burleigh, D., et Miles, J., editors, *Proceedings of Thermosense XXVII*, pages 255–263.
- [Bathias et Baïlon, 1997] Bathias, C. et Baïlon, J. P. (1997). *La fatigue des matériaux et des structures*. Hermès, Paris (France), 2ème édition.
- [Belgen, 1967] Belgen, M. H. (1967). Infrared radiometric stress instrumentation. application range study. Technical Report CR-1067, NASA report.
- [Bérard et al., 1998] Bérard, J.-Y., Rathery, S., et Béranger, A.-S. (1998). Détermination de la limite d'endurance des matériaux par thermographie infrarouge. *Mat. Tech.*, 1-2 :55–57.
- [Bergmann et al., 2001] Bergmann, G., Deuretzbacher, G., Heller, M., Graichen, F., Rohlmann, A., Strauss, J., et N.Duda, G. (2001). Hip contact forces and gait patterns from routine activities. *J. Biomech.*, 34 :859–871.
- [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 :273–279.
- [Berveiller et Zaoui, 1979] Berveiller, M. et Zaoui, A. (1979). An extension of the self-consistent scheme to plastically flowing polycrystals. *J. Mech. Phys. Solids*, 26 :325–344.
- [Besnard et al., 2006] Besnard, G., Hild, F., et Roux, S. (2006). 'finite-element' displacement fields analysis from digital images : Application to portevin-le châtelier bands. *Exp. Mech.*, 46(6) :789–804.
- [Billaudeau et Nadot, 2004] Billaudeau, T. et Nadot, Y. (2004). Support for an environmental effect on fatigue mechanisms in the long life regime. *Int. J. Fat.*, 26 :839–847.
- [Bissieux et al., 2007] Bissieux, C., Pron, H., Henry, J.-F., Chirtoc, M., et Antoniow, J.-S. (2007). Caractérisation thermophysique et thermomécanique multi-échelles par thermographie infrarouge. GT Thermographie.

- [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. *Int. J. Fat.*, 26 :221–229.
- [Brémont, 1996] Brémont, P. (1996). La thermographie infrarouge pour voir les contraintes. *Mesures*, 653 :53–56.
- [Calloch, 1997] Calloch, S. (1997). *Essais triaxiaux non-proportionnels et ingénierie des modèles de comportement*. thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Calloch, 2002] Calloch, S. (2002). *Mécanique des matériaux sous sollicitations multiaxiales*. Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Carslaw et Jaeger, 1959] Carslaw, H. S. et Jaeger, J. C. (1959). *Conduction of Heat in Solids*. Oxford Science Publication, Oxford (UK), 2ème édition.
- [Cazaud, 1959] Cazaud, R. (1959). *La fatigue des métaux*. Dunod, Paris (France).
- [Chantier - De Lima, 2000] Chantier - De Lima, I. (2000). *Tolérance aux défauts initiaux et effets de surface : dimensionnement à la fatigue de pièce de fonderie*. thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Charkaluc et Constantinescu, 2006] Charkaluc, E. et Constantinescu, A. (2006). Estimation of the mesoscopic thermoplastic dissipation in high-cycle fatigue. *C.R. Mécanique*, 334 :373–379.
- [Charkaluk et al., 2002] Charkaluk, E., Bigonnet, A., Constantinescu, A., et Dang Van, K. (2002). Fatigue design of structures under thermomechanical loadings. *Fat. Fract. Eng Mat. Struct.*, 25(12) :1199–1206.
- [Chrysochoos, 1987] Chrysochoos, A. (1987). *Dissipation et blocage d'énergie lors d'un écrouissage en traction simple*. thèse d'état, Université des sciences et techniques du Languedoc.
- [Chrysochoos, 2002] Chrysochoos, A. (2002). La thermographie infrarouge, un outil en puissance pour étudier le comportement des matériaux. *Méca. Ind.*, 3 :3–14.
- [Chrysochoos et Louche, 2000] Chrysochoos, A. et Louche, H. (2000). An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation. *Int. J. Eng. Sci.*, 38 :1759–1788.
- [Crossland, 1956] Crossland, B. (1956). Effect of large hydrostatic pressures on the torsional fatigue strength of an alloy steel. In *Proc. Int. Conf. Fatigue of Metals*, pages 138–149, London (UK).
- [Cugy et Galtier, 2002] Cugy, P. et Galtier, A. (2002). Microplasticity and temperature increase in low carbon steel. In *Proceedings of the 8th International Fatigue Conference*, volume 1, Stockholm (Suède).
- [Dang Van, 1973] Dang Van, K. (1973). Sur la résistance à la fatigue des métaux. Technical Report 3ème fascicule, Sciences et techniques de l'armement, Mémorial de l'artillerie française.

- [Dang Van et al., 1989] Dang Van, K., Cailletaud, G., Flavenot, J. F., Douaron, A. L., et Lieurade, H. P. (1989). *Biaxial and Multiaxial Fatigue*, chapter Criterion for high-cycle fatigue failure under multiaxial loading, pages 459–478. Mechanical Engineering Publication, London (UK).
- [Dang Van et Maitournam, 2002] Dang Van, K. et Maitournam, M. H. (2002). On some recent trends in modelling of contact fatigue and wear in rail. *Wear*, 253 :219–227.
- [Davoli et al., 2003] Davoli, P., Bernasconi, A., Filippini, M., Foletti, S., et Papadopoulos, I. (2003). Independence of the torsional fatigue limit upon a mean shear stress. *Int. J. Fat.*, 25 :471–480.
- [Decker et Mackin, 2005] Decker, C. A. et Mackin, T. J. (2005). Measuring film thickness using infrared imaging. *Thin Solid Films*, 473 :196–200.
- [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 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. *C.R. Mécanique*, 332 :795–801.
- [Doudard et al., 2007a] Doudard, C., Hild, F., et Calloch, S. (2007a). A probabilistic model for multiaxial high cycle fatigue. *Fat. Fract. Engng. Mat. Struct.*, 30 :107–114.
- [Doudard et al., 2007b] Doudard, C., Poncelet, M., Calloch, S., Boué, C., Hild, F., et Galtier, A. (2007b). Determination of an hcf criterion by thermal measurements under biaxial cyclic loading. *Int. J. Fat.*, 29 :748–757.
- [Dunn, 1993] Dunn, S. A. (1993). On the effects of through-thickness thermal conduction on stress measurement thermoelastic techniques. *Exp. Mech.*, 33(1) :32–36.
- [Ellyin et Golos, 1988] Ellyin, F. et Golos, K. (1988). Multiaxial fatigue damage criterion. *J. Eng. Mat. Tech.*, 110 :63–68.
- [Eshelby, 1957] Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc. London*, A 241 :376–396.
- [Ewing et Humfrey, 1903] Ewing, J. A. et Humfrey, J. C. W. (1903). The fracture of metals under repeated alternations of stress. *Phil. Trans. Royal Society*, CC :241–250.
- [Findley, 1957] Findley, W. (1957). Fatigue of metals under combinations of stresses. *Trans. ASME*, 79 :1337–1348.
- [Flacelière, 2004] Flacelière, L. (2004). *Modélisation de l'endommagement en fatigue polycyclique*. thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- [Flacelière et Morel, 2004] Flacelière, L. et Morel, F. (2004). Probabilistic approach in high-cycle multiaxial fatigue : volume et surface effects. *Fat. Fract. Engng. Mater. Struct.*, 27 :1123–1135.
- [Flavenot et Skalli, 1989] Flavenot, J. et Skalli, L. (1989). *Biaxial and Multiaxial Fatigue*, chapter A comparison of multiaxial fatigue criteria incorporating residual stress effect, pages 437–457. Mechanical Engineering Publication, London (UK).

- [Froustey et al., 1992] Froustey, C., Lasserre, S., et Dubar, L. (1992). Essais de fatigue multiaxiaux et par blocs, validation d'un critère pour les matériaux métalliques. In Castex, L., Pluinage, G., et Vincent, L., editors, *Mat-Tec 92 Technology transfer series*, pages 79–85, Gournay-sur-Marne (France).
- [Galtier, 1993] Galtier, A. (1993). *Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations uni ou multi-axiales*. thèse de doctorat, École Nationale Sup. d'Arts et Métiers.
- [Galtier et al., 2002] Galtier, A., Bouaziz, O., et Lambert, A. (2002). Influence de la microstructure des aciers sur leurs propriétés mécaniques. *Méc. Ind.*, 3(5) :457–462.
- [Gaussorgues, 1980] Gaussorgues, G. (1980). *La thermographie infrarouge*. Technique et documentation, 1ère édition.
- [Geraci et al., 1992] Geraci, A., La Rosa, G., et Risitano, A. (1992). On the new methodology for the determination of the fatigue limit of materials using thermal infrared techniques. In *VDI IMEKO/GESA Symposium*, pages 183–190, Düsseldorf (Germany).
- [Gough, 1924] Gough, H. J. (1924). *The Fatigue of Metals*. London, Scott, Greenwood.
- [Greene et al., 2007] Greene, R. J., Yates, J. R., et Patterson, E. A. (2007). Crack detection in rail using infrared methods. *Opt. Engrg*, 46.
- [Hénaff et Morel, 2005] Hénaff, G. et Morel, F. (2005). *Fatigue des structures : Endurance, critères de dimensionnement, propagation des fissures, rupture*. Ellipses, Paris (France), 1ère édition.
- [Hild, 2002] Hild, F. (2002). Correli<sup>LMT</sup> : A software for displacement field measurements by digital image correlation. Rapport 254, LMT-Cachan.
- [Hild et al., 1992] Hild, F., Billardon, R., et Marquis, D. (1992). Hétérogénéité des contraintes et rupture des matériaux fragiles. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 315(Série II) :1293–1298.
- [Hild et al., 1999] Hild, F., Périé, J. N., et Coret, M. (1999). Mesure de champs de déplacements 2d par intercorrélation d'images : Correli<sup>2D</sup>. Rapport 230, LMT-Cachan.
- [Hild et al., 2002] Hild, F., Raka, B., Baudequin, M., Roux, S., et Cantelaube, F. (2002). Multi-scale displacement field measurements of compressed mineral wool samples by digital image correlation. *Appl. Optics*, IP 41 :6815–6828.
- [Honorat et al., 2005] Honorat, V., Moreau, S., Muracciole, J.-M., Wattrisse, B., et Chrysochoos, A. (2005). Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an irfpa camera. *Int J. on Quantitative Infrared Thermography*, 2 :153–172.
- [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. In *AIP Conference Proceedings*, volume 615, pages 1545–1552.
- [Krapez et al., 1999] Krapez, J.-C., Pacou, D., et Bertin, C. (1999). Application of lock-in thermography to a rapid evaluation of the fatigue limit in metals. In et Al., E. E. G., editor, *5th AITA, Int. Workshop on Advanced Infrared Techn. and Appl.*, pages 379–385, Venezia (Italy).

- [Krapez et al., 2000] Krapez, J.-C., Pacou, D., et Gardette, G. (2000). Lock-in thermography and fatigue limit of metals. In *QIRT'2000, Quantitative Infrared Thermography*, pages 277–282, Reims (France).
- [Kröner, 1984] Kröner, E. (1984). On the plastic deformation of polycrystals. *Acta Met.*, 9 :155–161.
- [La Rosa et al., 1998] La Rosa, G., Perrone, S., et Quaresimin, M. (1998). Determinazione della resistenza a fatica di materiali compositi con tecniche termografiche. In *27th National Congress AIAS*, Perugia (Italy).
- [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. *Int. J. Fat.*, 22(1) :65–73.
- [Lanza, 1886] Lanza, G. (1886). Strength of shafting subject to both twisting and bending. *trans. ASME*, 8 :130.
- [Lemaitre et Chaboche, 1988] Lemaitre, J. et Chaboche, J.-L. (1988). *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, Paris, 1ère édition.
- [Lemaitre et Doghri, 1994] Lemaitre, J. et Doghri, I. (1994). Damage 90 : A post processor for crack initiation. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 115 :197–232.
- [Lieurade, 1982] Lieurade, H. P. (1982). *La pratique des essais de fatigue*. PYC Edition, Paris (France), 1ère édition.
- [Luong, 1992] Luong, M. P. (1992). Infrared thermography of fatigue in metals. *SPIE*, 1682 :222–233.
- [Luong, 1995] Luong, M. P. (1995). Infrared thermographic scanning of fatigue in metals. *Nuc. Engrg. and Design*, 158 :363–376.
- [Luong, 1998] Luong, M. P. (1998). Fatigue limit evaluation of metals using an infrared thermographic technique. *Mec. mat.*, 28 :155–163.
- [Mabru et Chrysochoos, 2001] Mabru, C. et Chrysochoos, A. (2001). Dissipation et couplages accompagnant la fatigue des matériaux métalliques. In Berthaud, Y., Cottron, M., Dupré, J.-C., Morestin, F., Orteu, J.-J., et Valle, V., editors, *Photomécanique 2001*, pages 375–382. GAMAC.
- [Mackenzie, 1989] Mackenzie, A. K. (1989). Effects of surface coatings on infra-red measurements of thermoelastic responses. *SPIE Stress and vibration : Recent developments in industrial measurement and analysis*, 1084 :59–71.
- [Maquin, 2006] Maquin, F. (2006). *Méthodologie expérimentale d'étude du comportement thermo-mécanique de matériaux sous sollicitations cycliques*. thèse de doctorat, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers.
- [Mareau et al., 2007] Mareau, C., Favier, V., Galtier, A., Weber, B., et Berveiller, M. (2007). Modelling of self-heating of steels under cyclic loading using a polycrystalline model. In *Proceeding of Plasticity 2007*.
- [Marin, 1949] Marin, J. (1949). Résistance des métaux à la fatigue par contraintes biaxiales. *J. of Applied Mechanics*, 16 :383.

- [Mason, 1917] Mason, W. (1917). Alternating stress experiments. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 1 :187–190.
- [Masson et Dumons, 2006] Masson, P. L. et Dumons, P. (2006). Instrumentation d'un échantillon en thermocouples et estimation du coefficients de transfert. Technical report, CEA/LET2E-UBS.
- [McKelvie, 1987] McKelvie, J. (1987). Consideration of the surface temperature response to cyclic thermoelastic heat generation. *SPIE Stress Analysis by Thermoelastic Techniques*, 731 :44–53.
- [Medgenberg et Ummenhofer, 2006] Medgenberg, J. et Ummenhofer, T. (2006). Assessment of fatigue damage in low-carbon steel using lock-in-thermography. In *QIRT 2006*.
- [Medgenberg et Ummenhofer, 2007] Medgenberg, J. et Ummenhofer, T. (2007). Detection of localized fatigue damage in steel by thermography. In Knettel, K. M., Vavilov, V. P., et Miles, J. J., editors, *Proceedings of Thermosense XXIX, volume 6541*, pages 17.1–17.11.
- [Meneghetti, 2007] Meneghetti, G. (2007). Analysis of the fatigue strength of a stainless steel based on the energy dissipation. *Int. J. Fat.*, 29 :81–94.
- [Moore et Kommers, 1921] Moore, H. F. et Kommers, J. B. (1921). Fatigue of metals under repeated stress. *Chem. Met. Eng.*, 25 :1141–1144.
- [Morisson, 1985] Morisson, J. C. (1985). Biaxial testing cruciform specimens. In *Techniques for Multiaxial Creep Testing*, pages 111–126. Elsevier Applied Science.
- [Nakai et al., 1997] Nakai, Y., Fukuhara, S., et Ohnishi, K. (1997). Observation of fatigue damage in structural steel by scanning atomic force microscopy. *Int. J. Fat.*, 19 :223–S236.
- [Nakai et al., 1999] Nakai, Y., Ohnishi, K., et Kusukawa, T. (1999). *Observations of fatigue slip-bands and stage I crack initiation process in alpha-brass using scanning atomic-force microscopy*, In *Small Fatigue Cracks : Mechanics, Mechanisms and Applications*. K.S. Ravichandran and R.O. Ritchie and Y. Murakami, Pub Elsevier.
- [Osgood, 1982] Osgood, C. C. (1982). *Fatigue Design*. Pergamon Press, 2ème édition.
- [Pajani, 2001] Pajani, D. (2001). Thermographie : principes et mesure. *Technique de l'ingénieur*, page R2740.
- [Pajani et Audaire, 2001] Pajani, D. et Audaire, L. (2001). Thermographie : technologies et applications. *Technique de l'ingénieur*, page R2741.
- [Papadopoulos, 1987] Papadopoulos, I. V. (1987). *Fatigue polycyclique des métaux - Une nouvelle approche*. thèse de doctorat, École nationale des ponts et chaussées.
- [Papadopoulos et al., 1997] Papadopoulos, I. V., Davoli, P., Gorla, C., Filippini, M., et Bernasconi, A. (1997). Fatigue life studies in carbon dual-phase steels. *Int. J. Fat.*, 19(3) :219–235.
- [Peterson, 1962] Peterson, R. E. (1962). *Stress concentration design factors*. New-York, J. Willey, 1ère édition.

- [Petit, 2007] Petit, J. (2007). Amorçage et propagation des fissures par fatigue dans les métaux et alliages : influence de la microstructure et de l'environnement, mécanismes et modélisation. In *Colloque National MECAMAT - Aussois 2007 - Fatigue des Matériaux et des Structures*.
- [Poncelet, 2004] Poncelet, M. (2004). Développement et mise au point d'un essai d'échauffement biaxial pour l'identification rapide d'un critère en FGNC. rapport de master, DEA Mécanique et Matériaux.
- [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. *C. R. Mécanique*, 335 :81–86.
- [Pook, 2007] Pook, L. K. (2007). *Metal Fatigue : What It Is, Why It Matters*. Springer Netherlands, 1ère édition.
- [Pron, 2007] Pron, H. (2007). Principales caractéristiques des matériels de thermographies actuels. GT Thermographie.
- [Quellec, 2004] Quellec, Y. (2004). Préviation des propriétés à la fatigue HCF d'un alliage cupro-aluminium par des essais d'auto-échauffement. rapport de master, Master recherche (Physique & Mécanique des Milieux Continus, Spécialité : Matériaux et Structures).
- [Saint-Sulpice, 2005] Saint-Sulpice, L. (2005). Étude et modélisation de la microplasticité sous chargements cycliques. rapport de master, Master MIS/Parcours MPF « Matériaux et Procédés de Fabrication ».
- [Sauzay, 2000] Sauzay, M. (2000). *Effets de surface et anisotropie en fatigue multiaxiale*. thèse de doctorat, Université Paris 6.
- [Sauzay, 2007] Sauzay, M. (2007). Cubic elasticity and stress distribution at the free surface of polycrystals. *Acta Mater*, 55 :1193–1202.
- [Sauzay et Jourdan, 2005] Sauzay, M. et Jourdan, T. (2005). Dispersion des champs mécaniques locaux et de la germination des fissures de fatigue à grand nombre de cycles. In *CFM Proceedings*, Troyes (France).
- [Schütz, 1996] Schütz, W. (1996). A history of fatigue. *Eng. Fract. Mech.*, 54 :263–300.
- [Sines, 1959] Sines, G. (1959). *Behavior of Metals under Complex Static and Alternating Stresses*, pages 145–169. McGraw Hill, New York (USA).
- [Stromeyer, 1914] Stromeyer, C. E. (1914). The determination of fatigue limits under alternating stress conditions. *Proc. Roy. Soc. London*, A90 :411–425.
- [Suresh, 1998] Suresh, S. (1998). *Fatigue of Materials*. Cambridge University Press, Cambridge (UK), 2ème édition.
- [Taillard, 2006] Taillard, K. (2006). *Étude du comportement thermomécanique des Alliages à Mémoire de Forme sous sollicitations multiaxiales complexes*. thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Thomas, 1924] Thomas, W. N. (1924). L'influence des rayures et du fini d'usinage sur la résistance à la fatigue des métaux. (*Rapporté dans Revue de métallurgie*), page 210.

- [Wang et al., 1999] Wang, Q., Bathias, C., Rathery, S., et Bérard, J. (1999). Comportement en fatigue gigacyclique d'une fonte gs. *Revue de métallurgie*, 96 :221–226.
- [Wastiaux, 1994] Wastiaux, G. (1994). *La microscopie optique moderne*. Technique & Documentation, Paris (France), 1ère édition.
- [Weibull, 1939] Weibull, W. (1939). A statistical theory of the strength of materials. Technical Report 151, Roy. Swed. Inst. Eng. Res.
- [Weibull, 1951] Weibull, W. (1951). A statistical distribution function of wide applicability. *ASME J. Appl. Mech.*, 18(3) :293–297.
- [Welter, 1937] Welter (1937). Essais d'endurance par traction et compression. *Wlad. Inst. Tech.*, page 32.
- [Ziebs et al., 1994] Ziebs, J., Meersmann, J., et Kuhn, H. J. (1994). Effects of proportional and non-proportional straining sequences on the hardening/softening behaviour of in 738 lc at elevated temperatures. *Eur. J. Mech., A Solids*, 13 :605–619.