



HAL
open science

Mesure de champs thermomécaniques pour l'étude de la fatigue par chocs thermiques

Ali Charbal

► **To cite this version:**

Ali Charbal. Mesure de champs thermomécaniques pour l'étude de la fatigue par chocs thermiques. Mécanique des solides [physics.class-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLN007 . tel-01507376

HAL Id: tel-01507376

<https://theses.hal.science/tel-01507376>

Submitted on 13 Apr 2017

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.

NNT : 2017SACLS007

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN
(ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE PARIS-SACLAY)

Ecole doctorale n°579
à l'École normale supérieure de Cachan
Spécialité de doctorat : Mécanique des solides

par

M. ALI CHARBAL

**Mesure de champs thermomécaniques pour l'étude de la
fatigue par chocs thermiques**

Thèse présentée et soutenue à l'École Normale Supérieure de Cachan, le 03 mars 2017.

Composition du Jury :

M.	JEAN-JOSÉ ORTEU	Professeur, École des Mines d'Albi	(Président du jury)
M.	BERTRAND WATTRISSE	Professeur, Université de Montpellier	(Rapporteur)
M.	PIERRE VACHER	Professeur, Université de Savoie	(Rapporteur)
Mme.	NATASHA VERMAAK	Professeure, Université de Lehigh	(Examinatrice)
M.	FRANÇOIS HILD	Directeur de Recherche, LMT Cachan	(Directeur de thèse)
M.	LUDOVIC VINCENT	Ingénieur chercheur, CEA - Saclay	(co-Directeur de thèse)
M.	MARTIN PONCELET	Maître de conférence, LMT Cachan	(Encadrant)

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'une collaboration entre le SRMA-LC2M du Cea-Saclay et le LMT Cachan. Ces travaux s'inscrivent dans le projet MASNA qui est piloté par le Cea.

Je tiens, tout d'abord, à remercier François Hild d'avoir accepté le rôle de directeur de thèse. Merci pour sa confiance et surtout pour sa disponibilité tout au long de la thèse. J'ai pris beaucoup de plaisir à relever son défi novateur concernant la stéréo-hybride.

Je tiens aussi à remercier Ludovic Vincent de m'avoir accepté en tant que doctorant pour tester sa nouvelle machine. Il m'a accordé beaucoup de son temps pour me permettre de rattraper le wagon qui avançait déjà très vite!

Je tiens à remercier Martin Poncelet pour sa disponibilité et pour toutes les discussions riches que nous avons pu avoir.

Je remercie Stéphane Roux qui a largement contribué à cette thèse et qui m'a donné une éducation Eikologique. J'ai pris beaucoup de plaisir à essayer de mettre en application ses idées. J'ai pu compter sur sa pédagogie et sa patience pour m'expliquer des choses "évidentes".

Je remercie John-Eric Dufour avec qui j'ai eu la chance de travailler, et qui m'a initié et beaucoup appris sur la stéréocorrélation.

Je remercie Jean-José Orteu qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse ainsi que Messieurs Pierre Vacher et Bertrand Watrresse pour avoir accepté de rapporter sur ces travaux. Mes remerciements s'adressent également à Natasha Vermaak pour avoir examiné ce travail.

Je remercie le SEARS-LISL pour leur accueil en début de thèse et de nous avoir permis la réalisation des premiers essais avec le laser. Un grand merci à Daniel Farcage avec qui j'ai eu la chance de travailler. J'ai aussi pu profiter de l'aide apportée par les collègues du SRMA-LA2M qui m'ont permis de faire de la caractérisation de matériau. Je pense en particulier à Stéphane Urvoy, Véronique Rabeau et Thomas Guilbert que je remercie.

J'ai également pu profiter du dynamisme et des compétences des collègues du LC2M. En premier lieu je remercie Nathalie Palayan qui a été d'une aide formidable tout au long de la thèse, j'ai beaucoup apprécié sa bonne humeur. Je remercie également Agathe Chauvin qui m'a beaucoup aidé sur la préparation et la réalisation d'essais, je lui dis merci pour son aide et surtout pour son amitié, je lui souhaite beaucoup de "Prosperité".

Je souhaite remercier également Louis Ziolk pour son support technique et sa disponibilité tout au long de la thèse. Je souhaite dire également un grand merci à mes camarades avec qui j'ai pu passer de très bons moments : Jean-Luc F., Guillaume N., Thibault J., Vincent D., Jean-Philippe B., Florent L., Quentin B. Marie D., Jérôme G., Quentin H., Louis Z., Agathe C., Sébastien V., Nathalie P., Véronique C., Céline C., Clémence L., Malick S., Wassim K., Jérôme H.

Un grand merci également à mes amis, anciens doctorants, Marios Z., Yiting C. et surtout à Xiangjun S. pour leur soutien.

Je remercie également Farhad T., Laurent D., Christian R. et Bernard M. pour toutes les discussions enrichissantes que j'ai pu avoir.

Je remercie l'ensemble du service SRMA pour l'accueil et les moyens qui ont été mis à ma disposition.

Je remercie le LMT Cachan de m'avoir accueilli dans ses locaux et de m'avoir fourni également les moyens nécessaires au bon déroulement de la thèse. Je tiens d'abord à dire un grand merci à Catherine Génin pour son aide sur tous les aspects administratifs. Je remercie aussi toutes ces autres personnes qui travaillent dans l'ombre et qui permettent que tout se déroule bien (gestionnaires, membres du CdC et CdE, équipe

bar etc.). Je remercie le secteur matériaux et l'unité de recherche Eikologie pour les échanges et retours dont j'ai pu profiter lors des réunions. Je remercie également tous mes camarades que j'ai eu la chance de côtoyer au cours de ces trois années, pour n'en citer que quelques uns : Omar K., Hadrien B., Silvère P., Amine B., Bumedijen R., Rémy L., Jan N., Marie M., Mame D., Elena B., Ejona K., Huang H., Morgan B., Benoît V., Clément J., Federico B., Basile M. ...

Je remercie également Olivier Hubert, le directeur de l'école doctorale SMEMAG pour son aide.

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude envers les personnes qui m'ont aidé à préparer la soutenance. Je pense aux camarades du LMT : Thibault T.T., Amine B., Clément J., Basile M., Maxime B., Arturo M., Qiwei S., Yanjun W., Myriam B.

Je pense également aux collègues du SRMA-LC2M qui m'ont aussi apporté leurs conseils: Sébastien V., Jérôme G., Lionel G., Laurent D., Malick S., Wassim K.. Je remercie également Omar K. pour son aide à l'organisation finale ainsi que Walid T., Silvère P., Amine B., Xiangjun S., Amel S. et Farah R..

Je tiens à dire un grand merci à mes amis qui m'ont été d'une aide nécessaire par leur présence et bienveillance.

Enfin, je remercie l'ensemble de ma famille pour leur soutien sans faille. Je pense à ma grand-mère, mes parents, à mes soeurs et mon frère ainsi que mes neveux. Je pense également à ma tante et sa petite famille qui m'ont beaucoup apporté durant ces trois années.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	iii
Liste des tableaux	v
Introduction	1
1 Contexte	1
2 Fatigue thermique par choc LASer ou Hélium (FLASH)	13
3 Les objectifs et challenges de la thèse	20
1 Simulation thermomécanique du choc laser enrichie expérimentalement	23
1 Estimation du chargement thermique par thermographie IR	25
1.1 Principe de la thermographie IR	25
1.2 Relation entre niveaux numériques et température	28
1.3 Les champs de température	30
1.4 Comparaison des différents moyens de mesure	32
1.5 Analyse d'erreur	42
2 Modélisation du choc thermique	46
2.1 Problème thermique	46
2.2 Identification des conditions aux limites	52
2.3 Prévisions de la réponse thermomécanique	56
2.4 Extraction des équivalents de Tresca	69
3 Conclusions et perspectives	69
2 Mesure de champs (thermo-)mécaniques	73
1 Corrélation d'images numériques 2D	76
1.1 De l'analyse d'images	78
1.2 ... à la formulation dite intégrée	85
1.3 ... ou CIN-EF tenant compte des variations de niveaux de gris	100
1.4 ... pour la mesure des champs cinématiques 2D	105
2 Régularisation spatiotemporelle de champs thermomécaniques	116
2.1 Principe de la CIN avec régularisation spatiotemporelle	117
2.2 Cas des images IR avec effet du laser	118

2.3	Cas pathologique : effet de la convection	127
3	Vers une mesure de champ (thermo-)mécanique 3D	128
3.1	Les challenges et stratégies pour la stéréocorrélation hybride . . .	132
3.2	Première validation au travers de mouvements de corps rigides . .	141
3.3	Premiers pas vers les champs thermomécaniques 3D	146
4	Conclusions et perspectives	148
3	Résultats de fatigue FLASH	153
1	Méthode utilisée pour l'analyse des essais de fatigue	155
1.1	Chargement thermique au cours des cycles	155
1.2	Traitement d'images pour la détection de fissures	158
2	Analyse des essais de fatigue FLASH	160
2.1	Variation de température $\Delta T = 150$ °C	160
2.2	Variation de température $\Delta T = 190$ °C	166
2.3	Variation de température $\Delta T = 200$ °C	173
2.4	Variation de température $\Delta T = 210$ °C	178
3	Comparaison des résultats de FLASH avec la littérature	186
3.1	Comparaison des résultats avec des essais de fatigue thermique menés au CEA	186
3.2	Comparaison des résultats FLASH avec des essais mécaniques isothermes uniaxiaux	188
4	Conclusions et perspectives	190
	Conclusions générales et perspectives	193
	Bibliographie	197
A	Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks	209
B	Mesures bichromatiques	247
C	Analyse de sensibilité aux paramètres du modèle thermomécanique	251
1	Sensibilité des champs de température	252
2	Sensibilité des champs de déplacement	255
3	Sensibilité des champs de déformation	258
4	Sensibilité des déformations équivalentes de Tresca	262
5	Conclusions	263
D	Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations : Application to distortion measurements of IR camera	265
E	Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras	305
F	Essais de fatigue pré-FLASH à $\Delta T = 200$ °C	337

Table des figures

1	Simulations thermohydrauliques d'une zone de mélange dans un circuit de Refroidissement du Réacteur à l'Arrêt [Chapuliot <i>et al.</i> , 2005] dans un REP.	2
2	Fissure principale et réseaux de fissures observés par ressuage autour d'un cordon de soudure [Cipièrre et Le Duff, 2002].	2
3	Surface subissant (a) un choc chaud et (b) un choc froid.	3
4	Description du dispositif SPLASH [Maillot, 2003].	4
5	Faïençage thermique observé par [Maillot, 2003] à l'aide des essais SPLASH.	4
6	Description du dispositif FAT3D [Ancelet <i>et al.</i> , 2007].	6
7	Description du dispositif INTHERPOL [Curtit, 2004].	6
8	Description du dispositif FAENA [Lejeail et Kasahara, 2005].	7
9	Résultats de fatigue illustrant l'effet de la biaxialité (les essais ont été réalisés sur deux coulés d'acier 304L)[Vincent, 2012]. En ordonnée, l'amplitude de déformation principale maximale.	8
10	Résultats de fatigue illustrant les divers effets pouvant expliquer les écarts discutés dans [Vincent, 2012] comme l'effet de la contrainte moyenne.	8
11	Principe du dispositif expérimental exploitant des méthodes optiques proposé par [Song <i>et al.</i> , 2008b].	10
12	Champs de température et déplacements obtenus pendant un choc laser [Esnoul <i>et al.</i> , 2013].	11
13	Principe du dispositif expérimental permettant de réaliser des chocs froids et des mesures thermomécaniques sans contact [Utz <i>et al.</i> , 2014].	12
14	Comparaison entre les champs de déformation obtenus par corrélation d'images numériques et simulé pendant le choc thermique [Utz <i>et al.</i> , 2014].	12
15	Photographies et dessins CAO de FLASH dans une configuration où l'enceinte est (a-b) ouverte et (c-d) fermée [Vincent, 2015].	14
16	Photographie (a) et dessin CAO (b) des moyens optiques utilisés sur FLASH [Vincent, 2015].	15
17	Densité spatiale de puissance du laser définissant une forme en chapeau haut de forme ("Top-hat") [Farcage, 2015]. La barre d'échelle est exprimée en niveaux digitaux.	15
18	(a) Les trois cycles thermiques permettant (b) la reconstruction d'un cycle stroboscopique.	17

19	Vue sur la paroi interne de l'enceinte de FLASH avec les filtres indiquant la position des outils de mesure.	17
20	L'éprouvette placée entre les mors de cuivre.	18
21	Dessin de définition de l'éprouvette illustrant les positions des thermocouples instrumentés [Nguyen, 2015].	18
22	Schéma illustrant l'effort de maintien appliqué à l'éprouvette sous forme de flexion 4 points. Avec $L = 115$, $l = 25$ mm, $b = 40$ mm, $h = 7$ mm et $F = 250N$	19
23	Métallographie de l'acier 316L(N), de la coulée K46 [Rabeau, 2016]. . .	20
24	Résumé de la démarche suivie.	22
1.1	La loi de Planck pour différentes valeurs de température.	26
1.2	Corps noir émettant un flux radiatif en partie absorbé par l'environnement.	26
1.3	Fichiers d'étalonnage, qui fournissent la relation entre les DL de la caméra et la température de CN pour différents temps d'intégration (IT), proposés par FLIR.	29
1.4	Étalonnage des pyromètres à large bande face à un CN à cavité.	30
1.5	Mesures des niveaux de bruit d'un pyromètre face à un CN à cavité à 20°C et 300°C.	31
1.6	Évolution des champs et profils de température (pris au 301 ^e cycle de fatigue) (a-b) juste avant le choc ($t = 0$ s) (c-d) au premier instant ($t = 2$ ms) où le laser impacte la surface (e-f) au maximum du tir ($t = 50$ ms). . .	33
1.7	Évolution des champs et profils de température (pris au 301 ^e cycle de fatigue) (a-b) quelques millisecondes après le tir ($t = 60$ ms) et (c-d) dans la phase du refroidissement du cycle thermique.	34
1.8	Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec le G1.	34
1.9	Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec objectif 50-mm et bague allonge [Charbal <i>et al.</i> , 2016d].	35
1.10	Évolution de (a) la température et (b) l'erreur (différence entre la température appliquée et mesurée) obtenues par les deux moyens de mesures IR en fonction de la température appliquée (contrôlée par thermocouple). . .	36
1.11	Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR sur un essai de fatigue réalisé sur un acier 304L.	38
1.12	Mesures à partir des thermocouples instrumentés (a) sur l'échantillon et (b) sur les parois.	39
1.13	Évolution de la température (a) mesuré par la caméra et le pyromètre en fonction du temps et (b) en fonction de la température du filtre en Germanium.	40
1.14	Corrélation entre l'évolution de la température de l'éprouvette et du filtre en Germanium pendant les phases de rampe.	41

1.15	Schéma illustrant comment l'effet de la taille de source peut être mis en évidence dans le cas où la caméra avec le G1 est utilisée sur FLASH. . . .	43
1.16	Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec une simple correction d'émissivité globale.	44
1.17	Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec une correction d'émissivité optimisée. . .	44
1.18	Évolution de l'erreur sur la température lorsqu'une erreur de 0.01 sur l'émissivité est imposée aux images IR en fonction de la température. . .	46
1.19	Conditions aux limites imposées lors des simulations numériques.	48
1.20	Évolution en fonction de la température des propriétés thermophysiques de l'acier 316L(N) : (a) diffusivité, (b) chaleur spécifique, (c) conductivité thermique et (d) masse volumique [RCC-MRx, 2012, Urvoy, 2016]. . . .	49
1.21	Hypothèse de symétrie (a) ne considérant qu'un quart de l'éprouvette et (b) zoom sur la zone d'impact illustrant le maillage raffiné.	50
1.22	Étude de convergence des résultats de simulation pour différentes tailles d'élément.	51
1.23	Evolution de la forme du profil de la super-gaussienne proposée par [Shealy et Hoffnagle, 2006] en fonction de la valeur de l'exposant p	52
1.24	(a) La super-gaussienne identifiée pour la décomposition de (b) l'image IR en quatre quarts. (c) Les résidus à convergence sont illustrés montrant que les centres et rayons sont bien estimés.	54
1.25	Cartes des résidus en température après identification au maximum du tir des paramètres de forme du faisceau et l'absorptivité de surface.	56
1.26	Évolution en fonction de la température du coefficient de dilatation thermique de l'acier 316L(N).	57
1.27	Évolution en fonction de la température du coefficient du module de Young de l'acier 316L(N).	59
1.28	Courbes $\sigma - \epsilon$ identifiées pour (a) $\Delta\epsilon = 0.32\%$ (400 °C) (b) $\Delta\epsilon = 0.36\%$ (500 °C), $\Delta\epsilon = 0.50\%$ à (c) 400 °C et (d) 500 °C.	60
1.29	Illustration de l'influence des paramètres d'érouissages sur une traction monotone simulée sur un acier 316L(N).	62
1.30	Champs de déplacement U_x (a-c), U_y (d-f) et U_z (g-i) exprimés μm et les champs de température (en °C) (j-l) obtenus au début, apogée du tir et pendant la phase de refroidissement.	63
1.31	Représentation des déformations dans le plan (a) ϵ_{xx} et (b) ϵ_{yy} sur le quart de volume, simulées à l'instant où le chargement thermique est à son maximum ($\Delta T = 210$ °C et $T_{ini} = 400$ °C).	64
1.32	Représentation des profils de déformations dans le plan (ϵ_{yy} , ϵ_{xx} , ϵ_{xy}) au maximum du chargement thermique ($\Delta T = 210$ °C et $T_{ini} = 400$ °C). . . .	64
1.33	Représentation de la déformation hors plan $^1\epsilon_{zz}$ sur le quart de volume simulé à l'instant où le chargement thermique est à son maximum ($\Delta T = 210$ °C et $T_{ini} = 400$ °C).	65

1.34	Représentation des profils de déformations dans la direction hors-plan selon les axes X et Y au maximum du chargement thermique ($\Delta T = 210\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $T_{ini} = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$).	65
1.35	Représentation des profils de déformations (ϵ_{yy} , ϵ_{xx} , ϵ_{zz}) (a) et de la température (b) en fonction de la profondeur.	66
1.36	Évolution temporelle des déformations mécaniques et thermiques au centre de la tache thermique au cours d'un choc laser.	67
1.37	Évolution temporelle de la contrainte mécanique induite par le chargement thermique (seuls les premier, troisième et sixième cycles sont représentés).	67
1.38	Courbes contrainte/déformation dans les différentes directions.	68
1.39	Courbes σ - ϵ dans les directions principales.	69
2.1	Centre (a) de l'image numérique et (b) de l'image acquise (avec la caméra IR). L'histogramme de l'image expérimentale est représenté en (c).	80
2.2	Résidus avant (a) et après (b) réajustement des valeurs extrêmes de niveaux de gris de l'image binaire.	81
2.3	Fonction de transfert dans l'espace (a) de Fourier et (b) réel.	81
2.4	Différentes (a) distributions gaussiennes ainsi (b) que leur somme dans l'espace 2D	82
2.5	Résidus après considération du flou.	82
2.6	(a) Relation entre niveaux de gris des images expérimentale et de référence floutée au centre de l'image et (b) les résidus finaux après ce dernier réajustement.	83
2.7	Bord (a) de l'image numérique et (b) de l'image acquise (avec la caméra IR)	83
2.8	(a) Relation entre niveaux de gris des images expérimentale et de référence floutée au bord de l'image et (b) les résidus finaux après ce dernier réajustement.	84
2.9	L'image référence (a) sans correction, (b) avec corrections de niveaux de gris utilisant des fonctions d'ordre 2 et (c) des noyaux gaussiens et enfin (d) l'image expérimentale.	88
2.10	L'histogramme de l'image de référence (a) sans correction, (b) avec corrections de niveaux de gris utilisant des fonctions d'ordre 2 et (c) des noyaux gaussiens et enfin de l'image (d) expérimentale.	89
2.11	Résidus de corrélation pour l'estimation de distorsions optiques de la caméra IR avec des corrections de niveaux de gris avec (a) une fonction constante (b) avec deux noyaux gaussiens ou (c) des fonctions d'ordre 2 avec (d) deux noyaux gaussiens.	90
2.12	Résidus nominaux de CIN-Intégrée pour les différents types de corrections de niveaux de gris sur le cas de l'image de la caméra IR.	91
2.13	Effet du choc thermique sur la distribution de "Digital level" ou DL (ou encore niveaux de gris) sur les images IR.	92

2.14	Images (a) référence et (b) déformée initiales. L'image (c) référence corrigée des niveaux de gris à convergence et les résidus (d) qui en résultent. L'espace image est exprimée en pixel et la barre d'échelle en niveaux digitaux (ou niveaux de gris).	93
2.15	Champs de déplacement (exprimé en pixel) (a) U_x et (b) U_y obtenus après calcul CIN considérant les images déformée et référence corrigée.	94
2.16	Évolutions des résidus entre le champs à un instant considéré et la recomposition de ce même champ avec N modes issus de la décomposition de Karhunen-Loève.	96
2.17	Les trois (a-c) modes spatiaux considérés dans la correction de brillance. L'espace image est exprimée en pixel et les barres d'échelle en température.	96
2.18	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au début du tir.	97
2.19	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au maximum du choc thermique.	98
2.20	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR juste après l'extinction du faisceau.	99
2.21	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au début du tir laser.	106
2.22	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au maximum du tir laser.	107
2.23	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR pendant le refroidissement (par conduction et convection naturelle).	108
2.24	Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra travaillant dans le domaine de longueur d'ondes du visible au maximum du tir laser.	109

2.25	Évolutions temporelles des niveaux (normés) de brillances obtenus par les deux imageurs.	110
2.26	Champs de déformation ϵ_{xx} et ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra IR à $t =$ (a-b) 25, (c-d) 40 et (e-f) 50 ms.	111
2.27	Gradients selon les axes (a) x et (b) y du référentiel image du champ de brillance avant correction de la rotation.	111
2.28	Gradients selon les axes (a) x et (b) y du référentiel défini par les directions principales de l'ellipse champ de brillance après correction de la rotation avec un angle de $\Theta = 34^\circ$	112
2.29	Champs de déformation ϵ_{xx} et ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra IR à $t =$ (a-b) 25, (c-d) 40 et (e-f) 50 ms après la correction de rotation (tensorielle) des champs de déformation avec un angle de $\Theta = 34^\circ$	113
2.30	Profils de déformations expérimentaux (obtenus à l'aide de la caméra IR) et simulés.	114
2.31	Évolution des niveaux de déformation expérimentaux (obtenus à l'aide de la caméra IR) et simulés au centre de la tache au cours du temps.	114
2.32	Champs de déformation (a) ϵ_{xx} et (b) ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra travaillant dans le domaine du visible au maximum du tir laser ($t=50$ ms).	115
2.33	Évolution des niveaux de déformation, expérimentaux (des deux moyens de mesure) et simulés, au centre de la tache au cours du temps.	116
2.34	Évolution des résidus entre le champ, de température (a) et de déplacement 2D (b) aux instants considérés et des recompositions des mêmes champs avec N modes issus de la décomposition de Karhunen-Loève.	119
2.35	Évolution des modes temporels de température (a) et de déplacement 2D (b) issus de la décomposition de Karhunen-Loève des résultats de simulation.	120
2.36	Les trois modes spatiaux identifiés pour les champs (a,c,e) U_x et (b,d,f) U_y	121
2.37	Les trois modes spatiaux identifiés pour les champs (a,b,c) de brillance.	122
2.38	Trajet du chargement thermique expérimental.	122
2.39	Les champs U_x et U_y obtenus (a-b) au début et (c-d) pendant le choc thermique (figure 2.38).	123
2.40	Les champs de brillance et cartes de résidus obtenus (a-b) avant et (c-d) pendant le choc thermique (figure 2.38).	124
2.41	Les champs U_x et U_y obtenus (a-b) juste après et (c-d) à la fin du choc thermique (figure 2.38).	125
2.42	Les champs brillance et cartes de résidus obtenus (a-b) quelques instants après et (c-d) à la fin du choc thermique (figure 2.38).	126
2.43	Évolution des niveaux de déformation obtenue avec la régularisation spatiotemporelle au centre de la tache au cours du temps.	127
2.44	Les champs U_x et U_y obtenus sans régularisation temporelle (a-b) au début et (c-f) pendant le choc thermique.	129

2.45	Les champs U_x et U_y obtenus avec régularisation temporelle (a-b) au début et (c-f) pendant le choc thermique.	130
2.46	Évolution des niveaux de déformation expérimentaux mesurés par la caméra visible au centre de la tache au cours du temps obtenus avec ou sans régularisation temporelle.	131
2.47	Mouchetis naturel observé par la caméra travaillant dans le domaine (a) du visible et (b) de l'IR	132
2.48	(a) Mire d'étalonnage 3D (b) positionnée dans la configuration expérimentale et (c) son modèle numérique.	134
2.49	Les résidus obtenus (a) avant et (b) après correction des niveaux de gris pendant la phase d'étalonnage.	137
2.50	(a) Mire d'étalonnage 2D positionnée (b) sur la platine.	137
2.51	Résidus de corrélation pendant la phase d'étalonnage à l'aide de la mire 2D.	139
2.52	Mouvements de corps rigide mesurés le long de l'axe (a) X, (b) Y et (c) Z en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z.	142
2.53	(a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z.	143
2.54	(a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z après correction du facteur d'échelle.	143
2.55	(a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 2D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 3D) selon l'axe Z après correction du facteur d'échelle.	144
2.56	(a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 2D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 2D) selon l'axe Z.	145
2.57	(a) Norme-2 mesurées et (b) résidus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 3D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 2D) selon l'axe Z.	145
2.58	Champs de déplacements (a) U_x , (b) U_y , (c) U_z et de température (d) mesurés au maximum du chargement thermique [Charbal <i>et al.</i> , 2017].	146
2.59	Champs de déplacements (a) U_x , (b) U_y , (c) U_z corrigés de rotations et le champ de température (d) mesurés au maximum du chargement thermique [Charbal <i>et al.</i> , 2017].	147
3.1	Chargement thermique au cours des cycles de fatigue thermique pendant (a) une séquence de 40500 cycles et (b) un zoom sur un pic donnant le chargement thermique au centre de la zone de choc.	156
3.2	Variations (a) du coefficient d'absorptivité et de la puissance crête pour pouvoir maintenir un (b) chargement thermique constant.	157
3.3	Ouverture de la lèvres d'une fissure issue d'un essai de fatigue FLASH observé au microscope optique.	158
3.4	Schéma illustrant la stratégie de CIN pour la détection de fissures.	160

3.5	Résidus (niveaux de gris) obtenus lorsque des images (a) sans (ouverture de la fissure) et (b) avec chargement thermique (fermeture de la fissure) sont comparées deux à deux. Les cycles comparés ici sont le 500 ^e et le 41000 ^e de l'essai de fatigue réalisé sur un acier 316L(N).	161
3.6	Résidus (niveaux de gris) obtenus entre les images de référence prises au 1000 ^e cycle et les images déformées prises au 18000 ^e cycle pour les phases de (a) refroidissement et (b) chauffe. Ces deux cartographies révèlent la présence de tâches d'oxyde rendant difficile la détection de fissure. (c) La différence de ces deux résultats permet d'effacer ces dernières traces et de distinguer les fissures.	162
3.7	Suivi du chargement thermique sur l'échantillon K46T8-09 sur une période de 150000 cycles.	163
3.8	Dérive du chargement thermique sur l'échantillon K46T8-09 sur une période de 150000 cycles.	164
3.9	Les cartes de résidus (niveaux de gris) obtenues (a) au 15000 ^e et au (b) 756000 ^e cycle ne révèlent aucune fissure (le cycle de référence étant le 500 ^e) sur l'éprouvette K46T8-09 sur laquelle un chargement thermique de 150 °C a été appliquée.	165
3.10	Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-12 et K46T8-08 sur respectivement une période de 35000 et 20000 cycles.	167
3.11	Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-12 et K46T8-08 sur respectivement une période de 35000 et 20000 cycles.	168
3.12	Détection de fissure (a) au 15500 ^e (pas de fissure) et au (b) 18200 ^e cycle (fissure) pour l'échantillon K46T8-08.	169
3.13	Confirmation de la présence d'une fissure dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 19950 ^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'éprouvette K46T8-08.	170
3.14	Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 9500 ^e (pas de fissures), (b) 15000 ^e et (d) 41000 ^e cycles pour l'échantillon K46T8-12.	171
3.15	Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 43000 ^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-12.	172
3.16	Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-13 et K46T8-16 sur respectivement une période de 31400 et 40000 cycles.	174
3.17	Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-13 et K46T8-16 sur respectivement une période de 31400 et 40000 cycles.	175
3.18	Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 8000 ^e (pas de fissures), (b) 16000 ^e et (c) 25000 ^e cycles pour l'éprouvette K46T8-13.	176
3.19	Confirmation de la présence d'une fissure dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 25000 ^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-13.	177

3.20	Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 10000 ^e (pas de fissures) et (b) 41000 ^e . La confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt est obtenue par (c) l'observation au microscope optique de l'éprouvette K46T8-16.	179
3.21	Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-15 et K46T8-18 sur respectivement une période de 30000 et 50000 cycles.	180
3.22	Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-15 et K46T8-18 sur respectivement une période de 30000 et 50000 cycles.	181
3.23	Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 4800 ^e (pas de fissures), (b) 8500 ^e et (c) 12500 ^e cycles pour l'échantillon K46T8-15.	182
3.24	Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 18500 ^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-15.	183
3.25	Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 10500 ^e , (b) 14000 ^e et (c) 18000 ^e cycles pour l'éprouvette K46T8-18.	184
3.26	Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 22800 ^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'éprouvette K46T8-18.	185
3.27	Résultats de fatigue FLASH superposés aux essais de fatigue thermique SPLASH, FAT3D et FAENA.	187
3.28	Résultats de fatigue illustrant les divers effets pouvant expliquer les écarts de durée de vie discutés dans [Vincent, 2012] comme l'effet de la contrainte moyenne.	188
3.29	Résultats de fatigue FLASH superposés aux essais standardisés	189
B.1	Spectre d'absorption des deux filtres monochromatiques (Spectrogon) utilisés avec les pyromètres pour réaliser un système de mesure bichromatique.	247
B.2	Étalonnage du système bichromatique avec les relations tension température pour chacun des pyromètres ayant des filtres passe-bande.	248
B.3	Evolution du rapport entre les signaux des deux pyromètres dans la configuration bichromatique face à un CN.	249
B.4	Comparaison entre les mesures de pyrométrie large bande et bichromatique.	249
C.1	Matrice de sensibilité sur les champs de température à l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir) en $(^{\circ}\text{C})^2$	253
C.2	Profils de température obtenus pour chaque calcul de sensibilité pour les conditions aux limites.	254
C.3	Profils de température obtenus pour chaque calcul de sensibilité pour les conditions aux limites.	254
C.4	Matrice de sensibilité sur les champs de déplacement dans le plan à l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir) en m^2	256
C.5	Matrice de sensibilité sur les champs de déplacement hors-plan à l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir) en m^2	257

C.6	Profils de déformation dans le plan obtenus pour chaque calcul de sensibilité sur les paramètres matériaux au maximum du tir laser.	258
C.7	Profils de déformation dans le plan obtenus pour chaque calcul de sensibilité sur les paramètres influant les conditions aux limites au maximum du tir laser.	259
C.8	Matrice de sensibilité sur les champs de déformation dans le plan à l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir).	260
C.9	Matrice de sensibilité sur les champs de déformation dans la direction hors-plan à l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir).	261
C.10	Matrice de sensibilité sur la déformation équivalente de Tresca au centre de la zone de choc thermique l'instant $t = 50$ ms (maximum du tir).	262

Liste des tableaux

1	Composition chimique (en %) de l'acier 316L(N) [RCC-MRx, 2012]. . .	19
1.1	Emissivités obtenues par les différentes mesures IR pour plusieurs températures (sur l'éprouvette K46T8-15).	31
1.2	Résultats d'identification par traitement d'image.	53
1.3	Résultats d'identification des conditions aux limites du problème thermique pour une puissance crête de 310 W générant une variation de température de 210 °C (sur l'éprouvette K46T8-15 en acier 316L(N)).	55
1.4	Résidus d'identification sur les essais uniaxiaux pour les différents chargements en déformation imposée.	61
1.5	Paramètres identifiés de la loi élastoplastique à 2 écrouissages cinématiques de l'acier 316L(N).	61
2.1	Base cinématique pour l'estimation des distorsions optiques [Dufour <i>et al.</i> , 2014].	87
2.2	Champs pour la corrections de niveaux de gris et flou [Charbal <i>et al.</i> , 2016a].	88
2.3	Erreurs causées par des mouvements parasites (exprimé en μm)	141
3.1	Paramètres de l'essai réalisé à $\Delta T = 150^\circ C$	163
3.2	Résumé du résultat de fatigue réalisé à $\Delta T = 150^\circ C$	164
3.3	Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 190^\circ C$	166
3.4	Résumé des résultats de fatigue réalisés à $\Delta T = 190^\circ C$	173
3.5	Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 200^\circ C$	173
3.6	Résumé des résultats de fatigue réalisé à $\Delta T = 200^\circ C$	178
3.7	Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 210^\circ C$	178
3.8	Résumé des résultats de fatigue réalisé à $\Delta T = 210^\circ C$	185

Introduction

1 Contexte

En France la majeure partie de l'énergie électrique est produite par les centres nucléaires. La fission d'atomes dits lourds libère de larges quantités de chaleur au coeur du réacteur. L'extraction par le biais de circuits de refroidissement de la chaleur produite par le coeur du réacteur est nécessaire pour au moins trois raisons :

- la première est la génération d'électricité [Guidez et Bonin, 2014],
- la seconde est la conservation d'un bon rendement nucléaire et le maintien d'un taux de fission convenable [Guidez et Bonin, 2014],
- la troisième est la sécurité de l'ensemble du réacteur. En effet si pour une raison quelconque le coeur n'est plus refroidi la dérive en température entrainerait un fluage précoce pouvant aller jusqu'à la rupture totale des gaines de combustible et la fusion de la cuve libérant alors des éléments radioactifs dans l'environnement.

Cette thèse s'intéresse à la fatigue thermique des aciers utilisés dans les structures qui constituent les circuits primaires de refroidissement des réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium (RNR-Na).

Ces phénomènes peuvent avoir lieu dans les circuits de refroidissement des réacteurs où des échanges de chaleur importants sont observés entre, d'une part, des fluides caloporteurs dont la température peut évoluer très rapidement et, d'autre part, les parois des composants métalliques contenant ces fluides. En dehors des phases spécifiques d'arrêt/redémarrage de tranche pour lesquelles les variations de température sont importantes [Clayton, 1983] (mais également assez rares à l'échelle de la durée de vie d'un composant), ce type d'endommagement peut être provoqué par la répétition d'un grand nombre de cycles dans lesquels la variation de température reste modérée (figure 1).

Actuellement, en France, seuls des réacteurs à eau pressurisée (REP) sont en exploitation. Les retours d'expérience, obtenus à travers différents cas réels observés dans le monde, ont permis d'orienter les besoins sur les phénomènes à bien comprendre pour la conception des systèmes de refroidissement [Cipière et Le Duff, 2002, Faïdy, 2004]. Par exemple l'étude des incidents proposée par [Faïdy, 2004] montre que des problèmes de thermohydraulique sur des systèmes de refroidissement de divers réacteurs ont donné naissance à des fissurations sur les tuyauteries de circuits primaires. Généralement les fissures principales se trouvent proches des zones de soudure [Cipière et Le Duff, 2002, Faïdy, 2004]. Les contrôles supplémentaires ont mis aussi en évidence la présence de ré-

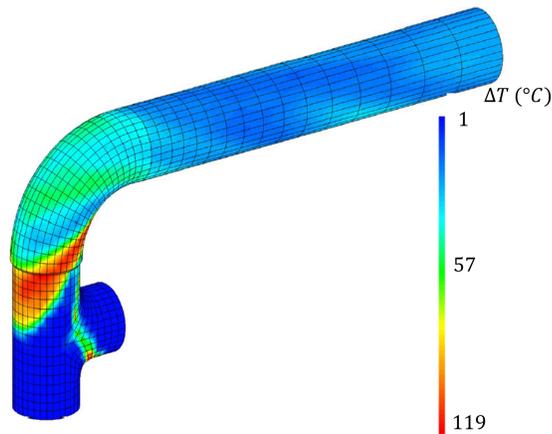


FIGURE 1: Simulations thermohydrauliques d'une zone de mélange dans un circuit de Refroidissement du Réacteur à l'Arrêt [Chapuliot *et al.*, 2005] dans un REP.

seaux de fissures, caractéristiques du phénomène de fatigue thermique, observées sur les parois internes de tuyauterie.



FIGURE 2: Fissure principale et réseaux de fissures observés par ressuage autour d'un cordon de soudure [Cipièrre et Le Duff, 2002].

De tels réseaux ont également été observés sur les circuits de RNR-Na [Guidez et Bonin, 2014]. Le sodium est un très bon conducteur de chaleur ce qui implique que toute modification rapide de sa température est transmise pratiquement sans atténuation à la paroi, d'où un risque accru d'endommagement par fatigue thermique sur ce type de réacteur [Clayton, 1983].

La fatigue sous sollicitation thermique résulte du fait que des dilatations locales sont partiellement ou totalement bloquées par le reste de la structure [Clayton, 1983]. Dans une zone peu étendue spatialement où de fortes variations cycliques de température sont imposées, des déformations thermiques (dilatations) cycliques apparaissent et, si le reste de la structure se comporte globalement comme un massif indéformable, cela revient alors à imposer des variations cycliques de déformations mécaniques. Prenons par exemple le cas d'un choc chaud (resp. froid) représenté schématiquement sur la figure 3a (resp. figure 3b). La zone chauffée (resp. refroidie) tend à se dilater (resp. se contracter) et le reste de la structure exerce alors une contrainte de compression (resp. traction) pour conserver les mêmes dimensions qu'avant le choc thermique. Lorsque le choc chaud

disparaît et que la température redevient homogène alors les contraintes internes disparaissent (pour peu que le comportement du matériau soit resté élastique pendant la sollicitation). Répétées un grand nombre de fois, ces sollicitations conduisent à un endommagement et à une fissuration du matériau.



FIGURE 3: Surface subissant (a) un choc chaud et (b) un choc froid.

La compréhension des phénomènes de fatigue thermique a poussé la recherche vers une multitude de méthodes de caractérisation.

SPLASH a été inspiré par la méthode proposée par [Marsh, 1981]. L'expérience consiste à appliquer des trempes thermiques en refroidissant cycliquement, à l'aide de pistolets pneumatiques qui envoient un brouillard d'eau distillée, deux parois opposées d'une éprouvette parallélépipédique. Le barreau métallique a pour volume 240 mm^3 . Celui-ci est chauffé par effet Joule (avec un courant de 2000 A sous quelques V) jusqu'à une température fixe mesurée par un thermocouple brasé en profondeur au centre de l'éprouvette. Le maintien de cette température constante est assuré par un régulateur (Eurotherm). La durée d'impulsion des jets d'eau froide est typiquement de 250 ms et la période des cycles, déterminée par le temps nécessaire entre deux tirs pour que le champ de température redevienne homogène, est de l'ordre de 8 s. La figure 4 illustre le principe de l'essai de fatigue réalisé avec SPLASH [Maillot, 2003]. Il n'est pas possible de souder ou braser des thermocouples dans les zones de chocs thermiques car les risques d'amorcer des fissures au niveau des thermocouples et de fausser l'interprétation des résultats sont importants. Pour pouvoir régler la position et le débit des pistolets pneumatiques en fonction de la variation de température souhaitée en surface d'échantillon, une éprouvette témoin est utilisée, laquelle possède un thermocouple particulier brasé dans une rainure, en surface, au centre de la tache thermique induite par le spray d'eau. Une fois le réglage des pistolets effectué, une éprouvette dite d'essai dépourvue de thermocouples en surface est installée et les derniers paramètres de tir identifiés sont utilisés pour solliciter l'éprouvette. Comme celle-ci possède un thermocouple brasé à quelques millimètres de profondeur sous la zone d'impact, il est alors possible de suivre l'évolution du chargement thermique au cours des cycles (sur une zone déportée). Ce dispositif a permis de rendre compte du phénomène de multifissuration ou de faïençage thermique notamment dans la thèse de [Maillot, 2003] (figure 5). Une des difficultés rencontrées dans la réalisation des essais SPLASH est de s'assurer de la stabilité du chargement thermique au cours des cycles sur les zones im-

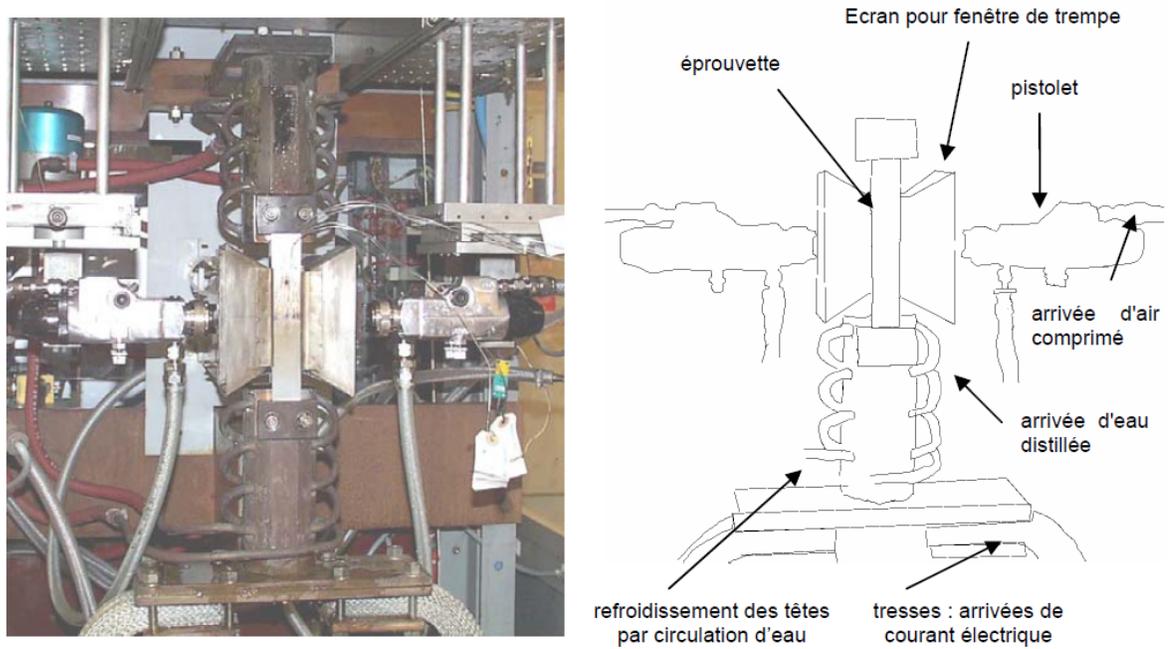


FIGURE 4: Description du dispositif SPLASH [Maillot, 2003].



FIGURE 5: Faïençage thermique observé par [Maillot, 2003] à l'aide des essais SPLASH.

pactées. Toutefois des contrôles réguliers permettent de vérifier la stabilité du chargement [Maillot *et al.*, 2005] et de rectifier le cas échéant les paramètres de tir, notamment lorsque la présence d'oxydation modifie les conditions d'échanges [Vincent, 2012]. L'étude quantitative de l'amorçage en fatigue thermique pour de (faibles) nombres de cycles est rendue possible par ce type de dispositif [Fissolo *et al.*, 2009a]. Celui-ci permet aussi d'analyser le développement de réseau de fissures en surface [Maillot *et al.*, 2005]. D'autres dispositifs se sont inspirés des travaux de [Marsh, 1981] comme par exemple celui proposé par [Kerezsi *et al.*, 2000, Kerezsi et Price, 2002] qui consiste aussi à appliquer des chocs froids à l'aide de spray d'eau sur des surfaces avec ou sans pré-entaille.

FAT3D est un autre dispositif expérimental de fatigue thermique qui permet de tester des éprouvettes de forme cylindrique chauffées dans un four puis refroidies cycliquement par aspersion d'un jet d'eau en paroi interne. Le choc thermique crée une zone de refroidissement local sous la forme d'une tache parabolique [Fissolo *et al.*, 2009a]. Comme pour les essais **SPLASH** une éprouvette d'étalonnage est nécessaire pour caractériser les paramètres de réglage et le chargement dans la zone de choc thermique. Ces essais ont permis de mettre en évidence la présence de fissures à la frontière de la zone de refroidissement [Ancelet *et al.*, 2007]. La propagation de fissure se fait alors du haut vers le bas de la tache thermique. La stabilité du chargement thermique est là aussi vérifiée au travers des contrôles réguliers permettant aussi d'analyser l'état de fissuration en surface (amorçage et propagation). Le principe de l'essai est présenté sur la figure 6.

INTHERPOL caractérise des tubes métalliques dont les parois externes sont chauffées en permanence. Les chocs thermiques sont appliqués sur une zone de 70 mm sur la surface interne du cylindre [Curtit, 2004]. Le choc froid est réalisé à l'aide d'un jet d'eau sur une zone chauffée par une lampe infrarouge. Ces deux derniers éléments sont fixes et c'est l'éprouvette qui subit des rotations alternées autour de son axe pour permettre de réaliser des sollicitations cycliques. Différents états de surface et types de soudures peuvent être testés sur le même échantillon [Curtit, 2004]. Les phases de refroidissement durent 1 à 2 s pour des temps de chauffe allant de 5 à 8 s [Curtit, 2004]. Les températures sont mesurées à l'aide de thermocouples, ce qui permet d'enrichir les simulations numériques [Curtit, 2004].

D'autres essais ont été conçus pour mieux s'approcher des conditions de fonctionnement des RNR-Na et simuler les échanges thermiques entre le sodium liquide et les parois des circuits primaires de refroidissement.

FAENA, TIFFS, SPECTRA et SUPERSOMITE ont été proposés pour étudier la fatigue thermique sous un environnement sodium [Lewis *et al.*, 1988, Lejeail et Kasahara, 2005, Kawasaki *et al.*, 2006].

Dans le dispositif **FAENA** par exemple, développé au CEA Cadarache, (voir figure 8), du sodium chaud et froid est injecté en alternance dans un tube, ce qui conduit à des variations temporelles de la température du tube d'autant plus fortes que l'on s'approche de la zone d'injection. En fonction de la distance maximale à la zone d'injection pour laquelle les fissures n'amorcent plus, il est alors possible, après analyse, de remonter à la variation de température critique en dessous de laquelle l'amorçage n'est pas constaté. Les expériences ont aussi permis la détermination des gammes de fréquences des sollicitations

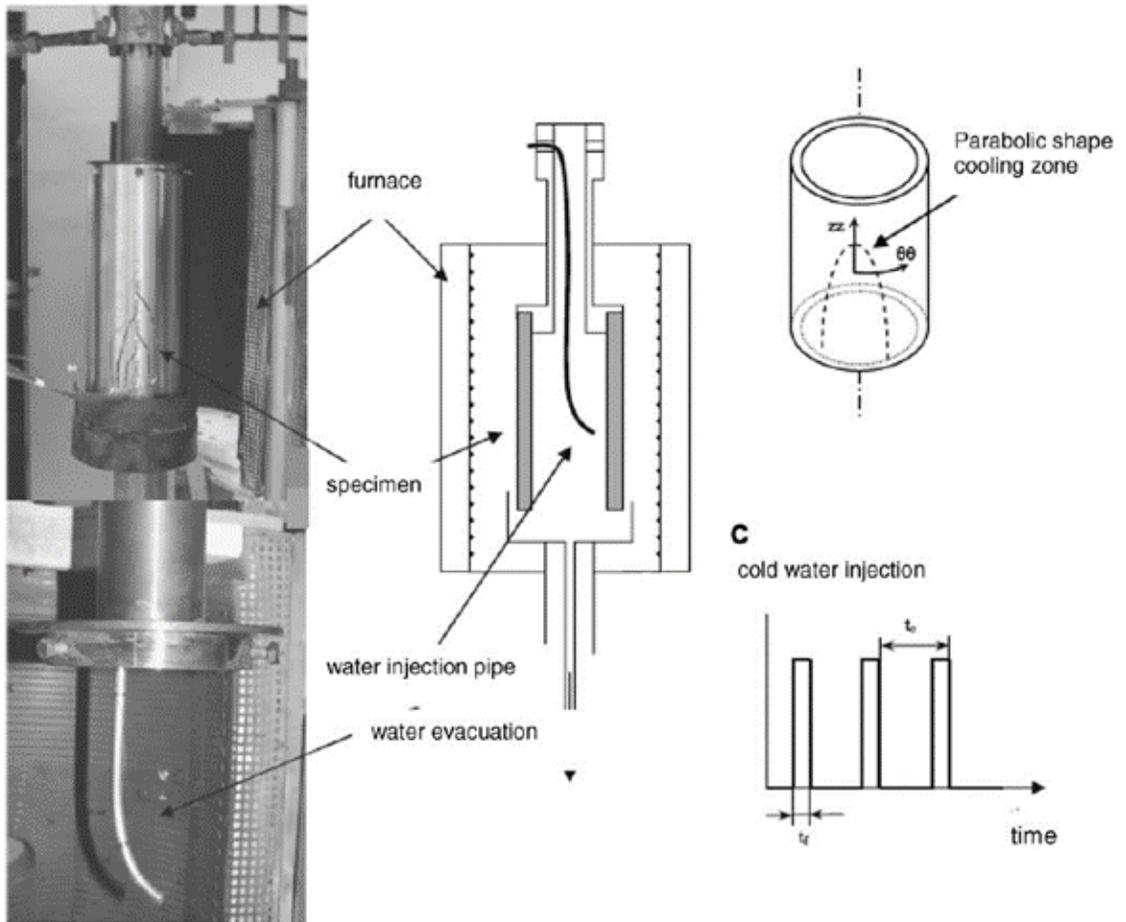


FIGURE 6: Description du dispositif FAT3D [Ancelet *et al.*, 2007].

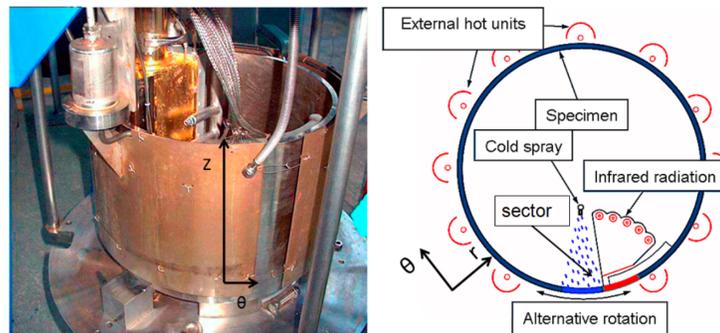


FIGURE 7: Description du dispositif INTHERPOL [Curtit, 2004].

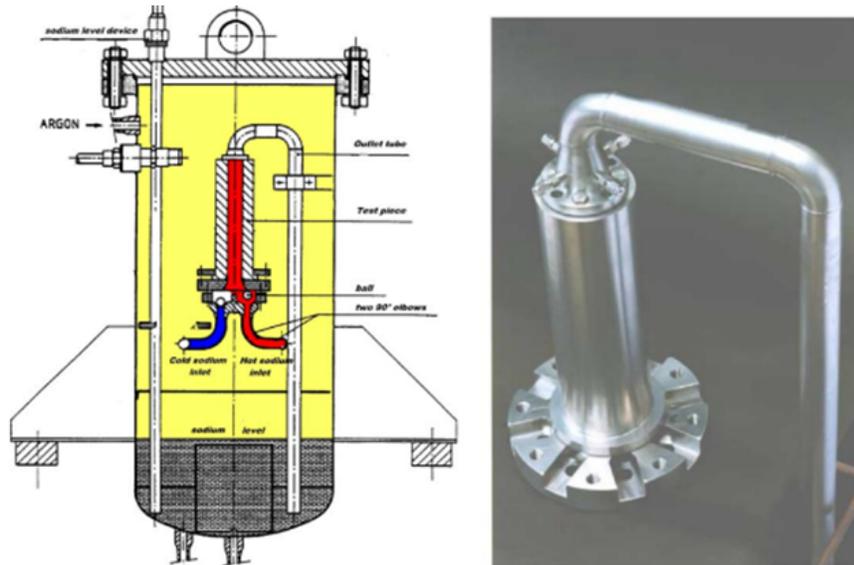


FIGURE 8: Description du dispositif FAENA [Lejeail et Kasahara, 2005].

les plus pénalisantes [Lejeail et Kasahara, 2005, Kawasaki *et al.*, 2006].

Dans l'ensemble des cas présentés, la réponse mécanique induite par le chargement thermique est estimée soit à partir de solutions analytiques [Clayton, 1983] ou à l'aide de simulations numériques [Curtit, 2004, Maillot *et al.*, 2005, Amiable *et al.*, 2006, Fissolo *et al.*, 2009a]. Les conditions aux limites sont alors déterminées à l'aide de l'éprouvette témoin sur laquelle les paramètres d'essai sont réglés et/ou en exploitant les informations acquises sur des zones déportées.

L'usage de modèles élastoplastiques est nécessaire pour la description du comportement du matériau [Marsh, 1981, Clayton, 1983, Fissolo *et al.*, 2009a]. La comparaison avec des essais uniaxiaux (pris pour référence) est réalisée en calculant les déformations équivalentes [Marsh, 1981, Clayton, 1983, Fissolo *et al.*, 2009a].

Selon la méthode qui est utilisée pour extraire les déformations équivalentes des simulations thermomécaniques, les résultats de fatigue thermique peuvent donner des durées de vie plus courtes que celles obtenues lors des essais standardisés uniaxiaux isothermes [Amiable *et al.*, 2006]. Plusieurs points peuvent alors expliquer les disparités entre ces deux types d'essais, l'une des explications est l'effet possible de la multiaxialité du chargement qu'impose le choc thermique [Amiable *et al.*, 2006]. Les auteurs ont alors proposé d'utiliser divers critères pour tenir compte d'un tel effet [Amiable *et al.*, 2006, Fissolo *et al.*, 2009b]. Généralement le chargement mécanique qui résulte d'un choc thermique sur une surface libre plane est proche d'un état biaxial [Clayton, 1983]. L'effet de la biaxialité a toutefois été écarté par des études qui montrent que si les déformations équivalentes adéquates sont extraites les résultats des essais uniaxiaux et biaxiaux se superposent [Vincent, 2012] (voir figure 9).

La manière de définir le nombre de cycle à amorçage peut aussi générer des écarts

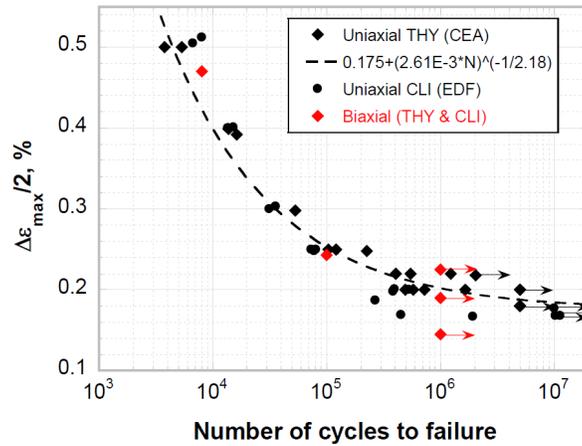


FIGURE 9: Résultats de fatigue illustrant l’effet de la biaxialité (les essais ont été réalisés sur deux coulés d’acier 304L)[Vincent, 2012]. En ordonnée, l’amplitude de déformation principale maximale.

non négligeables. Dans les essais de fatigue thermique des observations périodiques sont réalisées et l’amorçage est détecté à des stades précoces (quelques centaines de micromètres) [Maillot *et al.*, 2005]. Les essais uniaxiaux quant à eux ne sont généralement pas arrêtés avant la rupture totale. De ce nombre de cycle à rupture, le nombre de cycle à amorçage est déduit en supposant que la phase de propagation est négligeable sur la durée de vie. Les travaux de [Rupil, 2012] ont montré que même pour des niveaux de déformation faibles une telle hypothèse n’est pas valable et peut entraîner une surestimation du nombre de cycles à amorçage d’un facteur 2.

Une raison qui peut expliquer de tels écarts, entre les essais standardisés et de fatigue thermique, est la présence de contraintes moyennes de btraction/bicompression que des sollicitations de type chocs thermiques peuvent générer [Fissolo *et al.*, 2009a, Vincent, 2012]. Les essais uniaxiaux réalisés par [Vincent, 2012] montrent que même une légère contrainte moyenne de traction (observée généralement dans les cas des chocs froids) a des conséquences non négligeables sur la durée de vie du matériau étudié (voir figure 10). Les seuls chocs chauds/froids ne permettent pas de rétablir un état de contrainte nulle à la fin d’un cycle [Fissolo *et al.*, 2009a].

La réponse mécanique n’est pas déterminée expérimentalement dans les essais de fatigue thermique, ce qui nécessite d’avoir un modèle numérique de thermomécanique précis pour extraire les informations (déformations équivalentes) utilisées pour la comparaison avec les essais standards isothermes. L’une des difficultés, qui est présente dans l’ensemble des essais discutés jusqu’ici, est de pouvoir estimer la distribution spatiale du chargement thermique pour pouvoir appliquer des conditions aux limites dans les simulations qui correspondent à celles réellement appliquées expérimentalement [Vincent, 2012]. Cette difficulté vient du fait que l’instrumentation en thermocouples dans la zone de choc est prohibée (pour éviter de créer des sites préférentiels d’amorçage). La me-

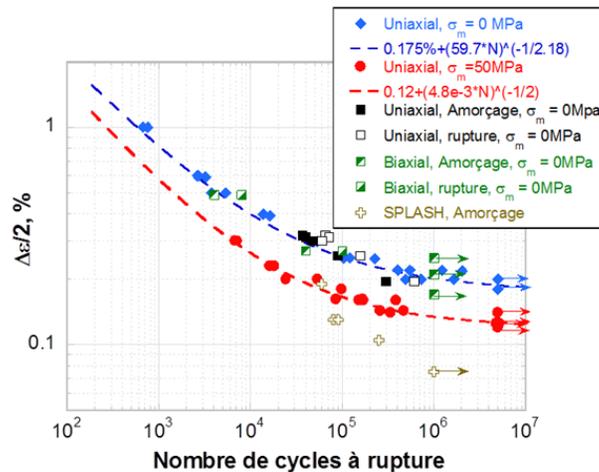


FIGURE 10: Résultats de fatigue illustrant les divers effets pouvant expliquer les écarts discutés dans [Vincent, 2012] comme l'effet de la contrainte moyenne.

sure de champs de température à l'aide de moyens sans contact reste possible [Vincent, 2012] mais délicate car la présence d'une atmosphère riche en eau absorbe une partie du rayonnement infrarouge [Gaussorgues, 1999]. Cela nécessiterait de réaliser des phases d'étalonnage pour déterminer le coefficient d'absorption du nuage de vapeur. Une stratégie expérimentale serait alors d'appliquer des chocs thermiques sans contact et exploiter des méthodes optiques pour la caractérisation thermomécanique.

Différentes méthodes exploitant des lasers ont été proposées pour caractériser la fatigue thermique de revêtement de surface [Zhu *et al.*, 1997, Zhu et Miller, 1997], de rails de train [Schaus et Pohl, 1998] ou encore de pistons de moteur de voiture [Song *et al.*, 2008b, Song *et al.*, 2008a].

Les auteurs du document technique [Zhu *et al.*, 1997, Zhu et Miller, 1997] proposent par exemple d'étudier la tenue en fatigue des revêtements de couche isolante à l'aide d'un laser de puissance pour pouvoir explorer de très hautes températures. Le chargement thermique est suivi à l'aide de mesures pyrométriques et l'endommagement est suivi à l'aide d'une caméra travaillant dans le domaine de longueur d'onde du visible et sensible aux longueurs d'ondes proches infrarouges placée en face arrière de l'échantillon [Zhu *et al.*, 1997, Zhu et Miller, 1997].

Les auteurs de [Song *et al.*, 2008b] exploitent quant à eux un laser pour l'étude de la fatigue d'une pièce en alliage d'aluminium. La densité de puissance du laser est optimisée pour pouvoir appliquer un chargement dont la distribution spatiale est proche de celle rencontrée dans les conditions de travail [Song *et al.*, 2008a]. Des mesures à l'aide de pyromètres infrarouges et par caméras (travaillant dans le domaine du visible là aussi sensible au proche infrarouge) sont exploitées pour respectivement estimer la valeur des températures des différentes zones sollicitées et vérifier la distribution spatiale du chargement thermique [Song *et al.*, 2008b]. Dans l'ensemble des cas qui exploitent des lasers pour l'étude de la fatigue thermique les champs de déplacement induits par le choc ther-

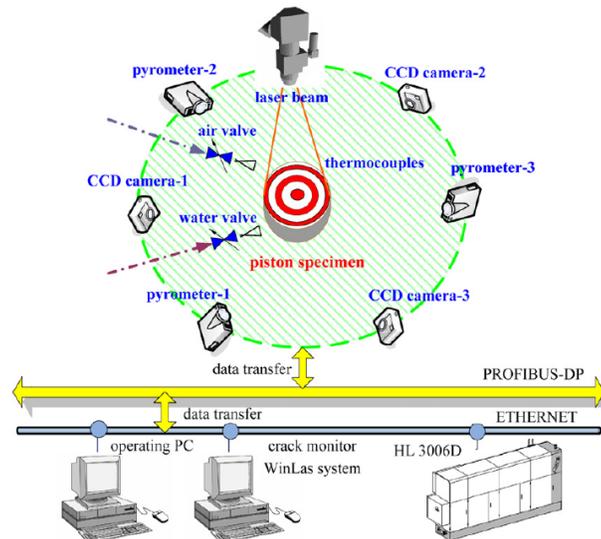
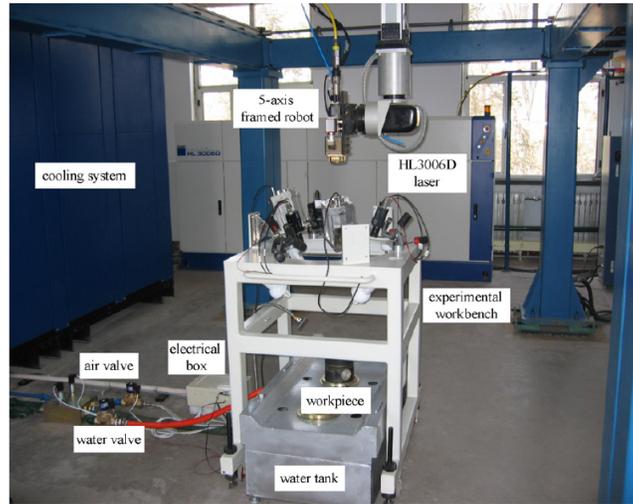


FIGURE 11: Principe du dispositif expérimental exploitant des méthodes optiques proposé par [Song *et al.*, 2008b].

mique ne sont pas mesurés.

Les premiers champs thermomécaniques au cours de chocs thermiques pour l'étude de la fatigue thermique ont été mesurés par [Esnoul *et al.*, 2013]. Ces mesures ont été réalisées sur un banc expérimental contenant des caméras travaillant dans le domaine de longueur d'onde du visible (pour les mesures de champs de déplacement) et infrarouge (pour la température) [Vincent *et al.*, 2013]. Le laser délivrait une densité de puissance avec une forme spatiale gaussienne ce qui rendait difficile l'interprétation des résultats expérimentaux en termes de propriétés à la fatigue thermique (très faible surface sollicitée à l'amplitude maximale du chargement thermique)[Esnoul *et al.*, 2013]. Ce premier banc a été exploité pour une première étude de faisabilité et a permis le lancement de projet pour la conception totale de la machine FLASH qui sera décrite dans la prochaine section.

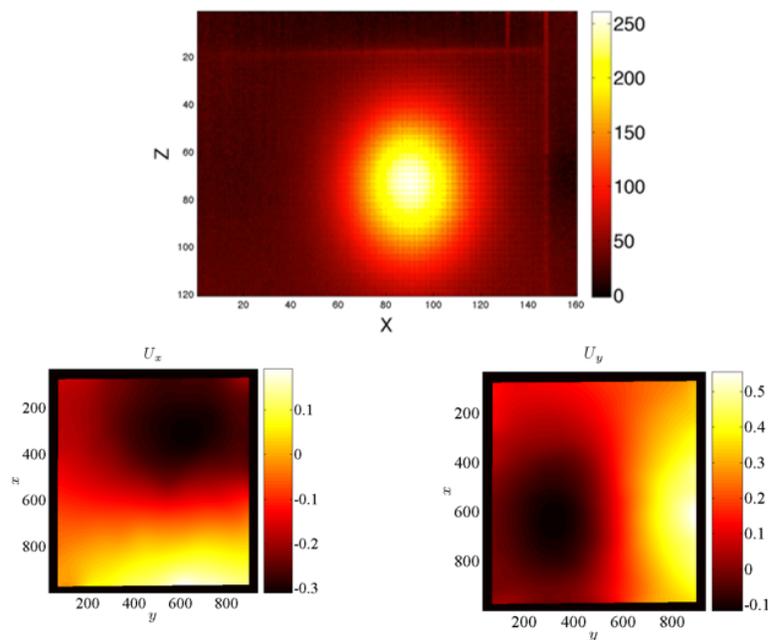


FIGURE 12: Champs de température et déplacements obtenus pendant un choc laser [Esnoul *et al.*, 2013].

Une expérience qui a aussi pour but d'étudier la fatigue thermique à l'aide de méthode quasiment sans contact a permis la mesure de champs thermomécaniques 2D [Utz *et al.*, 2014]. Dans cette configuration expérimentale, l'échantillon (figure 13 (1)) est chauffé par induction (figure 13 (2)) et subit des chocs froids par jets d'air (figure 13 (3)). Des mesures de température sur les deux surfaces sont obtenues à l'aide de pyromètres infrarouge (figure 13 (4)). Les champs de température et cinématique sont obtenus respectivement à l'aide d'une caméra IR et d'une caméra travaillant dans le domaine du visible [Utz *et al.*, 2014]. La comparaison des deux types de champs (thermique et cinématique) avec

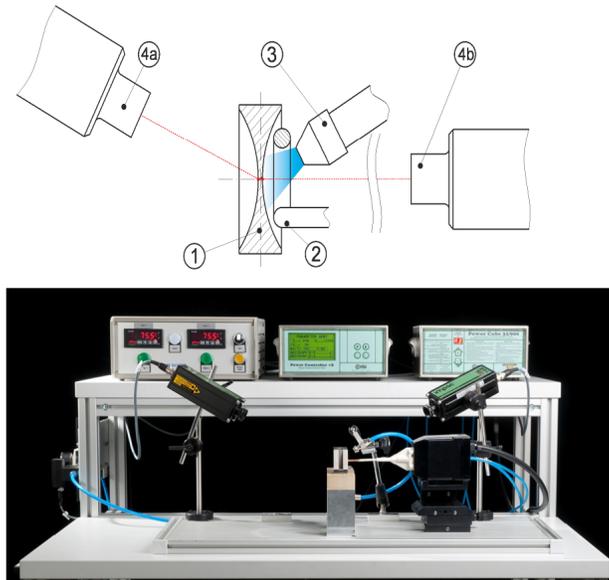


FIGURE 13: Principe du dispositif expérimental permettant de réaliser des chocs froids et des mesures thermomécaniques sans contact [Utz *et al.*, 2014].

les simulations numériques montre de bonnes similitudes [Utz *et al.*, 2014] (voir figure 14). La réponse mécanique induite par le choc thermique est calculée à l'aide d'un modèle

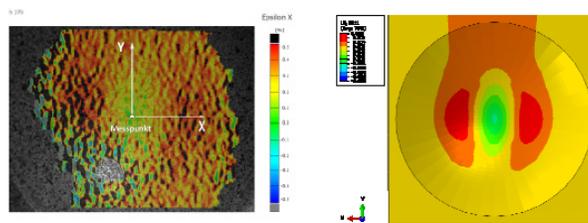


FIGURE 14: Comparaison entre les champs de déformation obtenus par corrélation d'images numériques et simulé pendant le choc thermique [Utz *et al.*, 2014].

élastoplastique [Utz *et al.*, 2014]. Pour pouvoir ensuite superposer les résultats à des essais uniaxiaux la déformation équivalente au sens de Von Mises est calculée [Utz *et al.*, 2014]. La comparaison finale avec des essais uniaxiaux de fatigue a montré de bons accords avec les résultats obtenus par choc thermique pour deux niveaux de chargement différents [Utz *et al.*, 2014]. Il semble y avoir tout de même un léger décalage des résultats par chocs thermiques vers des durées de vie plus courtes [Utz *et al.*, 2014]. Cela pourrait s'expliquer par la présence de contraintes moyennes de bi-traction causées par les chocs froids.

2 Fatigue thermique par choc LASer ou Hélium (FLASH)

Pour mieux étudier le phénomène de fatigue par choc thermique un nouveau dispositif utilisant des moyens de mesure sans contact a récemment été proposé [Vincent *et al.*, 2013]. L'avantage de l'usage de méthodes optiques (sans contact) vient du fait qu'une large quantité d'information peut être accessible durant les cycles avec l'usage notamment de caméras qui permettront la mesure de champs thermomécaniques 2D voire 3D dans la zone d'impact. Ceci permettra de valider les modèles thermomécaniques numériques qui sont utilisés pour extraire les informations nécessaires à l'interprétation des résultats de fatigue thermique. L'amorçage de fissure peut être suivi au cours des cycles sans nécessiter le démontage/remontage périodique de l'éprouvette pour des observations au microscope optique. La stabilité du chargement thermique dans la zone sollicitée sera aussi suivie en temps réel à l'aide d'acquisitions pyrométriques hautes cadences [Vincent *et al.*, 2013].

FLASH a été proposé par [Vincent, 2015] avec pour objectif d'acquérir des champs thermomécaniques au cours des essais de fatigue dans la zone impactée. Plusieurs étapes préliminaires ont été réalisées avec des premiers bancs prouvant la faisabilité du principe [Esnoul *et al.*, 2013]. Cette première étude a permis de mettre en évidence la nécessité d'un laser qui a une distribution plus homogène sur la zone de tir. Le choix d'un laser avec une distribution de densité de puissance en chapeau haut de forme a donc été préféré. Un premier banc avec ce type de laser a alors permis de réaliser des chocs chauds sous air. Les mêmes outils optiques seront utilisés dans la configuration finale [Charbal *et al.*, 2016d] ont été exploités et les résultats obtenus avec ce premier banc sont discutés en annexe A.

La configuration finale permet de travailler sous ambiance d'hélium pour limiter les effets d'environnement et permet aussi la possibilité de réaliser des chocs froids à l'aide d'une buse d'hélium. L'ensemble de l'enceinte a été conçu et fabriqué par la société Défi Système. La figure 15 illustre des photographies et dessin CAO du dispositif expérimental FLASH [Vincent *et al.*, 2016]. Les figures 15 a-b (resp. photographie et dessin CAO) illustrent la configuration de la machine avec l'enceinte fermée. Les figures 15 c-d (resp. photographie et dessin CAO) présentent la machine avec le couvercle ouvert. On peut y distinguer l'échantillon qui est placé dans la zone centrale entre les mors en cuivre permettant la chauffe par effet Joule. Les moyens optiques sont solidaires de la partie supérieure, ceci permettra de réaliser des phases d'étalonnage des optiques sur une zone déportée (par rapport l'échantillon).

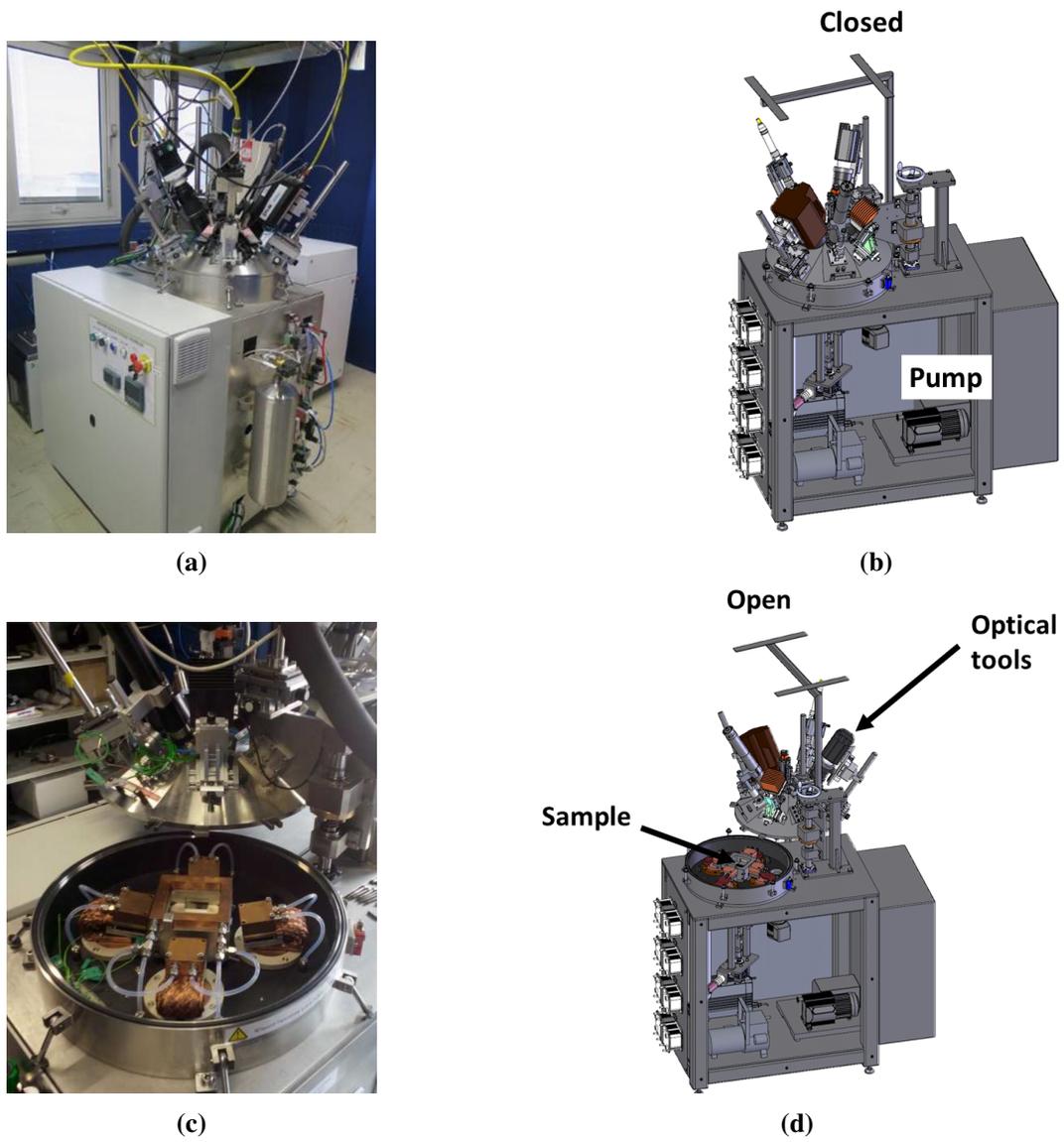


FIGURE 15: Photographies et dessins CAO de FLASH dans une configuration où l'enceinte est (a-b) ouverte et (c-d) fermée [Vincent, 2015].

Une observation plus détaillée ainsi qu'une description des moyens optiques utilisés par FLASH sont proposées sur la figure 16. Un laser pulsé (TruPulse 156 fabriqué par

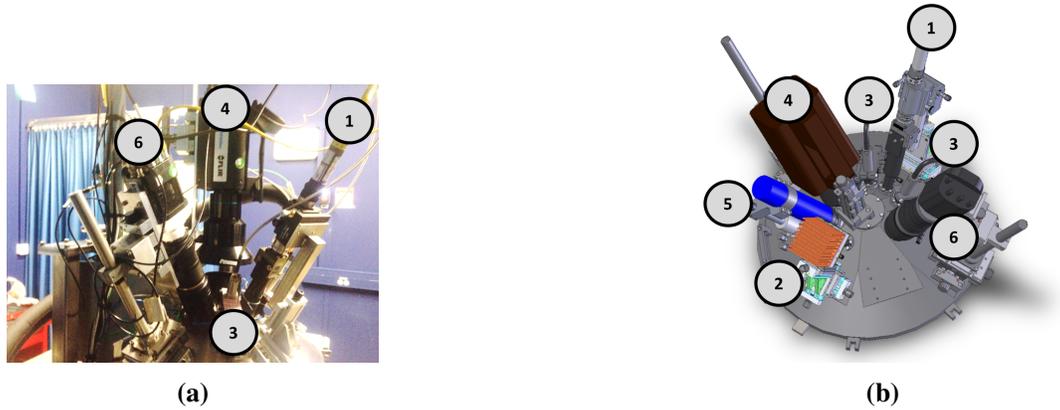


FIGURE 16: Photographie (a) et dessin CAO (b) des moyens optiques utilisés sur FLASH [Vincent, 2015].

Trumpf, $\lambda = 1064\text{nm}$ - figure 16 (1)) est utilisé pour imposer des chargements thermiques cycliques. La fréquence des tirs, la durée d'impulsion et la puissance du faisceau incident sont adaptés en fonction de la variation de température souhaitée. Pour l'ensemble des essais discutés ici la fréquence de tir est fixée à 1 Hz et la durée d'impulsion à 50 ms. Le faisceau a un diamètre de 5 mm et une densité spatiale de puissance sous la forme d'un chapeau haut de forme ("top-hat") [Farcage, 2015] (voir figure 17).

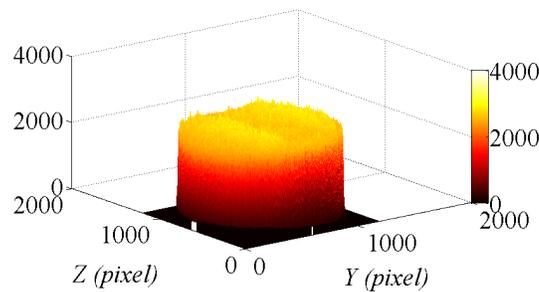


FIGURE 17: Densité spatiale de puissance du laser définissant une forme en chapeau haut de forme ("Top-hat") [Farcage, 2015]. La barre d'échelle est exprimée en niveaux digitaux.

La faible absorptivité de la surface de l'échantillon à l'état poli miroir puis pré-oxydé contraint à incliner le faisceau laser par rapport à la normale à cette surface. Un détecteur de puissance (figure 16b (2)) est utilisé pour enregistrer la puissance moyenne réfléchi et ainsi estimer l'absorptivité de la surface.

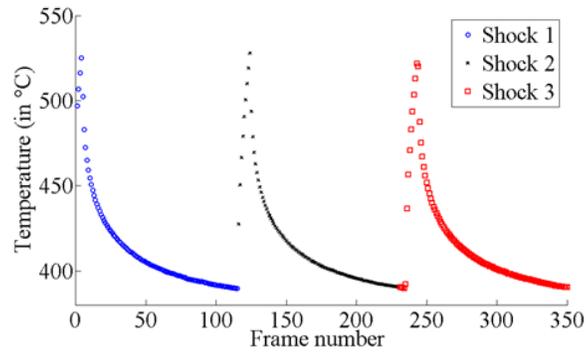
Deux pyromètres rapides (KGA740-LO fabriqués par Kleiber GmbH, $\lambda = [1550 \text{ nm} - 2200 \text{ nm}]$ figure 16 (3)) permettent de mesurer sur un diamètre de 2.5 mm la température au centre de la zone impactée, à une distance de travail choisie de 30 cm. Le temps de réponse des pyromètres est de 60 μs , la fréquence d'acquisition est de l'ordre de 1 kHz. Une caméra infrarouge ($\times 6540\text{sc}$ fabriquée par FLIR, définition : 640×512 pixels, $\lambda = [3 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}]$, figure 16 (4)) est utilisée pour mesurer les champs de « température » au cours des cycles.

Une lampe LED (figure 16b (5)) est utilisée pour éclairer la surface de l'échantillon et assurer la luminosité nécessaire pour l'acquisition des images avec la caméra rapide qui travaille dans le domaine de longueur d'onde du visible (MIRO M320S fabriquée par Vision Research, définition : 1920×1080 pixels, figure 16 (6)). Les distances de travail pour la caméra IR et visible sont respectivement de 30 cm (objectif G1 FLIR) et 25 cm (objectif macro TAMRON de focale 180 mm). Les tailles physiques observées par chaque pixel sont de 15 μm et de 10 μm respectivement pour les caméra IR et "visible". La fréquence d'acquisition des caméras est de l'ordre de 100 Hz. La limitation vient de la caméra IR qui lorsqu'elle est montée avec l'objectif G1 ne peut pas travailler en sous-fenêtré pour augmenter sa cadence.

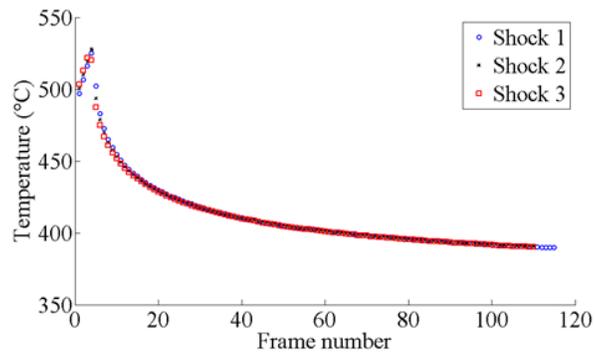
La technique de reconstruction stroboscopique est appliquée [Vincent, 2013] pour palier la faible fréquence d'acquisition. Cette méthode consiste à reconstruire un événement avec une plus grande richesse temporelle en faisant l'hypothèse que le chargement et le comportement du matériau n'évoluent pratiquement pas pendant un faible nombre de cycles (ici 6). Cela autorise la reconstruction à partir de N cycles constitués de M images d'un seul cycle de $N \cdot M$ images [Vincent, 2013]. Une représentation sur trois chocs thermiques est proposée sur la figure 18. Il faut créer un décalage dans l'acquisition des images entre les N cycles constituant le seul cycle reconstruit pour que l'on puisse mesurer des instants de sollicitation différents. Ce décalage est calculé automatiquement dans un programme Labview [Vincent, 2013].

Compte tenu de la température moyenne de l'échantillon (400 °C), un filtre interne à la caméra infrarouge est utilisé pour réduire le flux de rayonnement IR incident en limitant le domaine spectral d'absorption de la caméra à 3.97 μm -4.01 μm . Par ailleurs, afin de protéger les capteurs des caméras d'éventuelles réflexions parasites du faisceau laser, des filtres passe haut (Germanium, figure 19 (7)) et passe bas (miroir chaud, figure 19 (8)) sont positionnés respectivement devant les deux caméras. La position des filtres est représentée sur la figure 19 qui correspond à une photographie de la paroi interne du couvercle de l'enceinte. Les fenêtres qui correspondent aux sorties des rayons optiques des pyromètres, du faisceau incident et réfléchi (vers le détecteur de puissance) sont numérotées respectivement de 9 à 11. Un thermocouple, en contact avec la surface de la paroi, est instrumenté pour s'assurer que l'enceinte reste à des températures de travail convenables (figure 19 (12)).

L'échantillon (figure 20 (13)) est placé entre deux mors en cuivre (figure 20 (14)) qui permettent la chauffe par effet Joule [Vincent *et al.*, 2016]. Un dissipateur (figure 20 (15)) permet de limiter l'échauffement du couvercle sur lequel sont arrimés les moyens de mesures sans contact [Vincent *et al.*, 2016].



(a)



(b)

FIGURE 18: (a) Les trois cycles thermiques permettant (b) la reconstruction d'un cycle stroboscopique.



FIGURE 19: Vue sur la paroi interne de l'enceinte de FLASH avec les filtres indiquant la position des outils de mesure.

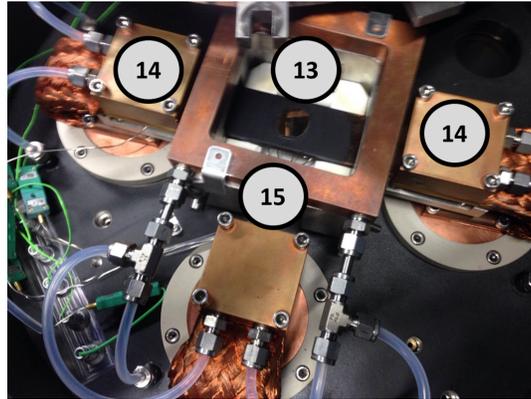


FIGURE 20: L'éprouvette placée entre les mors de cuivre.

L'éprouvette est instrumentée par des thermocouples, c'est un des deux thermocouples placé au plus près du centre de l'échantillon qui est exploité pour l'asservissement des mors (voir figure 21). Pour assurer la stabilité de l'échantillon et éviter tout mouvement

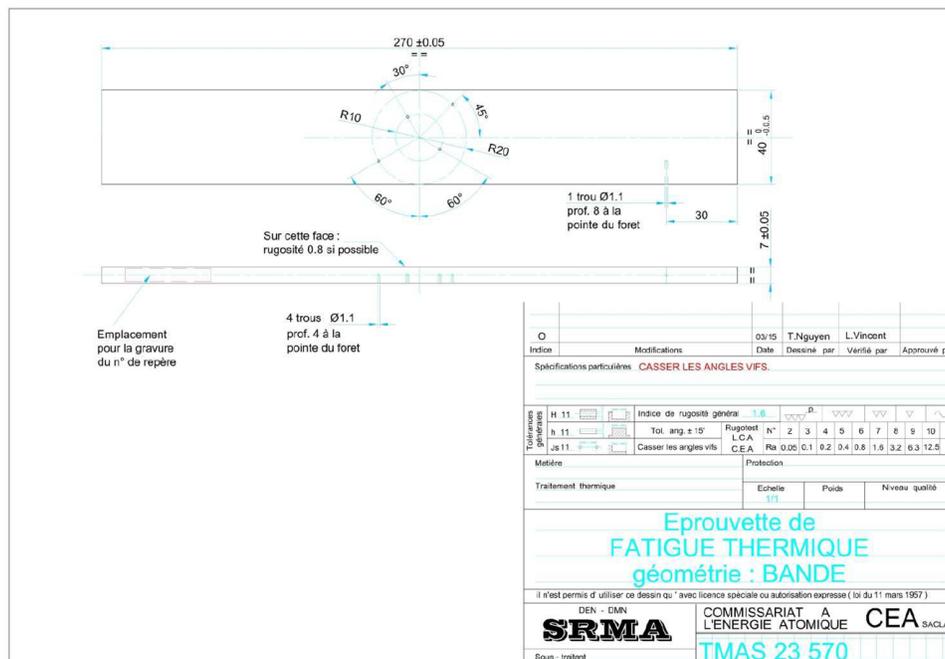


FIGURE 21: Dessin de définition de l'éprouvette illustrant les positions des thermocouples instrumentés [Nguyen, 2015].

parasite, un effort de maintien est appliqué en imposant une flexion avec une force de 250 N comme illustrée sur le schéma de la figure 22. Une telle flexion génère à la surface de

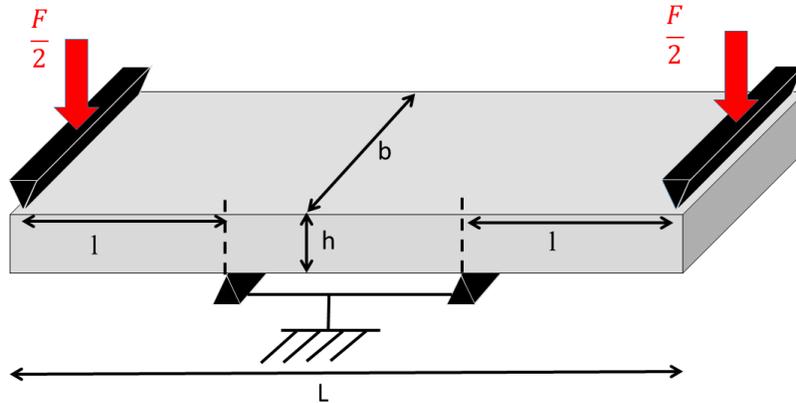


FIGURE 22: Schéma illustrant l'effort de maintien appliqué à l'éprouvette sous forme de flexion 4 points. Avec $L = 115$, $l = 25$ mm, $b = 40$ mm, $h = 7$ mm et $F = 250N$.

la zone centrale de l'éprouvette une contrainte² de 9.56 MPa. La surface est polie à l'aide d'une polisseuse manuelle qui rend difficile d'obtenir un véritable état poli miroir³. Une préoxydation de 24h-48h à 450 °C est appliquée pour avoir d'une part, une absorptivité et émissivité globale de l'ordre de 0.4-0.5 (contre 0.2 pour un acier poli miroir) ce qui facilite les mesures par thermographie IR. D'autre part ce traitement génère un mouchetis naturel qui sera exploité pour les mesures de champ de déplacement.

L'acier 316L(N) est le matériau qui est utilisé dans les circuits de refroidissement primaire des futurs RNR-Na [Guidez et Bonin, 2014]. Dans l'étude présentée ici les éprouvettes sont toutes issues de la même coulée (référéncée K46). La composition chimique de l'acier est présentée dans le tableau 1.

C	Mn	P	S	Si	Cr	Ni	Mo	N ₂	Co	Cu	B
0.035	2.00	0.030	0.015	1.00	17.00	11.50	2.25	0.08	0.20	1.0	0.0018

TABLE 1: Composition chimique (en %) de l'acier 316L(N) [RCC-MRx, 2012].

Les grains ont une taille de 50-100 μm d'après la métallographie proposée sur la figure 23 [Rabeau, 2016].

2. La contrainte a été calculée à l'aide d'une solution analytique d'un problème de flexion 4 points.
 3. Le polissage est tout de même poursuivi jusqu'à la granulométrie de 3 μm

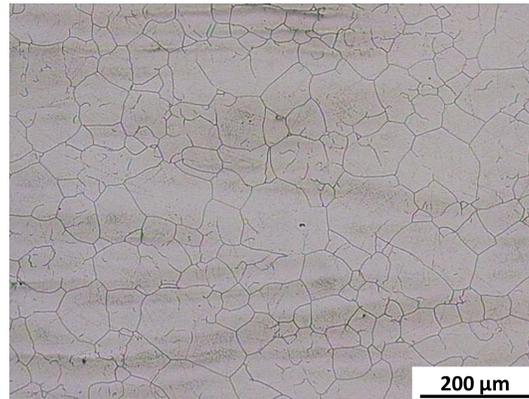


FIGURE 23: Métallographie de l'acier 316L(N), de la coulée K46 [Rabeau, 2016].

3 Les objectifs et challenges de la thèse

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier la fatigue thermique à l'aide du nouveau dispositif FLASH. Pour cela plusieurs challenges sont à considérer, avec en premier lieu la mise en place d'un modèle numérique capable de prédire les réponses thermique et mécanique 3D au cours d'un choc laser. Le second challenge est de valider le modèle complet en comparant la réponse mécanique issue des prévisions à l'aide de mesures expérimentales. Enfin il faudra être capable d'estimer le nombre de cycles à amorçage pour chaque essai et être en mesure de comparer ces résultats à d'autres résultats qui ont été obtenus par d'autres méthodes expérimentales.

Le rapport s'articule autour de trois chapitres qui traitent alors des trois défis majeurs pour atteindre l'objectif de la thèse.

Le premier chapitre traite de la mise en place du modèle numérique qui permet de décrire la réponse thermomécanique du matériau au cours des chocs laser. Ces calculs sont réalisés à l'aide de la méthode par éléments finis. La réponse du matériau est déterminée en deux étapes. La première consiste à décrire la distribution de la température dans l'ensemble de la géométrie pendant les cycles thermiques. Les conditions aux limites sont d'abord identifiées à l'aide de mesures expérimentales. Les champs de températures expérimentaux sont mesurés par thermographie IR avec la caméra IR. Les différentes étapes nécessaires à de telles mesures sont détaillées et discutées. Une comparaison avec les valeurs de température obtenues par les pyromètres IR est alors proposée pour vérifier que les champs de température sont bien déterminés.

Une fois que les conditions aux limites sont adaptées aux cas expérimentaux, les résultats des simulations thermiques sont dérivés en champs de déformation volumique qui sont appliqués aux calculs mécaniques. La réponse du matériau face à un tel chargement est nécessaire pour l'interprétation des essais de fatigue. Le choix d'un modèle élastoplastique permet de décrire les différents régimes que le matériau traverse au cours du choc thermique. La loi de comportement choisie est présentée ainsi que l'identification, à l'aide d'essais uniaxiaux, des paramètres qui la constituent. Les prévisions mécaniques 3D sont

alors discutées, ces champs de déplacement et de déformation sont à comparer avec ceux obtenus par les mesures expérimentales à l'aide de la corrélation d'images numériques.

Le second chapitre détaille les techniques de Corrélation d'Images Numériques (CIN) qui serviront à la mesure des champs de déplacement pendant les phases de tir.

Une première analyse d'image est présentée qui permet d'établir une liaison entre une image "parfaite" (numérique binaire) et une image expérimentale correspondante. Cette relation est ensuite introduite dans un formalisme CIN pour l'étalonnage des distorsions induites par les optiques des caméras. Des corrections de brillance, contraste et de flou sont nécessaires lorsque l'estimation des aberrations optiques est appliquée aux images de la caméra IR. Dans le cas de l'estimation des distorsions optiques, de simples fonctions polynomiales sont utilisées pour estimer les champs de niveaux de gris. Des fonctions plus adaptées seront introduites lorsqu'il s'agira de traiter des images IR contenant de fortes variations de température, et donc de niveaux numériques, causées par le laser. Deux stratégies sont proposées, l'une qui intègre dans la base cinématique une suite de fonctions super-gaussiennes avec différentes formes. La seconde méthode exploite les modes spatiaux des champs de température simulés pour corriger les images de l'effet du faisceau.

Une formulation CIN qui consiste à décomposer les inconnues sur une base cinématique de type éléments finis est utilisée pour déterminer les champs de déplacement et de niveaux de gris. Des régularisations mécanique et thermique sont appliquées aux champs de déplacement et de corrections de niveau de gris. Les déformations obtenues dans le plan sont comparées à celles déterminées par simulations. Cette comparaison permet de valider partiellement le modèle thermomécanique nécessaire à l'interprétation des essais de fatigue thermique.

Ces mêmes simulations sont aussi exploitées pour appliquer une régularisation spatio-temporelle et réduire les fluctuations temporelles des mesures expérimentales. La stratégie consiste alors à décomposer les champs spatiotemporels numériques, de température et déplacement, en modes propres spatiaux et temporels. Seuls les modes temporels sont introduits dans un formalisme de CIN particulier qui détermine alors les seuls modes spatiaux à l'aide des images acquises durant le tir laser. Deux cas sont présentés. Le premier traite des images IR avec des variations de niveaux de gris causées par le laser. Le second considère un cas où l'effet de la convection sur les images perturbe la mesure de champ.

Enfin les premiers pas vers la mesure de champs de déplacement 3D avec une combinaison de caméras qui travaillent dans des domaines de longueur d'onde différents sont présentés. Les challenges et méthodes pour tenir compte du fait que ces deux outils ont des propriétés différentes sont détaillés. Les techniques d'étalonnage du système stéréoscopique hybride et les résultats sur de simples mouvements de translation sont d'abord présentés puis discutés. L'application de la méthode à des mesures de champs thermomécaniques à l'issue d'un choc laser est ensuite illustrée. La réponse obtenue par stéréocorrélation hybride montre un bon accord avec les résultats des prévisions par simulation.

Ces résultats couplés à ceux qui sont obtenus par les mesures 2D permettent de valider les résultats numériques. Ces derniers résultats sont alors exploités pour l'interprétation des essais de fatigue thermique qui sont traités dans le dernier chapitre.

Le troisième chapitre présente les premiers résultats expérimentaux de fatigue thermique obtenus avec le dispositif FLASH. Le suivi de l'essai au cours des cycles est présenté avec notamment des mesures par pyrométrie IR qui montrent que le chargement thermique au cours des cycles reste stable. Les images acquises sont exploitées pour détecter l'amorçage de fissure. Une stratégie simple est proposée pour effacer l'effet de la faible oxydation qui peut apparaître dans certains cas. Le nombre de cycles à amorçage est alors combiné aux déformations équivalentes déterminées à l'aide des simulations. Ces premiers résultats de fatigue thermique sont discutés et comparés avec des essais uniaxiaux isothermes et de fatigue thermique.

Un résumé de la méthodologie générale suivie dans le manuscrit est proposé sur la figure 24.

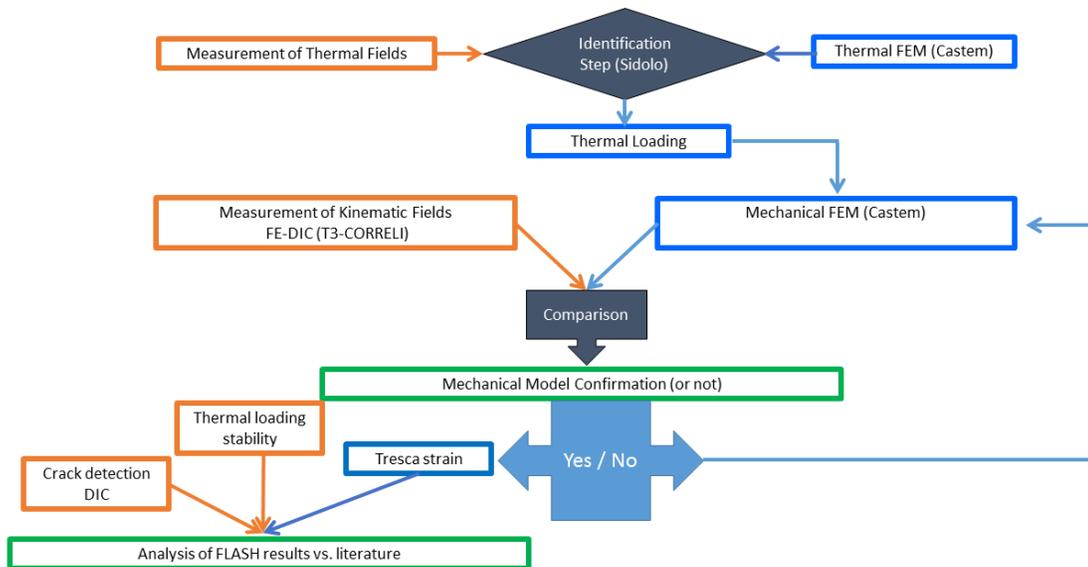


FIGURE 24: Résumé de la démarche suivie.

Chapitre 1

Simulation thermomécanique du choc laser enrichie expérimentalement

La mesure de température pendant l'expérience de fatigue thermique est nécessaire pour l'interprétation des résultats. Le banc expérimental FLASH permet d'acquérir, à l'aide de méthodes optiques adaptées, des flux radiatifs qui émanent de la surface de l'échantillon. Ceux-ci peuvent, après certaines phases d'étalonnage, être traduits en températures vraies.

Les champs de température acquis pendant la phase de tir seront présentés. Une comparaison, sur des zones de mesure équivalentes, entre les deux moyens d'acquisition IR sera alors proposée. Des écarts non négligeables existent entre ces deux systèmes optiques. Une explication de la possible cause d'un tel écart sera proposée pour interpréter ces différences.

Les champs de température seront ensuite exploités pour l'identification des conditions aux limites du problème thermique simulé par méthode aux éléments finis. La forme de la distribution spatiale de la densité de puissance du laser sera déterminée. Ces résultats sont ensuite introduits dans un problème de mécanique dans lequel la réponse du matériau face à une telle sollicitation sera prédite.

Le modèle mécanique sera lui aussi enrichi d'une part par la réponse thermique simulée et d'autre part par l'insertion de paramètres de la loi de comportement (élastoplastique avec deux écrouissages cinématiques) choisie pour décrire la cinématique du matériau. Ces paramètres seront identifiés à l'aide d'essais uniaxiaux réalisés sur des éprouvettes de la même coulée d'acier. La réponse mécanique 3D du matériau lors du choc thermique sera alors obtenue et permettra l'extraction des quantités qui seront utiles à l'interprétation des résultats de fatigue FLASH.

Sommaire

1	Estimation du chargement thermique par thermographie IR	25
1.1	Principe de la thermographie IR	25
1.2	Relation entre niveaux numériques et température	28
1.3	Les champs de température	30
1.4	Comparaison des différents moyens de mesure	32
1.5	Analyse d'erreur	42
2	Modélisation du choc thermique	46
2.1	Problème thermique	46
2.2	Identification des conditions aux limites	52
2.3	Prévisions de la réponse thermomécanique	56
2.4	Extraction des équivalents de Tresca	69
3	Conclusions et perspectives	69

1 Estimation du chargement thermique par thermographie IR

L'estimation du chargement thermique appliqué pendant les phases de tir se base sur des méthodes optiques qui sont sensibles aux rayonnements infrarouges. Le principe de la thermographie IR est brièvement introduit avant de discuter des résultats obtenus.

1.1 Principe de la thermographie IR

La thermographie infrarouge (IR) consiste à mesurer des flux radiatifs issus d'un corps à une température donnée. Ce rayonnement vient de la matière qui à l'échelle atomique subit des phénomènes d'agitation thermique. Celle-ci, en passant d'un état d'énergie à un autre, libère de l'énergie sous forme de photons ce qui peut s'écrire sous la forme suivante [Gaussorgues, 1999]

$$W = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde. A l'échelle macroscopique l'émission de photons peut être vue comme des rayonnements électromagnétiques. Ces émissions peuvent être exploitées pour l'estimation de la température de la surface émettrice en se basant sur la théorie du corps noir. Un corps noir (CN) est défini comme un corps capable d'absorber tous les rayonnements provenant de sources extérieures (quelle que soit leur longueur d'onde) et qui émet par ailleurs le maximum de rayonnement (donc sur une plage de longueur d'onde infinie) à une température donnée. En considérant une approche thermodynamique Planck a proposé une relation liant l'émission spectrale $\phi_s(\lambda, T)$ d'un corps noir (CN) et sa température T_s

$$E_\lambda = \frac{d\phi_s(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_s}\right) - 1} \quad (1.2)$$

avec k la constante de Boltzmann et T_s la température absolue du CN exprimée en Kelvin. Il est alors possible de tracer le rayonnement émis par un CN en fonction de la longueur d'onde d'observation pour différentes températures (voir figure 1.1). On peut ainsi déduire de cette approximation les longueurs d'onde du moyen de mesure qui permettent de capter de manière optimale les flux radiatifs pour une plage de température donnée. Il existe différents types de capteurs IR, SWIR (Short Wave InfraRed, 2 μm), MWIR (Medium Wave IR, 3-5 μm) et LWIR (Long Wave IR, 8-14 μm) qui sont utilisés selon que, respectivement, des températures très élevées, modérées ou faibles sont à mesurer. Pour le cas de figure présenté ici, une caméra MWIR est bien adaptée aux mesures de température allant de l'ambiante à 1000 °C (quitte à utiliser un filtre pour ne pas saturer le capteur pour les plus hautes températures). La loi de Planck dans un domaine spectral spécifique est définie comme suit

$$\phi_s^{[\lambda_a:\lambda_b]} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{d\phi_s(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda \quad (1.3)$$

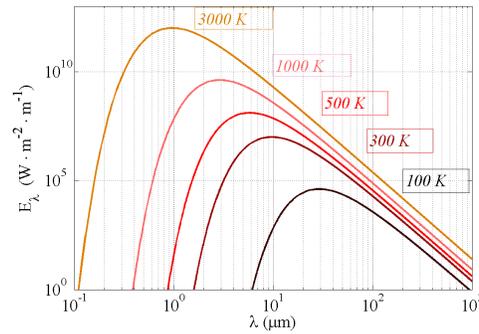


FIGURE 1.1: La loi de Planck pour différentes valeurs de température.

et une émittance « totale » est alors déterminée pour ce domaine de longueurs d'onde, qui peut être reliée à la température CN considérée. Avant cette phase d'étalonnage (ou en même temps pour certaines méthodes), il convient d'effectuer une Correction de Non-Uniformité ou NUC (pour Non Uniformity Correction en anglais) qui consiste à corriger l'écart relatif entre les réponses individuelles de chaque pixel par des facteurs correctifs (gain et offset) afin d'avoir une réponse quasi homogène de la caméra lorsqu'elle est face à un corps noir. De nombreuses techniques d'étalonnage et de NUC ont été développées récemment avec l'arrivée de nouvelles caméras IR. Certaines de ces techniques sont présentées dans la thèse de [Souhar, 2011]. Il est important de préciser que la réponse de la caméra dépendra fortement du temps d'intégration choisi, c'est-à-dire du temps pendant lequel la quantité de flux reçu par le capteur est intégrée (cumulée). Si la quantité de photons cumulée n'est pas suffisante, la mesure comportera essentiellement du bruit et, a contrario, si le cumul de photons est trop important alors le capteur sature et les mesures n'ont plus de sens. Il faut donc bien choisir le temps d'intégration en fonction de la scène observée et faire au préalable un étalonnage pour chaque temps d'intégration considéré.

Les rayonnements infrarouges peuvent être absorbés par l'environnement (atmosphère), ce qui réduit la quantité de flux perçu par les capteurs IR (figure 1.2). Si cela n'est pas considéré la température de l'objet observé risque d'être sous-estimée. Il faut donc connaître le coefficient d'absorption de l'atmosphère de travail.

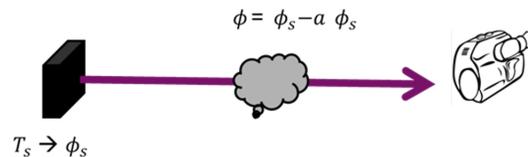


FIGURE 1.2: Corps noir émettant un flux radiatif en partie absorbé par l'environnement.

Il faut aussi noter que dans la plupart des cas, on ne se retrouve pas dans la configuration de CN, c'est-à-dire que l'objet peut avoir un pouvoir réflecteur contrairement à un

corps noir. Ceci implique de prendre en compte dans le bilan des flux la contribution des corps environnants comme suit [Gaussorgues, 1999]

$$\phi^{[\lambda_a:\lambda_b]} = (1 - a^{[\lambda_a:\lambda_b]}) \left(\xi^{[\lambda_a:\lambda_b]} \phi_s^{[\lambda_a:\lambda_b]} + (1 - \xi^{[\lambda_a:\lambda_b]}) \phi_{env}^{[\lambda_a:\lambda_b]} \right) \quad (1.4)$$

avec $\phi^{[\lambda_a:\lambda_b]}$ le flux qui est émis par la surface de l'échantillon et reçu par le capteur IR, $a^{[\lambda_a:\lambda_b]}$ l'absorptivité de l'atmosphère environnant, $\xi^{[\lambda_a:\lambda_b]}$ l'émissivité de la surface et $\phi_{env}^{[\lambda_a:\lambda_b]}$ le flux émis par des corps environnants. Dans les cas étudiés dans ce document, l'effet de l'environnement est négligeable. En effet la température des surfaces qui sont autour de l'échantillon ne dépasse généralement pas 50 °C. Ces valeurs de température ne sont pas accessibles pour la caméra dans la configuration qui est choisie pour l'étude de la fatigue thermique (pour l'acquisition de températures élevées, un filtre interne à la caméra est ajouté ce qui rend impossible l'acquisition de températures inférieures à 300 °C). L'équation (1.4) devient donc en supposant $\phi_{env}^{[\lambda_a:\lambda_b]} \approx 0$

$$\phi^{[\lambda_a:\lambda_b]} = (1 - a^{[\lambda_a:\lambda_b]}) \left(\xi^{[\lambda_a:\lambda_b]} \phi_s^{[\lambda_a:\lambda_b]} \right) \quad (1.5)$$

L'absorptivité de l'atmosphère (hélium) est supposée négligeable soit $1 - a^{[\lambda_a:\lambda_b]} \approx 1$. L'émissivité ξ peut donc être estimée en calculant le rapport entre le flux mesuré du corps quelconque (surface de l'éprouvette) et le flux CN comme suit [Gaussorgues, 1999].

$$\xi(\lambda, T) = \frac{\phi^{[\lambda_a:\lambda_b]}}{\phi_s^{[\lambda_a:\lambda_b]}} \quad (1.6)$$

Une fois cette quantité mesurée, il est alors possible de connaître le flux équivalent CN pour remonter à la température réelle de l'échantillon observé. Cette quantité peut varier avec certains paramètres comme la longueur d'onde, la température et l'état de surface. Pour les corps métalliques par exemple l'émissivité s'écrit [Gaussorgues, 1999]

$$\xi(\lambda, T) = 1 - R = \sqrt{\frac{2\omega}{\gamma \mu c^2}} \quad (1.7)$$

avec ω la pulsation de l'onde optique (s^{-1}), γ la conductibilité électrique du métal ($\Omega.m^{-1}$) et μ la perméabilité magnétique ($H.m^{-1}$).

Si la conductibilité électrique diminue suite à une élévation de la température, l'émissivité augmente [Gaussorgues, 1999]. L'émissivité dépend aussi de l'angle d'observation, généralement pour les métaux celle-ci ne varie pas si on se place dans un angle d'observation n'excédant pas 55 °. Dans ces limites d'angle d'observation le solide est défini comme lambertien c'est-à-dire que son émissivité n'évolue pas (ou très peu) avec l'angle d'observation. Ces dernières équations sont valables pour un état de surface parfait. Or d'un état de surface poli miroir à une surface rugueuse, des évolutions d'émissivité significatives peuvent apparaître [Martin et Fauchais, 1980]. Il en est de même lorsqu'une couche d'oxyde se développe en surface. L'émissivité tend alors à augmenter avec le

développement de la couche d'oxyde. Il existe une méthode utilisant deux moyens de mesure observant à des longueurs d'onde différentes qui permet de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité [Herne, 1953, Reynolds, 1964, Gaussorgues, 1999]; celle-ci est discuté en annexe B. Ces mesures sont malheureusement très sensibles au bruit de mesure car le signal reçu, pour ce cas de figure, est faible lorsque des filtres monochromatiques sont ajoutés en face des capteurs pyrométriques. Pour les essais réalisés sur FLASH, l'évolution de l'oxydation (et donc de l'émissivité au cours du temps) est faible grâce à l'ambiance hélium qui est générée dans l'enceinte (avec au préalable la réalisation d'un vide secondaire).

Dans la configuration finale de FLASH l'estimation de l'émissivité est obtenue en réalisant des paliers de température allant de 400 °C à 600 °C. D'autres méthodes expérimentales pour déterminer l'émissivité sont traitées dans l'annexe A sous la configuration pré-FLASH. Les thermocouples instrumentés en face arrière servent de référence. L'avantage de cette technique est qu'on peut explorer une plus large gamme de température, en plus de pouvoir vérifier l'évolution de l'émissivité avec la température. L'usage de CN en réflexion n'est plus possible compte tenu du manque d'espace dans l'enceinte. L'utilisation d'une peinture à très forte émissivité ($\xi \approx 1$) s'est révélé finalement infructueuse car celle-ci craquelle¹ lorsque des températures supérieures à 400°C sont appliquées à l'échantillon.

L'état de surface de l'échantillon est enfin suivi avec la mesure d'absorptivité de surface à la longueur d'onde du laser. En considérant que la réflexion du faisceau sur l'échantillon et en direction du détecteur de puissance est spéculaire, la puissance absorbée est déterminée en faisant le rapport entre la densité de puissance émise et la densité de puissance réfléchie mesurée par le détecteur de puissance comme suit

$$A_{\lambda_{laser}} = \frac{P_i - P_r}{P_i} \quad (1.8)$$

avec respectivement P_i et P_r les puissances incidente et réfléchie. Cette mesure présente l'avantage d'être faite en continu pendant un essai, ce qui donnera des indications précieuses sur l'évolution éventuelle de l'émissivité de surface au cours des cycles de fatigue.

1.2 Relation entre niveaux numériques et température

La caméra possède des fichiers d'étalonnage qui sont fournis par le fabricant (FLIR). Cet étalonnage a été réalisé en positionnant la caméra dans une enceinte climatique (pour évaluer la dépendance du fichier d'étalonnage et de la NUC à une évolution de la température de la caméra). La distance de travail de l'objectif de grossissement $\times 1$ est de 30 cm. La réponse de la caméra sur un corps noir à cavité a tout de même été vérifiée et n'a pas montré d'écart particulier avec les fichiers usines.

Plus le temps d'intégration augmente, plus le capteur sature pour des valeurs relativement faibles de température. En d'autres termes, plus on augmente les temps d'in-

1. Il faudra noter que les prescriptions du fournisseur de peinture ne sont pas suivies ce qui explique vraisemblablement la mauvaise tenue à la température.

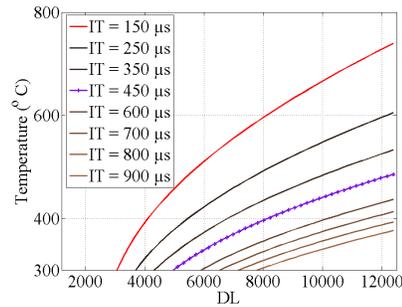


FIGURE 1.3: Fichiers d'étalonnage, qui fournissent la relation entre les DL de la caméra et la température de CN pour différents temps d'intégration (IT), proposés par FLIR.

tégration, plus les maxima de température de CN mesurables seront réduits. Il est donc nécessaire de bien choisir le temps d'intégration pour que celui-ci permette d'une part de maximiser le rapport signal/bruit, et d'autre part de mesurer toute la gamme de température désirée sans saturation.

Lorsque les mesures sont réalisées sur des échantillons en acier, qui ont une émissivité plus faible, les flux émis vers la caméra sont atténués par rapport à ceux d'un CN à la même température. Par conséquent, les températures d'échantillon mesurables avec le même temps d'intégration seront plus élevées que celles obtenues pour un CN. Ainsi, connaissant a priori le domaine de variation de température des échantillons, il convient de choisir un temps d'intégration plus élevé que celui qui aurait permis de couvrir le même domaine de température avec le CN. Par exemple, la figure 1.3 montre que si l'on souhaite acquérir des températures allant de 400 °C à 600 °C (cas des essais présentés ici), il faut prendre un temps d'intégration qui est de l'ordre de 150 μs pour un CN alors que dans les cas pratiques un IT de 450 μs sera plus adapté.

Dans la configuration expérimentale présentée ici, une fenêtre en Germanium est ajoutée devant la caméra pour la protéger de réflexions accidentelles du laser. Il faudrait en toute rigueur refaire un étalonnage avec cette nouvelle disposition en incluant le filtre en Germanium. Toutefois la considération des fichier d'étalonnage usine n'est pas complètement aberrante car l'atténuation du flux optique, par l'absorption du filtre en Germanium, sera compensée par le coefficient d'émissivité. Ce dernier paramètre est estimé pour chaque éprouvette testée. L'émissivité apparente est déterminée dans la configuration expérimentale des tirs lasers en réalisant des rampes thermiques sur l'éprouvette et en égalant la température mesurée par thermocouple.

Pour les pyromètres les étalonnages sont réalisés à l'aide d'un CN à cavité². L'étalonnage doit alors être réalisé avec une configuration équivalente à celle retenue pour l'expérience de fatigue thermique. Une formule équivalente à la loi de Planck est utilisée pour établir une relation entre la tension de sortie du capteur (linéaire en flux) et la

2. Réalisés sur le CN à cavité du laboratoire LISL du Département de Physique Chimie du CEA-Saclay.

température du CN. Celle-ci s'écrit

$$U = \frac{A}{\exp\left(\frac{B}{T}\right) - 1} \quad (1.9)$$

où A et B sont des constantes qui sont identifiées à l'aide d'une méthode des moindres carrés. En dessous d'une température critique (200 °C) le signal de sortie atteint un niveau seuil de bruit qui est propre au capteur. Il est donc nécessaire de "redresser" les signaux de sortie en considérant cette valeur d'offset. Cette dernière prise en compte permet de réduire les erreurs pour les faibles valeurs de température mesurées (figure 1.4). La dérive

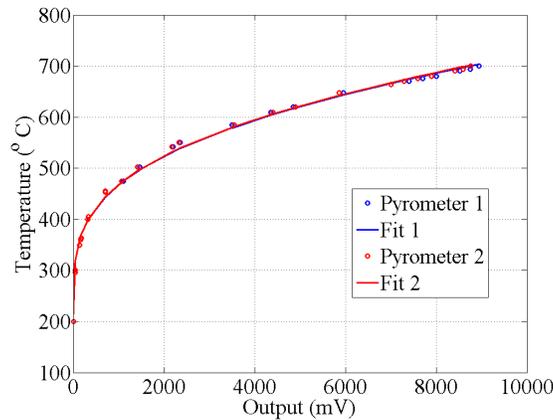


FIGURE 1.4: Étalonnage des pyromètres à large bande face à un CN à cavité.

temporelle de la réponse des pyromètres a été suivie en réalisant une acquisition pendant 24 h. Un des pyromètres est positionné en face d'un CN à 300 °C et le second acquiert le signal qui est émis par une plaque métallique à température ambiante. Ces deux acquisitions permettent de vérifier si la potentielle dérive dépend de la température mesurée. La figure 1.5 fournie l'évolution des réponses des capteurs IR. La dérive sur une durée de 24 h est très faible voire inexistante. Les écarts types obtenus pour les deux pyromètres sont de 3mV (pour le pyromètre observant une surface à 300 °C) et 2.3 mV (pour le pyromètre observant une surface à 20 °C, ce niveau correspond au niveau de bruit pour l'offset du capteur). Cette vérification permet de s'assurer qu'aucune dérive lente, causée par la seule réponse du capteur, ne prend place pendant l'acquisition des essais de fatigue.

1.3 Les champs de température

Les mesures de température "vraie" nécessitent la détermination des coefficients d'émissivité apparente. Dans le tableau 1.1 les émissivités obtenues pour la caméra IR avec l'objectif G1 (incluant alors le filtre en Germanium dans le chemin optique) et pour les pyromètres sont listées. Pour la caméra IR, l'IT considéré est de 400 μ s, l'émissivité est celle obtenue sur une zone de 5 \times 5 pixels.

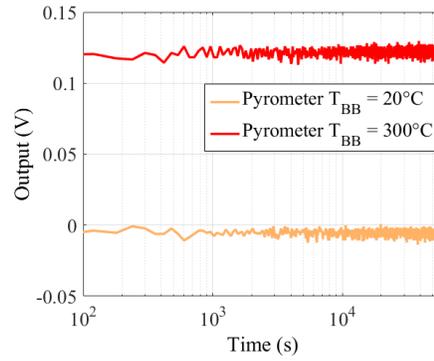


FIGURE 1.5: Mesures des niveaux de bruit d'un pyromètre face à un CN à cavité à 20°C et 300°C.

Température (°C)	ϵ_{cam}	ϵ_{pyro}
450	0.329	0.44
550	0.329	0.44
600	0.331	0.44

TABLE 1.1: Emissivités obtenues par les différentes mesures IR pour plusieurs températures (sur l'éprouvette K46T8-15).

D'après le tableau 1.1 les émissivités obtenues par les deux moyens de mesure sont différentes. Ceci s'explique par le fait que les deux méthodes optiques ont des domaines de longueurs d'onde distincts. D'après ce même tableau 1.1 l'émissivité ne semble pas ou très peu varier avec la température. L'émissivité appliquée aux images de la caméra IR est donc supposée constante avec la température.

Les champs de température à différents instants du chargement thermique et leurs profils respectifs sont représentés sur la figure 1.6. Les paramètres d'essai sont choisis pour atteindre des variations de température de 210 °C (plus de détails seront proposés dans le chapitre 3 qui traite des essais de fatigue thermique).

A l'instant $t = 0$ (figure 1.6 a-b), du 301^e cycle de fatigue, le champ de température est homogène et est égal à la température imposée à l'échantillon par le chauffage par effet Joule, i.e. 400 °C. Ceci signifie que les paramètres du laser permettent d'appliquer des chocs thermiques laissant le temps à la diffusion et convection de la chaleur d'opérer sur le matériau entre deux tirs et de retrouver la température initiale. Ceci permet aussi de s'assurer qu'un régime thermique stabilisé est atteint au bout de quelques cycles.

Les figures 1.6 c-f illustrent l'évolution du champ de température durant la sollicitation. De forts gradients thermiques sur les bords de la zone affectée sont observés et sont caractéristiques de la distribution de puissance du faisceau qui décrit un chapeau haut de forme. Ce type de gradient peut faire craindre à première vue que l'amorçage de fissures aura lieu aux bords des zones de chocs thermiques (car les plus fortes déformations seraient alors attendues dans ces mêmes zones). Cette dernière remarque sera discutée plus en détail lorsque la réponse thermomécanique sera traitée (dans la partie 2.3). Enfin, le phénomène de diffusion thermique est mis en évidence sur les figures 1.7 (a-d) après la sollicitation.

La richesse et redondance d'information que fournissent les moyens de mesure de FLASH permettent de s'assurer que les mesures de champs de température sont corrects. Dans la prochaine sous section une comparaison est faite entre les mesures acquises, au centre de la zone de choc thermique, entre le pyromètre et caméra IR.

1.4 Comparaison des différents moyens de mesure

Une comparaison, sur une zone équivalente (pour la caméra IR une moyenne sur 5×5 pixel est réalisée), des températures mesurées par les pyromètres et la caméra IR est proposée sur la figure 1.8. Les chargements thermiques obtenus par les capteurs IR semblent être discordants de 30 °C sur la valeur maximale de température. Les écarts augmentent avec la température. Dans un cas d'essai de fatigue thermique quasi équivalent mais pour lequel la caméra IR était montée avec une bague allonge et un objectif 50-mm [Charbal *et al.*, 2016d] l'écart était moins prononcé, soit de l'ordre de 10 °C (voir figure 1.9). Il avait été proposé d'expliquer ces écarts par de possibles évolutions d'émissivité avec la température pour chacun des moyens de mesure IR [Charbal *et al.*, 2016d].

Une liste un peu plus exhaustive est proposée pour essayer d'expliquer de tels écarts :

1. un étalonnage imparfait des moyens de mesure (pyromètre et/ou caméra IR),

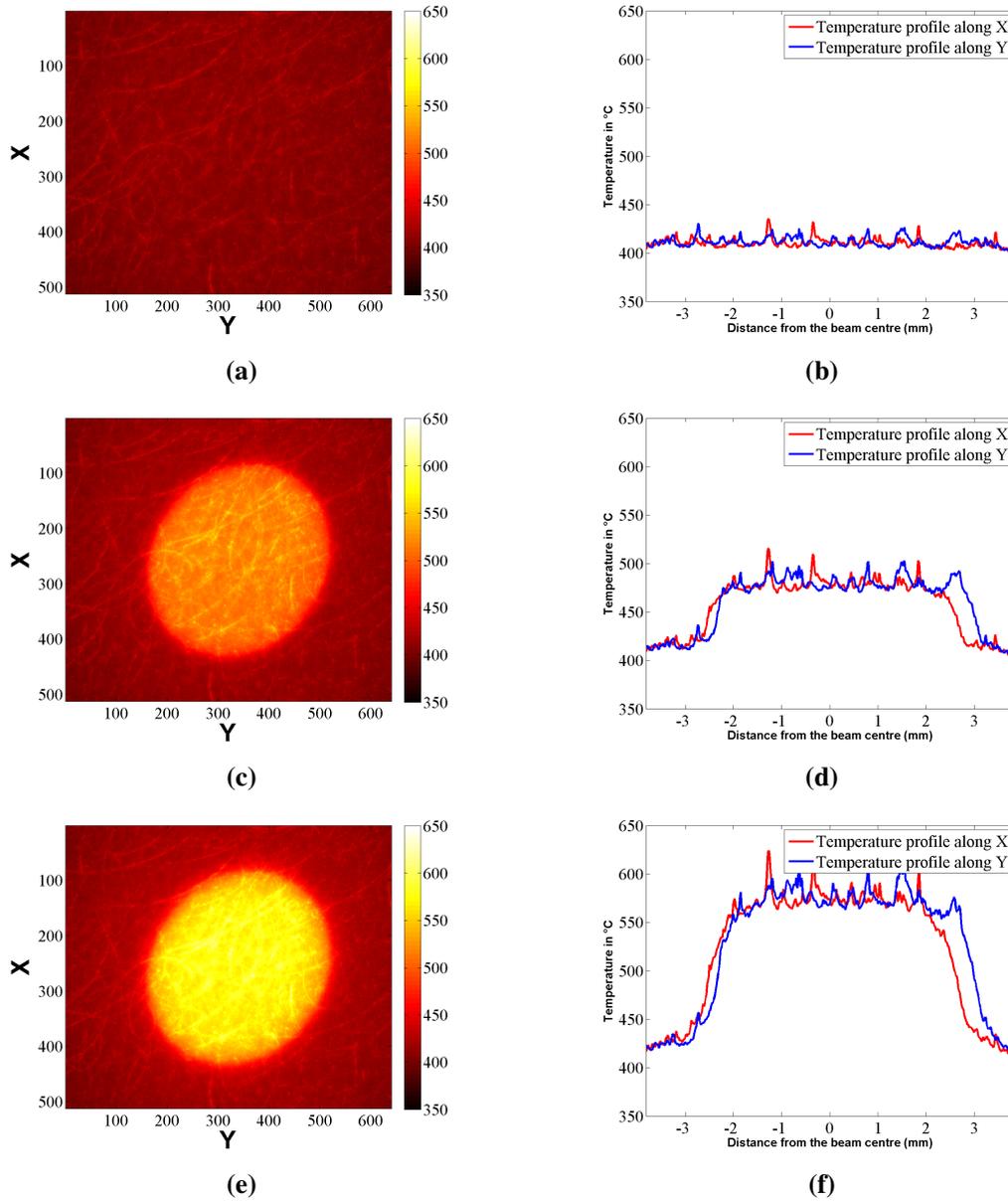


FIGURE 1.6: Évolution des champs et profils de température (pris au 301^e cycle de fatigue) (a-b) juste avant le choc ($t = 0$ s) (c-d) au premier instant ($t = 2$ ms) où le laser impacte la surface (e-f) au maximum du tir ($t = 50$ ms).

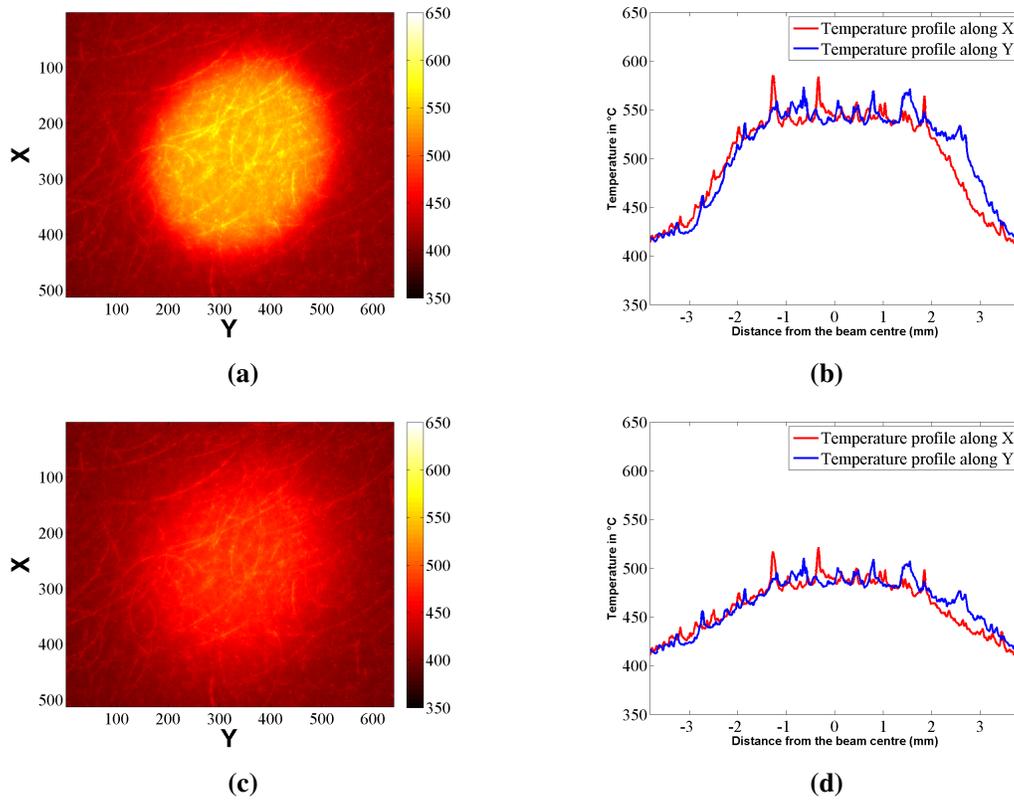


FIGURE 1.7: Évolution des champs et profils de température (pris au 301^e cycle de fatigue) (a-b) quelques millisecondes après le tir ($t = 60$ ms) et (c-d) dans la phase du refroidissement du cycle thermique.

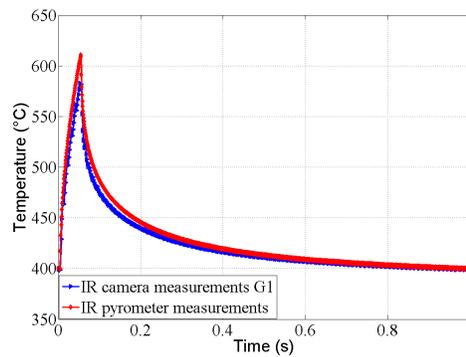


FIGURE 1.8: Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec le G1.

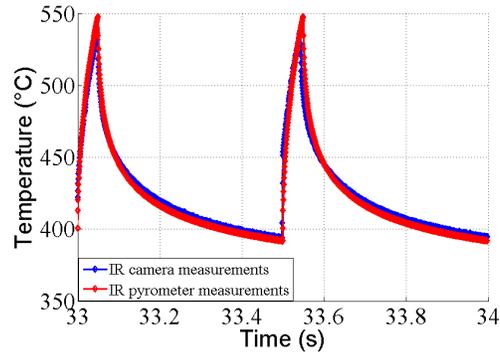
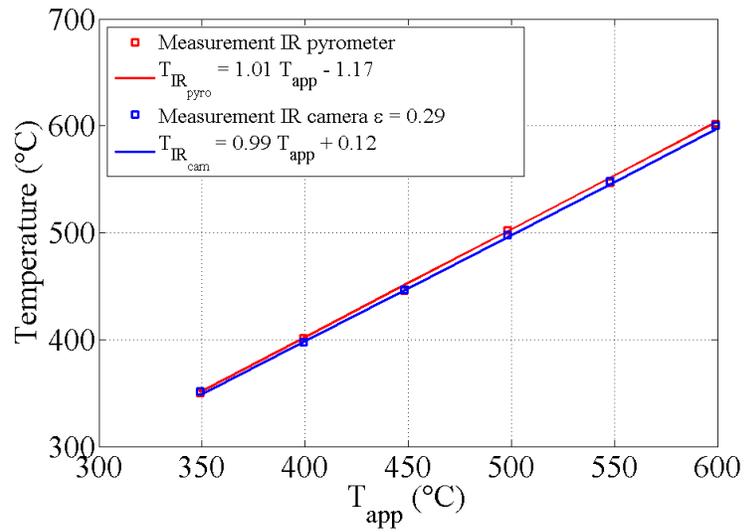


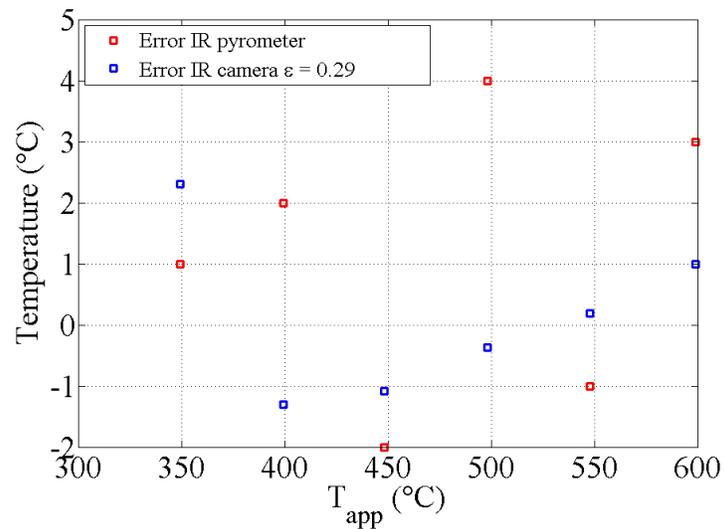
FIGURE 1.9: Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec objectif 50-mm et bague allonge [Charbal *et al.*, 2016d].

2. une mauvaise estimation de l'émissivité (potentiellement en fonction de la température) à la longueur d'onde d'un des deux moyens de mesure (voire des deux),
3. le fait que la caméra IR souffre d'un problème de "rafraichissement", c'est-à-dire qu'elle ne parvienne pas à rendre compte d'une variation brutale du champ de température (les pixels conservant en quelque sorte une mémoire de la valeur enregistrée précédemment). Ceci pourrait expliquer notamment le chevauchement des deux courbes lors du refroidissement (figure 1.9),
4. une diminution du coefficient de transmission du filtre en Germanium, alors utilisée pour protéger la caméra IR d'éventuelles réflexions du faisceau laser au cours de la phase d'essai. Le coefficient de transmission du Germanium chute fortement au delà de 45 °C à une longueur d'onde de 10.6 μm . Il est possible de s'imaginer que la même tendance est observée à 4 μm . Bien que le filtre soit éloigné de l'échantillon la convection du gaz d'Hélium (en circulation dans l'enceinte) peut engendrer un effet "sèche cheveux" et chauffer les parois de la machine.

Les moyens de mesure IR ont été étalonnés soit au laboratoire ou bien par le fabricant à l'aide d'un CN à cavité. Même lorsque les fichiers usines sont exploités une vérification sur un certain nombre d'IT a été réalisée, face à un CN à cavité, avant la mise en place de la caméra IR. De plus des phases d'étalonnage permettant d'estimer les émissivités des deux détecteurs IR sont réalisées avant les tirs laser. La température imposée à l'éprouvette, contrôlée par le thermocouple, permet d'ajuster les émissivités respectives. Une première estimation des émissivités est réalisée à 400 °C. Une succession de rampes thermiques, par pas de 50 °C, est appliquée à l'éprouvette. L'évolution des températures mesurées en fonction de celles appliquées (contrôlées par thermocouple) est illustrée sur la figure 1.10. Les valeurs mesurées par les moyens de mesure IR sont correctes et ne semblent pas affectées au cours des paliers. Cette première phase permet de vérifier que les coefficients d'émissivité n'évoluent pas avec la température bien que le matériau caractérisé soit un acier. En théorie ces matériaux subissent une évolution d'émissivité avec la température [Martin et Fauchais, 1980] pour les raisons physiques discutées précédem-



(a)



(b)

FIGURE 1.10: Évolution de (a) la température et (b) l'erreur (différence entre la température appliquée et mesurée) obtenues par les deux moyens de mesures IR en fonction de la température appliquée (contrôlée par thermocouple).

ment (voir équation (1.7)). Il faut toutefois se souvenir que la surface a une certaine rugosité et que celle-ci a été pré-oxydée pendant plus de 24h à 450 °C. L'évolution de l'émissivité avec la température est donc atténuée voire inexistante [Martin et Fauchais, 1980]. La vérification à l'aide de rampes montre que les deux premiers points, problèmes d'étalonnage et d'estimation d'émissivité, ne semblent pas être les causes des écarts constatés lors des tirs laser sur les figures 1.8 et 1.9.

Pour le troisième point, il faut noter que le temps d'intégration de la caméra IR retenu dans ces essais est de 400 μ s contre 60 μ s pour les pyromètres (soit 7 fois plus). Ce temps d'intégration reste suffisamment faible pour parvenir à décrire l'évolution temporelle de la température au cours de la sollicitation. La fréquence d'acquisition de la caméra (100 Hz) permet d'acquérir 5 points pendant la phase ascendante du tir, ce qui est peu pour bien décrire l'évolution temporelle et notamment capter les valeurs maximales. Toutefois l'acquisition stroboscopique comble cette lacune. En effet dans le cas présenté ici, un cycle est reconstruit à partir d'images prises au cours de six sollicitations avec un décalage sur les phases acquises et assure l'obtention d'une séquence contenant l'état où le chargement thermique est maximal. Le programme développé dans LabView [Vincent, 2013] permet d'enclencher l'enregistrement des cycles en fonction du signal du laser.

Les arguments avancés pour les trois premiers points sont soutenus par les résultats obtenus pour un essai réalisé sur un acier 304L³. La température de plaque imposée initialement est de 50 °C et des variations de température de 180 °C sont appliquées. La température minimale n'est pas accessible par les pyromètres qui sont insensibles à des températures de CN inférieures à 200 °C (voir figure 1.4) mais les valeurs maximales sont accessibles. Pour déterminer l'émissivité à la longueur d'onde des pyromètres des élévations de température allant jusqu'à 300 °C sont réalisées. La plage de température explorée pendant cette phase d'essai particulière (sur 304L) nécessite de réaliser des mesures avec des temps d'intégration multiples pour la caméra IR (contrairement aux acquisitions pour les expériences réalisées sur le 316L(N) pour lesquelles un seul temps d'intégration suffit). Deux acquisitions successives, en considérant deux temps d'intégration complémentaires, permettent d'obtenir l'ensemble du chargement thermique que subit la surface de l'échantillon. La reconstruction d'un seul film sans pixel saturé est obtenue en traitant les enregistrements réalisés aux deux temps d'intégration. Un filtre passe bande, basé sur les valeurs à saturation indiquées sur les fichiers d'étalonnage de chacun des temps d'intégration (voir figure 1.3), permet d'extraire les pixels saturés de chaque séquence. Les pixels qui se recouvrent sur les deux films sont moyennés après avoir transformé les niveaux numériques en température (en considérant alors les fichiers et émissivités respectives). L'extraction de l'évolution, au centre de la zone impactée par le laser, du chargement thermique est rendue possible. La comparaison des deux moyens de mesure est illustrée sur la figure 1.11. La différence, entre la température mesurée par la caméra et pyromètre IR, est de l'ordre de 5 °C. Cet écart est raisonnable au vu de la sensibilité de tels moyens de mesure. Cette dernière illustration permet de conforter les conclusions sur les trois premiers points proposés pour expliquer les écarts en température observés sur la

3. Acier qui est utilisé dans les tuyauteries des réacteurs à eau pressurisée (REP).

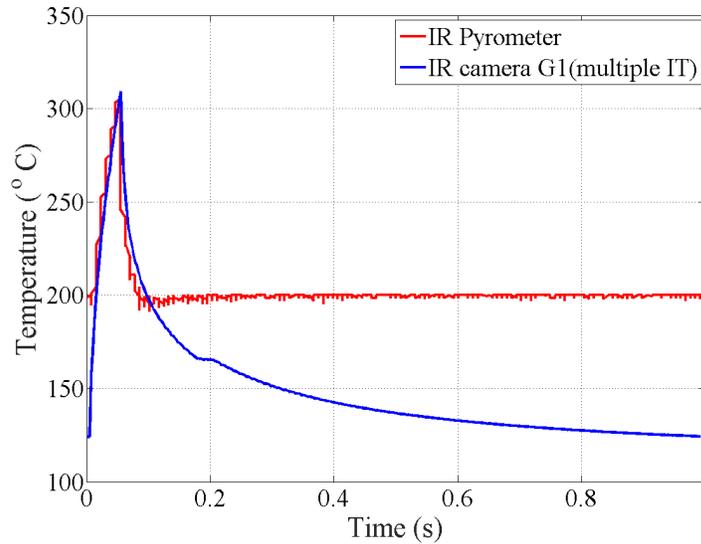


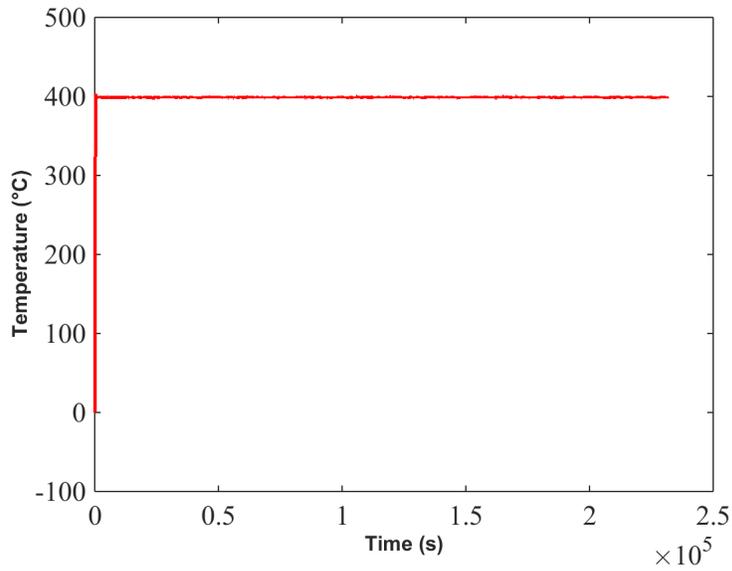
FIGURE 1.11: Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR sur un essai de fatigue réalisé sur un acier 304L.

figure 1.8.

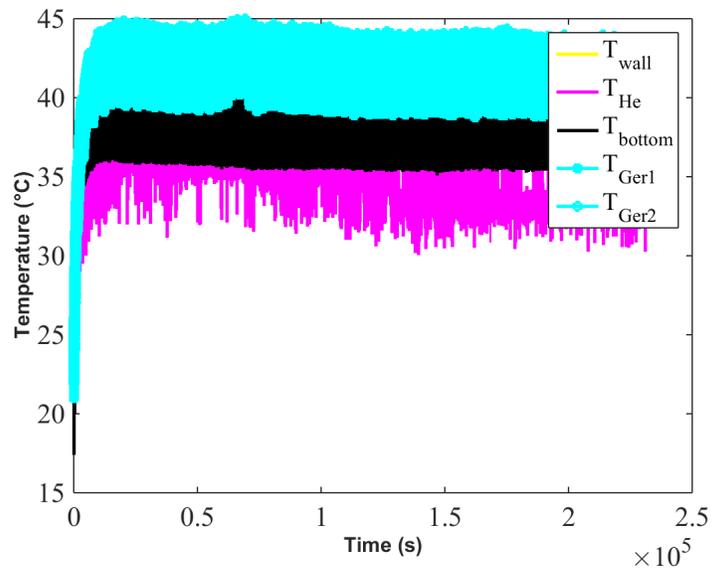
Le dernier aspect à étudier est la dérive de la température du filtre, et potentiellement de son pouvoir de transmission, au cours des essais de fatigue. Une acquisition longue sur 60 h à une température de plaque de 400 °C (équivalente à celle imposée dans les phases d'essai de fatigue thermique) est réalisée avec l'ensemble des moyens de mesure instrumentés sur l'éprouvette et les parois de FLASH. Les réponses obtenues par les thermocouples instrumentés sur l'échantillon et sur les parois (incluant le thermocouple en contact avec le filtre en Germanium) sont présentées sur la figure 1.12. Les valeurs des thermocouples en contact avec le filtre et les parois restent stables après une courte transition pour atteindre 43 °C. Il reste à savoir si une quelconque évolution est remarquée sur les moyens de mesure IR. Les températures mesurées par les mesureurs IR et la confrontation aux températures du filtre sont illustrées sur la figure 1.13. Les températures mesurées par les moyens de mesure IR sont aussi stables au cours du temps. Le même constat est établi lorsque des paliers sont réalisés pour vérifier les valeurs des émissivités obtenues par les deux capteurs IR. Les thermocouples en contact avec le filtre et avec la paroi suivent une évolution identique à celle des rampes. Le refroidissement de la paroi et du filtre en Germanium est bien plus lent (figure 1.14).

On notera que malgré ces constats aucun effet sur le flux mesuré par la caméra IR n'est remarqué. Ceci a déjà été démontré à l'aide de la figure 1.10 où aucune évolution d'émissivité n'était constatée. L'écart en température observé sur la figure 1.8 viendrait donc d'une autre source d'erreur. Ce qui n'apparaissait pas être un problème d'étalonnage (point 1 de la liste) l'est certainement mais d'une manière plus subtile.

Une source d'erreur qui n'a pas été mentionnée jusqu'à présent est l'effet de la taille

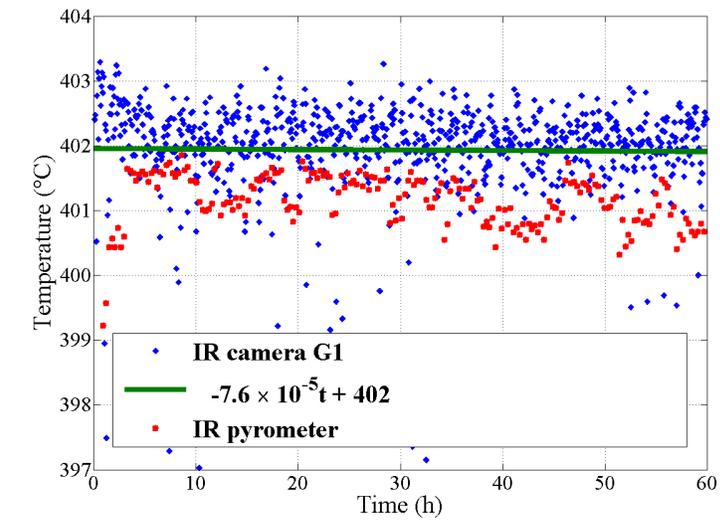


(a)

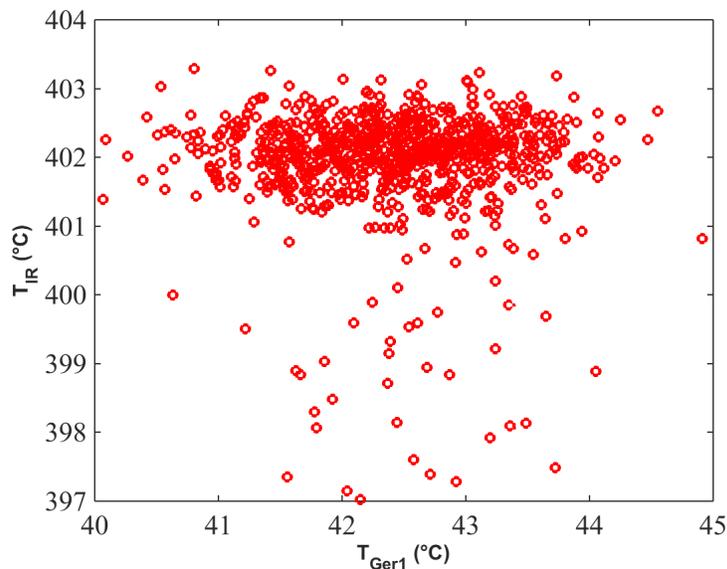


(b)

FIGURE 1.12: Mesures à partir des thermocouples instrumentés (a) sur l'échantillon et (b) sur les parois.



(a)



(b)

FIGURE 1.13: Évolution de la température (a) mesuré par la caméra et le pyromètre en fonction du temps et (b) en fonction de la température du filtre en Germanium.

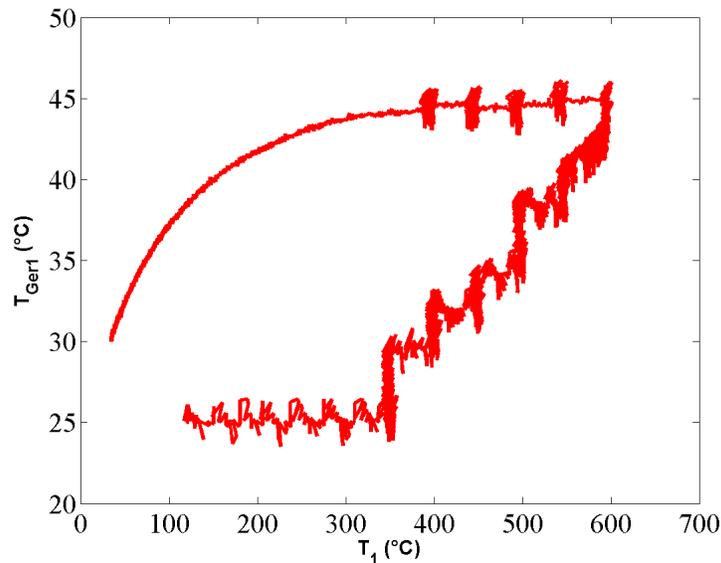


FIGURE 1.14: Corrélation entre l'évolution de la température de l'éprouvette et du filtre en Germanium pendant les phases de rampe.

de source connue sous "size-of-source effect" [Ohtsuka et Bedford, 1989]. Cet effet est le résultat d'une augmentation de la réponse des capteurs IR face à la luminance d'une source, alors utilisée pour l'étalonnage (ici la plaque d'acier chauffée pour l'estimation de l'émissivité), de dimensions plus grandes que celles générées au cours de la phase expérimentale (effet du faisceau laser). La diffusion des dioptrés qui constituent le montage optique de la caméra IR, la diffraction des diverses ouvertures ou encore les réflexions (entre dioptrés et parois internes) en sont les principales causes [Ohtsuka et Bedford, 1989]. La présence d'impureté et/ou d'imperfection sur les lentilles qui composent le système optique de la caméra joue un rôle non négligeable [Ohtsuka et Bedford, 1989]. Une étude quantitative a été proposée par [Whittam *et al.*, 2014] qui montre que lorsqu'une caméra est positionnée en face d'un CN à cavité d'orifice de 30-mm puis de 5-mm l'écart en mesure de température absolue est de 20 °C, ce qui semble être assez proche des écarts observés dans le cas présenté ici. Les pyromètres ne devraient pas être affectés par cette aberration compte tenu du fait que la zone d'observation est intégralement incluse dans la zone affectée par la présence du faisceau laser. Les pyromètres acquièrent sur une surface de diamètre de 2.5 mm alors que la tache thermique a un diamètre de 5 mm.

Malheureusement aucune caractérisation de cet effet n'a été réalisée. Une façon de vérifier que l'écart, pyromètre-caméra, est bien le résultat de ce dernier phénomène serait de poser une plaque avec un orifice (d'un diamètre permettant de ne laisser passer que le cône optique résultant d'une zone faisant la taille du faisceau laser, que parcourent les rayonnements jusqu'à l'ouverture de l'objectif de la caméra IR). Pour être rigoureux et éviter de générer des réflexions parasites il faudrait que la partie positionnée en face de

l'éprouvette ait une forte émissivité. La seconde face doit avoir au contraire une émissivité faible pour limiter sa contribution dans le bilan énergétique reçu par la caméra. Cette même plaque pourrait aussi chauffer (par rayonnement et convection) et donc participer au bilan radiatif. D'où la nécessité d'avoir la surface, qui est face à la caméra, avec une faible émissivité. L'émission de cette plaque serait alors négligeable. Une manière de vérifier que la plaque ne jouerait aucun rôle (ou du moins quantifier son effet) serait de décaler la plaque, coupant ainsi les flux provenant de l'échantillon, et d'appliquer des paliers à l'éprouvette. Il serait alors possible de voir pour deux températures appliquées à l'éprouvette l'effet de la plaque sur le bilan radiatif de la caméra IR. Le diaphragme pourrait aussi être instrumenté avec un thermocouple qui permettrait de suivre l'évolution de sa température au cours des paliers réalisés pour l'étalonnage. Un schéma est proposé sur la figure 1.15 qui décrit la méthode expérimentale qui pourrait permettre de caractériser l'effet de la taille de source sur le dispositif expérimental FLASH.

Il faudrait aussi vérifier qu'aucune source de réflexion(s) parasite(s) soit présente qui pourrait générer l'effet Narcisse [Poncelet, 2007, Poncelet *et al.*, 2011].

Une méthode alternative consiste à corriger l'écart en température en fonction des mesures obtenues par pyrométrie IR. Si une simple correction globale est réalisée pour acquérir la valeur maximale le résultat est présenté sur la figure 1.16. Le minimum est logiquement affecté ce qui peut poser problème si l'historique complet du chargement thermique est nécessaire. Une autre façon de procéder est d'optimiser "l'émissivité" sur chaque image (soit en fonction de la température). Un exemple de résultat est proposé sur la figure 1.17 sur laquelle une simple correction par morceaux est appliquée. Une émissivité correspondante à celle mesurée pendant la phase d'étalonnage est appliquée aux températures inférieures à 450 °C (soit 0.29) puis entre 450 et 500 °C une valeur de 0.27 est utilisée. Enfin au delà de 500 °C une émissivité de 0.26 est appliquée.

Ce genre de méthode repose sur la confiance accordée aux mesures obtenues par les pyromètres IR. Même si un critère de confiance important est donné à ces acquisitions ponctuelles la correction ne peut a priori s'appliquer qu'aux pixels correspondant à la zone observée par les deux méthodes optiques IR. Ceci rend donc le traitement de l'image IR complète très difficile. Toutefois, pour les phases de tir la correction peut être réalisée sur l'ensemble de la zone de choc thermique. La distribution spatiale de la densité de puissance, qui est proche d'un chapeau haut de forme, permet de faire une telle approximation. Lors de la phase de refroidissement ces corrections ne sont plus viables. Dans la suite quand il s'agira d'identifier les conditions aux limites, avec la configuration qui exploite la caméra avec l'objectif G1, seule l'image acquise au maximum du tir sera exploitée.

1.5 Analyse d'erreur

L'estimation des émissivités, pour chacun des moyens de mesure IR, est obtenue en recalant la température mesurée par le capteur IR sur la valeur indiquée par le thermocouple qui est instrumenté en face arrière de l'éprouvette. Une analyse d'erreur est proposée en se basant sur la possibilité qu'un écart sur l'estimation de l'information de référence soit

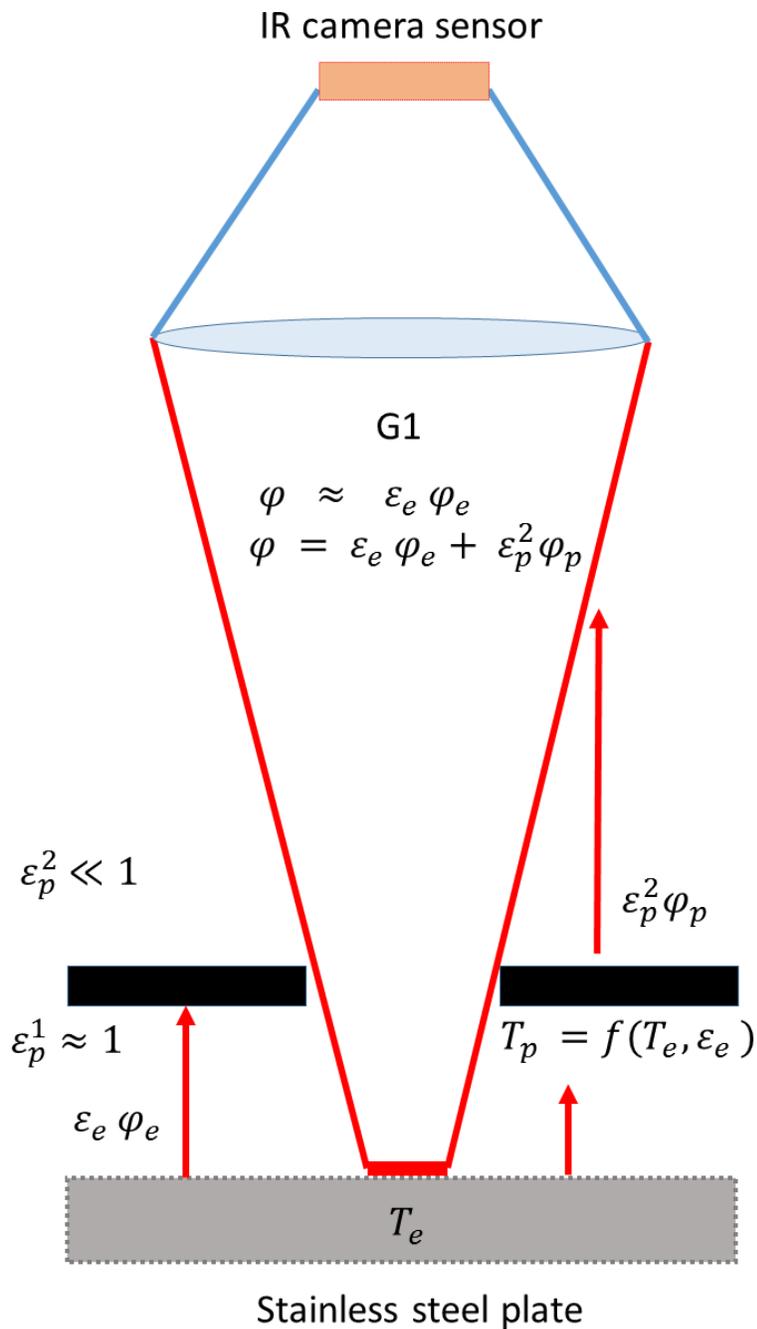


FIGURE 1.15: Schéma illustrant comment l'effet de la taille de source peut être mis en évidence dans le cas où la caméra avec le G1 est utilisée sur FLASH.

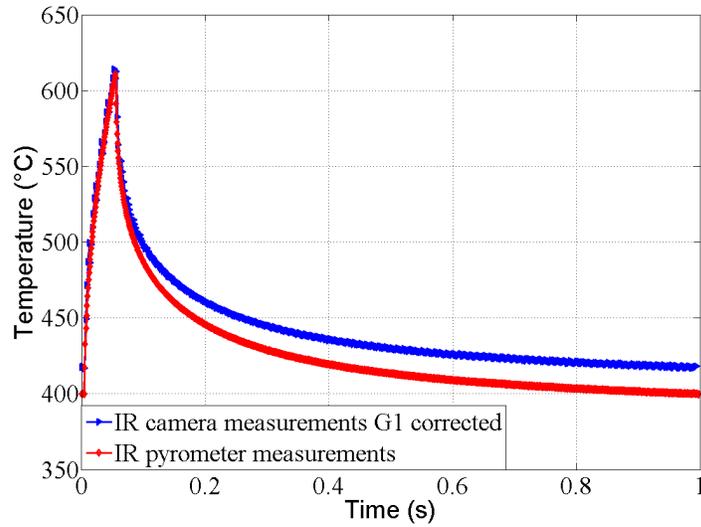


FIGURE 1.16: Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec une simple correction d'émissivité globale.

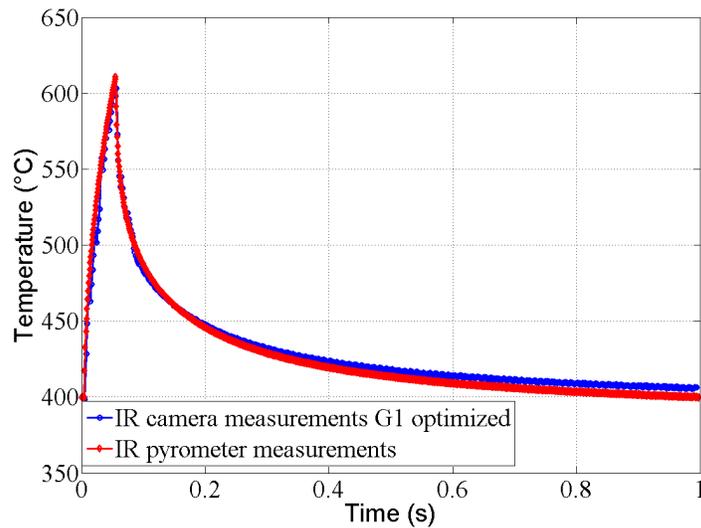


FIGURE 1.17: Comparaison entre les mesures de température obtenues par pyrométrie large bande et la caméra IR avec une correction d'émissivité optimisée.

introduit.

Il existe une relation, dérivée de la loi de Planck, pour un détecteur monochromatique qui relie les écarts d'émissivité à ceux induits sur la température et les paramètres physiques associés [Coates, 1981]

$$\Delta T = \lambda \frac{\Delta \xi}{\xi c_2} T^2 \quad (1.10)$$

avec T la température absolue exprimée en Kelvin, ξ l'émissivité estimée à la longueur d'onde λ et c_2 une constante qui vaut $1.4388 \cdot 10^{-2} m \cdot K$.

La détermination de l'émissivité des différents moyens de mesure se base sur la température appliquée à travers les thermocouples qui sont instrumentés sur l'éprouvette. Ils sont implantés à une profondeur de 3.5 mm soit la moitié de l'épaisseur. L'écart de la température qui serait générée, entre la surface observée et le coeur de la plaque, par un effet de convection naturelle à 400 °C serait de l'ordre de 5 °C⁴. En appliquant alors l'équation (1.10), les erreurs sur les émissivités seraient donc de 0.036 et 0.011 pour, respectivement, les pyromètres et la caméra IR qui sont alors estimées à 0.50 et 0.29 à 400 °C. Cette erreur engendrerait, en supposant que l'émissivité n'évolue pas avec la température, une erreur en température de 8.4 et 8.8 °C à 600 °C pour, respectivement, les pyromètres et la caméra IR.

Une autre manière de procéder pour estimer les écarts potentiels en température que peut générer une mauvaise estimation de l'émissivité consiste à introduire une erreur dans la valeur d'émissivité sur les champs expérimentaux. L'évolution de l'écart sur la température absolue mesurée par la caméra IR en fonction de celle imposée à l'échantillon (mesures par thermocouple), lorsqu'un écart de 0.01 sur l'émissivité est appliqué aux images IR expérimentales, est proposée sur la figure 1.18. Ces résultats sont superposés à ceux obtenus par les deux moyens mesure IR (pyromètre et caméra a IR) lorsque leurs émissivités respectives sont bien déterminées. L'erreur évolue linéairement avec la température appliquée. Il en résulte qu'une erreur qui peut paraître petite au départ peut avoir une répercussion plus importante aux plus hautes températures. On remarquera alors que l'écart prédit par la relation théorique de l'équation (1.10) est supérieur à celui qui est obtenu expérimentalement (5 °C vs. 3°C). Toutefois la différence reste relativement faible au vu de l'approximation monochromatique de la formule théorique et des biais que peuvent contenir les résultats expérimentaux (état de surface, thermocouple, bruit de mesure etc.).

Pour l'interprétation des essais de fatigue thermique (par la méthode suivie dans ce manuscrit) seules les variations de température sont nécessaires. Ceci implique que même si l'émissivité est mal appréciée, l'erreur sur la variation de température serait de l'ordre de 4 °C en considérant l'exemple proposé sur la figure 1.18. En effet une erreur sur l'émissivité influencerait sur les valeurs maximale et minimale⁵.

4. Il suffira de calculer le gradient d'un problème thermique en régime permanent sur lequel la température initiale de plaque serait appliquée au niveau du thermocouple et les termes de pertes sur la surface libre

5. En considérant que celle-ci ne varie pas avec la température

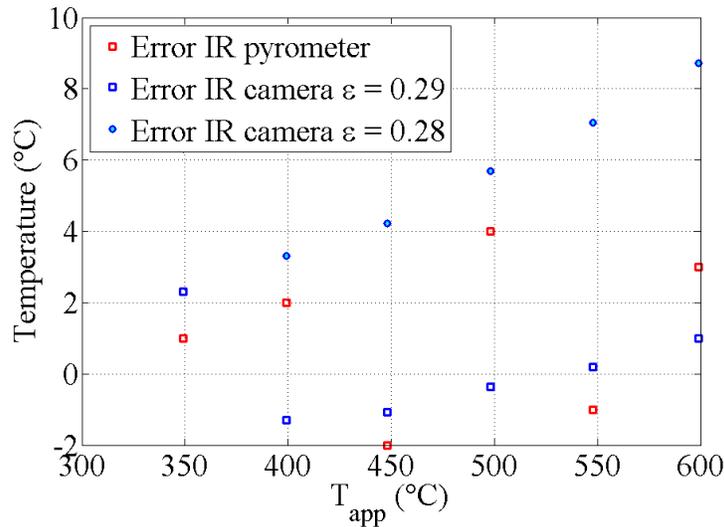


FIGURE 1.18: Évolution de l'erreur sur la température lorsqu'une erreur de 0.01 sur l'émissivité est imposée aux images IR en fonction de la température.

2 Modélisation du choc thermique

La modélisation numérique est nécessaire pour interpréter les résultats de fatigue thermique et apporter des comparaisons avec des essais plus standardisés. La modélisation d'une telle expérience nécessite alors l'estimation de la distribution de température au cours du choc thermique. Ce chargement généré par le choc thermique sera exploité pour la simulation mécanique qui sera discutée dans la partie 2.3 de ce même chapitre. Les conditions aux limites seront identifiées à l'aide d'une méthode inverse.

2.1 Problème thermique

Le modèle numérique doit être capable de simuler une plaque d'acier qui subit des chocs thermiques cycliques. Cette description est nécessaire car elle constitue l'étape clé pour la simulation mécanique (qui sera décrite ultérieurement) indispensable à l'interprétation des essais de fatigue thermique. Le problème thermique, qui se base sur les principes d'équilibre de la thermodynamique, s'écrit de façon générale [Carslaw et Jaeger, 1959, Ozisik, 1980]

$$\rho c_p \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} q(\mathbf{x}, t) + r(\mathbf{x}) \quad (1.11)$$

L'équation de la chaleur traduit le fait qu'une variation de la température, dans le temps (terme de gauche), est liée à la variation spatiale du flux de chaleur (premier terme de droite) et à un terme de source volumique [Carslaw et Jaeger, 1959]. Cette évolution dépend des propriétés du matériau, chaleur c_p spécifique en $J.kg^{-1}.k^{-1}$, et sa masse volumique ρ qui s'exprime en $kg.m^{-3}$. La loi de Fourier stipule que la densité du flux de

chaleur est proportionnelle au gradient de température

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}) = -k\nabla T(\mathbf{x}) \quad (1.12)$$

où k est le coefficient de conduction de la chaleur exprimé en $W.m^{-1}.K^{-1}$. L'équation (1.11) s'écrit pour un matériau isotrope

$$\rho c_p \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{x}, t) = -k \frac{\partial^2}{\partial^2 \mathbf{x}} T(\mathbf{x}, t) + r(\mathbf{x}) \quad (1.13)$$

Les propriétés du matériau sont dépendantes de la température. Il faudra alors lire $\rho = \rho(T)$, $c_p = c_p(T)$ et $k = k(T)$.

A l'instant $t = 0$ la température est celle de la plaque d'acier qui est de $400^\circ C$

$$T(\mathbf{x}, t = 0) = T_{ini}(\mathbf{x}) \quad (1.14)$$

En toute rigueur, il faudrait identifier le terme source pour générer la température de la plaque telle qu'elle est appliquée expérimentalement chauffée par effet Joule et contrôlée l'aide d'un thermocouple. Ici une température de plaque globale est appliquée par souci de simplicité. Ce dernier aspect ne devrait pas affecter les résultats car le gradient longitudinal, que pourrait générer une telle condition aux limites, est faible sur la région d'intérêt.

Les conditions aux limites sont alors l'effet du laser et les pertes thermiques qui sont générées par la convection se traduisent par

$$-k \frac{\partial}{\partial x} T(\mathbf{x}, t)|_{x=-L, L} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) \quad (1.15)$$

$$-k \frac{\partial}{\partial y} T(\mathbf{x}, t)|_{y=-l, l} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) \quad (1.16)$$

$$-k \frac{\partial}{\partial z} T(\mathbf{x}, t)|_{z=-e} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) \quad (1.17)$$

$$-k \frac{\partial}{\partial z} T(\mathbf{x}, t)|_{z=0} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) - A_{\lambda_{laser}} \phi_{laser}(\mathbf{x}, t) \quad (1.18)$$

L est la longueur, l la largeur et e la profondeur de l'éprouvette. Le terme de pertes par convection qui est considéré comme

$$\phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) = h(T_e - T)(\mathbf{x}, t) \quad (1.19)$$

pour chaque surface libre, T_e est la température de l'environnement autour de la surface. Le coefficient de convection h est fixé à $50 W.m^{-2}.K^{-1}$. Les conditions aux limites sont illustrées sur la figure 1.19.

Il existe plusieurs approches pour résoudre un tel problème. La plus classique (jusqu'à l'apparition d'ordinateurs assez puissants et la méthode aux éléments finis) [Carslaw et

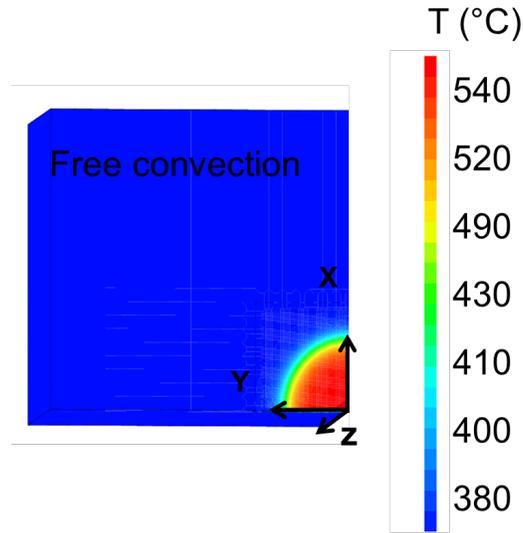


FIGURE 1.19: Conditions aux limites imposées lors des simulations numériques.

Jaeger, 1959, Ozisik, 1980] est de déterminer les solutions analytiques du problème parabolique. Un problème assez proche de celui présenté ici est résolu par [Souhar, 2011]. Il existe beaucoup d'applications qui ont recours aux solutions analytiques combinées à des mesures de champs IR pour caractériser les propriétés thermophysiques, par exemple [Vavilov *et al.*, 1993, Duquesne, 2015, Maierhofer *et al.*, 2014, Vavilov et Burleigh, 2015].

Ici la résolution du problème est obtenue à l'aide de la méthode aux éléments finis avec le logiciel Cast3M. Le résultat du calcul thermique sera ensuite exploité pour la partie mécanique qui sera simulée sur ce même logiciel. Pour ce genre de simulation il faut définir la géométrie, le pas de discrétisation, les phénomènes physiques qui sont impliqués (e.g. convection, terme sources etc.), les conditions aux limites et les propriétés du matériau.

2.1.1 Propriétés thermophysiques du matériau

Les propriétés thermo-physiques, qui seront insérées dans la modélisation thermique, sont résumées sur la figure 1.20. La masse volumique est issue du code de conception RCC-MRx [RCC-MRx, 2012] et les coefficients de conductivité thermique et capacité calorifique sont identifiés sur la même coulée d'acier K46 avec des expériences dédiées [Urvoy, 2016].

2.1.2 Géométries et maillages

Les simulations sont réalisées sur une géométrie qui correspond à l'éprouvette utilisée sur FLASH. Celle-ci est une bande métallique de volume $70 \times 40 \times 7 \text{ mm}^3$. La discrétisation spatiale de la géométrie s'obtient à l'aide d'un code [Amiable, 2006] qui optimise le

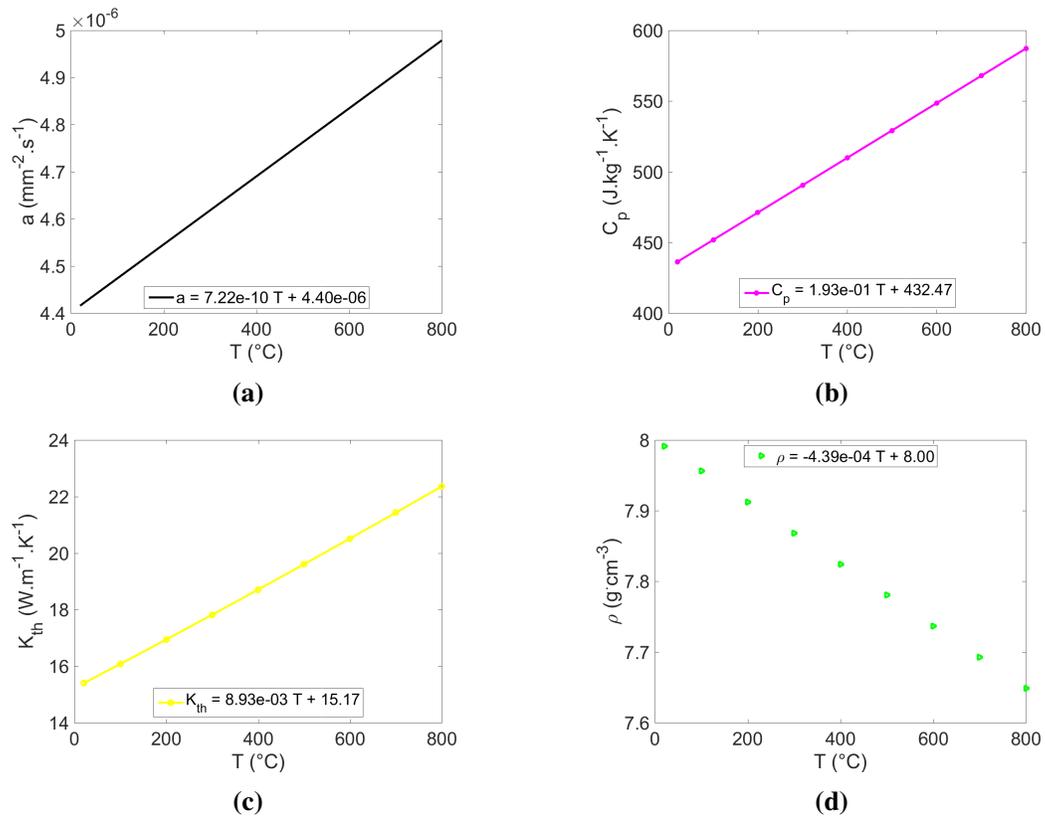


FIGURE 1.20: Évolution en fonction de la température des propriétés thermophysiques de l'acier 316L(N) : (a) diffusivité, (b) chaleur spécifique, (c) conductivité thermique et (d) masse volumique [RCC-MRx, 2012, Urvoy, 2016].

nombre d'éléments sur l'ensemble du domaine simulé. Dans la zone où le choc thermique a lieu un raffinement est généré alors qu'au loin de cette même région les éléments sont plus grossiers (voir figure 1.21). En considérant la symétrie du problème seul un quart de l'éprouvette est simulé et permet ainsi des gain de temps et d'espace de stockage de données non négligeables.

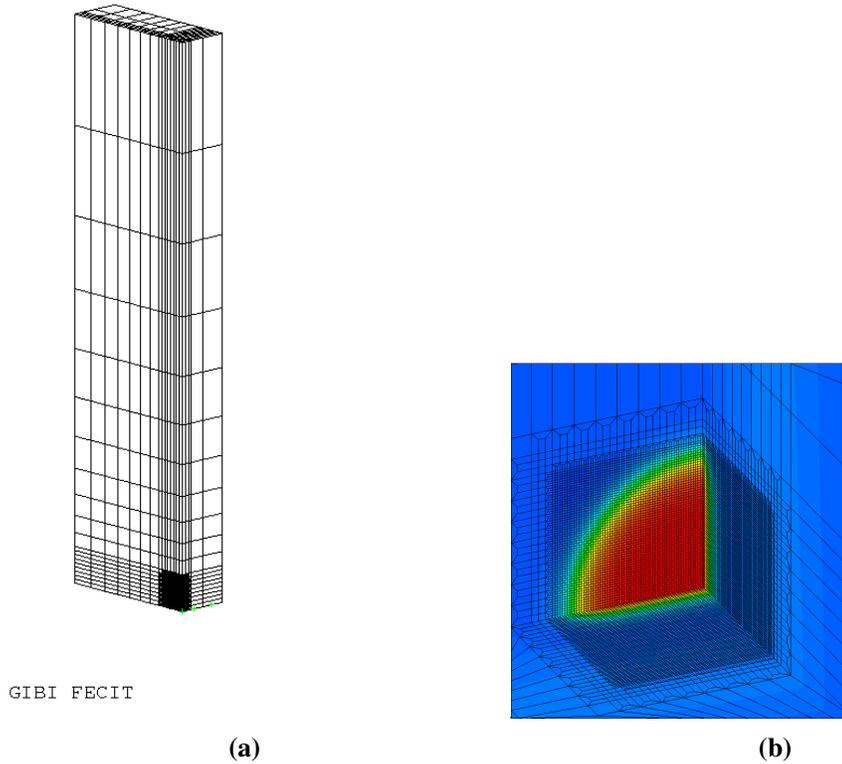


FIGURE 1.21: Hypothèse de symétrie (a) ne considérant qu'un quart de l'éprouvette et (b) zoom sur la zone d'impact illustrant le maillage raffiné.

Les conditions aux limites sur les parties affectées par la symétrie du problème se traduisent alors par

$$-k \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) \quad (1.20)$$

$$-k \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad (1.21)$$

$$-k \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial y} \Big|_{y=l} = \phi_{pertes}(\mathbf{x}, t) \quad (1.22)$$

$$-k \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (1.23)$$

Une vérification de la convergence du maillage a été réalisée sur deux aspects. Le premier est l'estimation du chargement thermique sur la zone de tir laser, il faut alors s'assurer que celui-ci converge bien vers une valeur stable au delà d'un certain niveau de raffinement. Le second point est la réponse mécanique sur cette même région qui on le rappelle est l'information nécessaire pour l'interprétation des essais de fatigue thermique. Cette anticipation, sur les résultats mécaniques, est nécessaire ici pour mieux comprendre le choix de la taille de l'élément.

La figure 1.22 montre l'évolution des niveaux de température et de déformation qui sont obtenus pour différentes tailles d'élément (au maximum de la sollicitation). Le centre de la zone affectée, par le tir laser, est le point géométrique qui est utilisé pour l'étude de la convergence. La figure 1.22 montre que lorsque la longueur de l'élément est supérieure

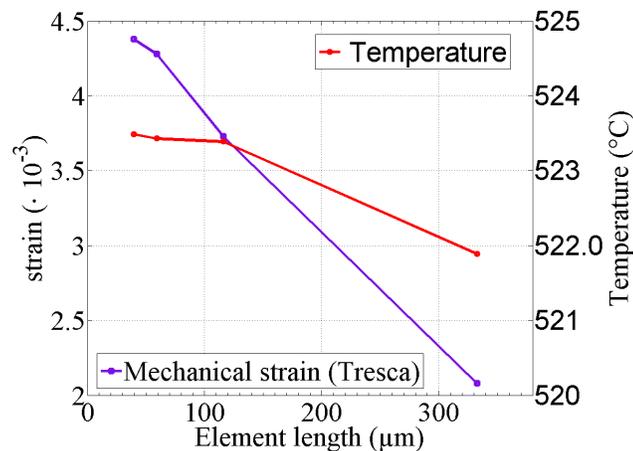


FIGURE 1.22: Étude de convergence des résultats de simulation pour différentes tailles d'élément.

à 100 μm les quantités d'intérêt sont sous-estimées. Les niveaux de température au centre de la tache convergent lentement vers une limite lorsque la taille d'élément est de l'ordre de 100 μm (et moins) alors que la réponse mécanique nécessite d'atteindre une taille d'élément de 60 μm (et moins). En toute rigueur, il faudrait considérer alors des tailles d'élément plus fines encore mais cette pratique est évitée car en-dessous de 50 μm les calculs sont trop lents et les fichiers de sauvegarde deviennent trop volumineux. Le fait de sous-estimer les niveaux de déformation rendra l'interprétation des résultats de fatigue plus conservatif⁶. La taille, des éléments dans la zone d'impact, est choisie à 55 μm dans la suite.

6. Pour placer les résultats de fatigue thermique (obtenus avec le dispositif FLASH) sur des courbes de design obtenues avec des essais uniaxiaux standardisés il faut déterminer un nombre de cycles à amorçage et l'associer à un niveau de déformation mécanique. Cette déformation est calculée à partir des simulations numériques pour le cas des chocs thermiques. Si cette quantité est sous-estimée par rapport à ce qui est réellement appliqué par le choc thermique, cela revient à déterminer des durées de vie plus courtes que ce qu'un tel chargement mécanique aurait réellement induit.

2.2 Identification des conditions aux limites

Le but final de ces simulations est la détermination d'une déformation équivalente, induite par le choc thermique, pour pouvoir interpréter les essais de fatigue FLASH. Il faut pour cela imposer des conditions aux limites proches de celles qui sont appliquées expérimentalement. Ici l'objectif est donc de déterminer la distribution spatiale de la densité de puissance du faisceau à l'aide du champ de température, évalué par la caméra IR, au maximum du tir.

2.2.1 Paramètres identifiés

La densité spatiale de puissance du faisceau laser est décrite par une distribution super-gaussienne [Shealy et Hoffnagle, 2006]

$$I(x, y, p) = A_{\lambda_{laser}} I_0 \frac{p 4^{\frac{1}{p}}}{2\pi \Gamma(\frac{2}{p})} \cdot \exp(-2r(x, y)^p) \quad (1.24)$$

avec I_0 la puissance crête du laser sélectionnée lors des essais et Γ la fonction gamma. Cette distribution présente l'avantage de pouvoir décrire différentes formes de faisceau, allant d'une gaussienne à un chapeau haut de forme, en faisant varier le paramètre p (figure 1.23). Une comparaison des résultats obtenus avec une super-gaussienne, dont la forme sera identifiée, et un profil décrivant un chapeau haut de forme est proposée en annexe A.

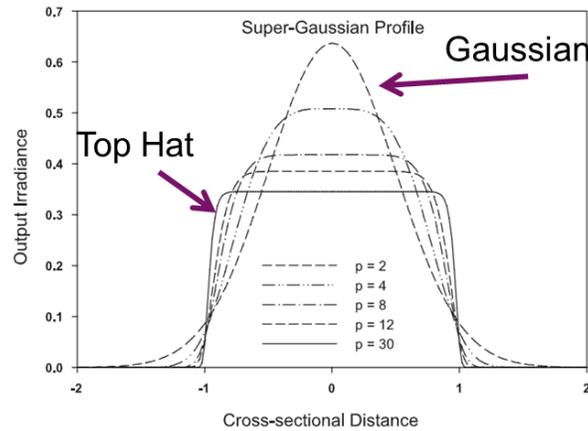


FIGURE 1.23: Evolution de la forme du profil de la super-gaussienne proposée par [Shealy et Hoffnagle, 2006] en fonction de la valeur de l'exposant p .

Les paramètres à identifier sont les rayons selon les axes X et Y de l'ellipse formée par le faisceau laser, dénommés respectivement R_x et R_y , l'absorptivité de la surface $A_{\lambda_{laser}}$ et le paramètre de forme du faisceau laser p . La forme réduite de la distance $r^2(x, y)$ s'écrit

$$r^2(x, y) = \left(\frac{x}{R_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{R_y}\right)^2 \quad (1.25)$$

2.2.2 Stratégie d'identification

Les films IR consistent en une succession de matrices de taille $N \times M$ (selon la taille de la fenêtre sélectionnée dans les réglages de l'expérience). Pour la phase d'identification, l'hypothèse de symétrie du chargement thermique selon les axes Y et X est considérée (figure 1.21). L'objectif étant d'utiliser des données expérimentales à des fins numériques, il est alors nécessaire de mettre les données sous un format lisible par le logiciel de simulation. Pour réduire les variations dues au bruit et aux variations d'émissivité de surface, les images IR sont moyennées sur les quatre quarts en appliquant l'hypothèse de symétrie évoquée précédemment. Il est donc important de trouver le centre du faisceau laser sur l'image IR. Un algorithme a été développé pour pouvoir estimer de façon automatique le centre du faisceau et ainsi récupérer le quart d'image (moyenné) pour la phase d'identification. Pour les champs de température acquis par la caméra IR sur le dispositif FLASH une rotation est appliquée aux champs mesurés pour retrouver les axes principaux de l'ellipse selon les directions X et Y de la simulation. Il faudra alors identifier cet angle de rotation pour corriger l'image IR avant de découper et moyenné les quarts d'image. Une super-gaussienne de puissance p , d'angle Θ , de rayons R_x et R_y et ayant un centre de coordonnées X_0 et Y_0 dans le référentiel de l'image IR est introduite. Cette super-gaussienne servira alors de référence pour corriger l'image IR des rotations. Il faut déterminer un coefficient "d'absorptivité" fictif a permettant de donner une amplitude proche de celle obtenue pour la tache thermique. La fonctionnelle à minimiser s'écrit

$$\eta_{centre} = \sum_{ROI} (aI(p, R_y, R_x, \Theta, X_0, Y_0) - g(\mathbf{x}))^2 \quad (1.26)$$

La norme-2 est alors optimisée à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquadt (les routines utilisables sur Matlab sont proposées par [Gavin, 2013]) où $g(\mathbf{x})$ est l'image IR avec la présence de l'effet du faisceau laser et $I(p, R_y, R_x, \Theta, X_0, Y_0)$ est la fonction définissant la super-gaussienne. Un exemple de résultats obtenus après convergence est présenté sur la figure 1.24. Le résidu global à convergence est de 1.7 % de la dynamique de l'image IR. Seules les coordonnées du centre et l'angle de rotation serviront pour subdiviser les images. Une fois les images subdivisées et moyennées, elles sont sauvegardées au format

p	R_x (mm)	R_y (mm)	Θ (°)	X_0 (pixel)	Y_0 (pixel)
15	2.7	2.6	34	254	339

TABLE 1.2: Résultats d'identification par traitement d'image.

AVS UCD (Unstructured Cell Data) ASCII pour qu'elles puissent être lues dans le code de calcul aux éléments finis CAST3M. Dans la suite seule l'image au maximum du tir est exploitée. En effet les écarts que présentent les mesures par caméra IR par rapport à celles obtenues par pyrométrie IR rendent difficile l'exploitation de l'ensemble des séquences.

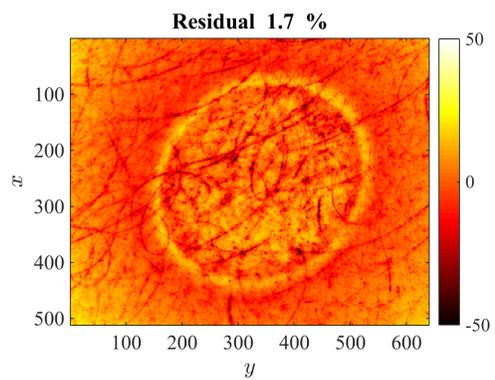
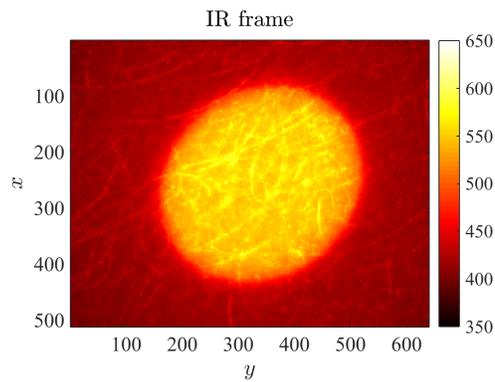
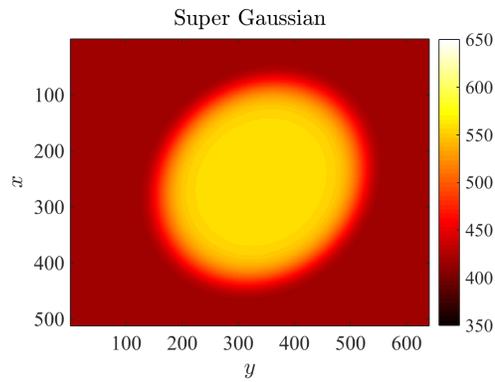


FIGURE 1.24: (a) La super-gaussienne identifiée pour la décomposition de (b) l'image IR en quatre quarts. (c) Les résidus à convergence sont illustrés montrant que les centres et rayons sont bien estimés.

Une fonctionnelle d'erreur quadratique entre le champ simulé correspondant au champ expérimental est minimisée en fonction des paramètres recherchés. Le logiciel d'optimisation SIDOLO [Cailletaud et Pilvin, 1994] est utilisé pour identifier les paramètres de forme et d'intensité du faisceau laser via CAST3M.

2.2.3 Résultats d'identification

Les premiers résultats d'identification qui ont été obtenus sur une configuration "pré-FLASH" (où la caméra IR était montée avec un objectif de 50-mm et une bague allonge) sont discutés dans l'annexe A. Deux façons de décrire la distribution spatiale de la densité de puissance du faisceau ont été étudiées. Une approche qui utilise une fonction décrivant un crêneau (chapeau haut de forme) est comparée à celle qui utilise une super-gaussienne dont la forme est identifiée dans le processus de minimisation. Le choix de la super-gaussienne a été justifié par la meilleure description spatiale des conditions aux limites.

Pour la configuration FLASH les mesures qui sont réalisées à l'aide de la caméra IR avec l'objectif G1 présentent des erreurs sur l'estimation du niveau du champ de température (voir la partie 1.4 de ce chapitre). Une correction globale d'émissivité est appliquée sur l'ensemble de l'image en se basant sur les mesures pyrométriques. Une telle modulation engendre une surestimation des températures au voisinage du faisceau. Ici l'identification sera menée sur la distribution spatiale et l'amplitude en température au maximum du tir.

La carte des résidus est proposée dans le cas où les seuls paramètres identifiés sont l'absorptivité, les rayons et la forme (la puissance p) du faisceau. Les rayons obtenus pour la super-gaussienne sont de 2.9 et 3.1 cm selon Y et X (à comparer avec 2.8 et 3.1 cm obtenus en annexe A) et une puissance p de 12 (à comparer avec 11 obtenu en annexe A).

Globalement la forme et les dimensions du faisceau sont convenablement estimées. Les résidus les plus élevés sont comme attendu obtenus sur les zones qui entourent le faisceau. Les écarts sont de l'ordre de 20 °C. Aux frontières du faisceau quelques éléments se distinguent (en formant un anneau) avec en moyenne un écart de 7 °C. Ceci peut venir du fait que les rayons ou/et la forme ne soient pas parfaitement estimés. L'écart au centre de la zone de tir est de 5 °C en moyenne.

p	R_x (mm)	R_y (mm)	$A_{\lambda_{laser}}$
12	3.1	2.9	0.75

TABLE 1.3: Résultats d'identification des conditions aux limites du problème thermique pour une puissance crête de 310 W générant une variation de température de 210 °C (sur l'éprouvette K46T8-15 en acier 316L(N)).

Malheureusement la richesse spatiotemporelle que procure la caméra IR avec l'ob-

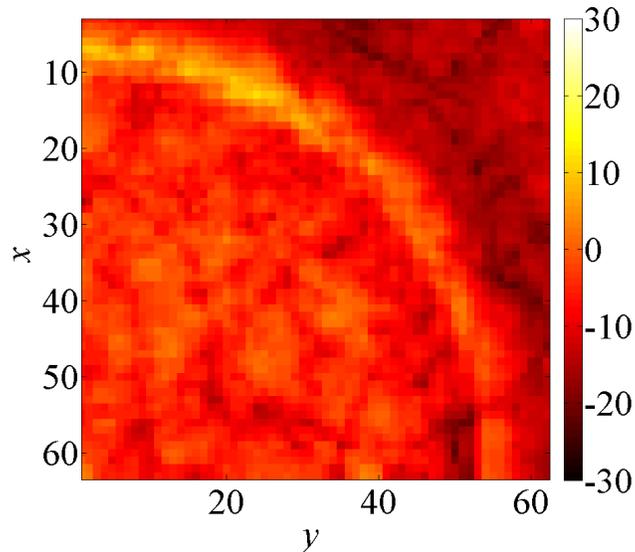


FIGURE 1.25: Cartes des résidus en température après identification au maximum du tir des paramètres de forme du faisceau et l'absorptivité de surface.

jectif G1 est inexploitable pour la détermination exacte du trajet complet du chargement thermique. Dans le futur l'introduction de l'information ponctuelle fournie par les pyromètres IR pourrait aussi être exploitée pour identifier des paramètres (comme le coefficient de diffusion thermique par exemple) afin de respecter un trajet de chargement proche de celui qui est appliqué expérimentalement. La distribution spatiale serait alors régularisée par les champs obtenus avec la caméra IR.

2.3 Prévisions de la réponse thermomécanique

2.3.1 Propriétés et modèle de comportement mécanique de l'acier 316L(N)

La partie qui simule le comportement mécanique du matériau se base sur les déformations thermiques qui sont générées par le chargement thermique lui-même imposé par le choc laser et aux phénomènes de thermique qui en résultent (voir partie 1). Une flexion est aussi imposée pour simuler l'effort que subit l'éprouvette dans le cas expérimental. On le rappelle un effort de maintien (une flexion avec une force de 250 N) est appliqué à l'échantillon pour éviter tout mouvement de l'échantillon (voir figure 22). Pour appliquer cette effort supplémentaire (en considérant l'hypothèse de symétrie du problème), les noeuds qui se situent à la position (la ligne géométrique allant de (3, 252, 00.7) cm à (3, 2500.7) cm) du support de l'éprouvette sont bloqués de tout mouvement et une force totale de 125 N est appliquée sur les noeuds qui sont à la position (la ligne géométrique allant de (5, 252, 00) cm à (5, 2500) cm). Pour pouvoir imposer l'état de déformation que provoque

une telle sollicitation il faut calculer la dilatation thermique du matériau. Le coefficient de dilatation spontanée est déterminé à partir du code RCC-MRx (voir figure 1.26). La

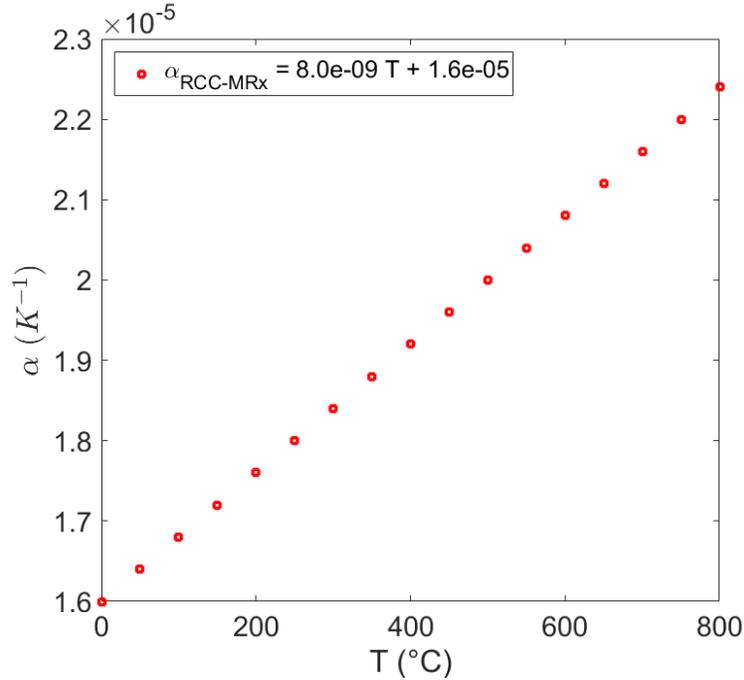


FIGURE 1.26: Évolution en fonction de la température du coefficient de dilatation thermique de l'acier 316L(N).

zone affectée par le laser se dilate alors que le reste de la structure, qui est maintenu à une température fixe empêche l'expansion de la partie affectée par le choc laser. En supposant que de petites déformations sont générées le tenseur de déformation totale s'écrit

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^\theta + \boldsymbol{\varepsilon}^M \quad (1.27)$$

avec $\boldsymbol{\varepsilon}^\theta$ le tenseur de déformation thermique et $\boldsymbol{\varepsilon}^M$ le tenseur de déformation mécanique qui se décompose de la manière suivante

$$\boldsymbol{\varepsilon}^M = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (1.28)$$

avec $\boldsymbol{\varepsilon}^e$ le tenseur de déformation élastique. La fonction seuil décrivant le domaine d'élasticité est définie par

$$f = J_2(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) - R(p) \leq 0 \quad (1.29)$$

avec J_2 le second invariant du déviateur des contraintes, $R(p)$ la limite élastique du matériau supposée ici constante $R(p) = R_0$ (seuls quelques cycles sont simulés dans les calculs EF négligeant ainsi l'écrouissage isotrope). La variable \mathbf{X} est la somme de deux variables

cinématiques considérées dans la description du problème [Chaboche, 1989]

$$\mathbf{X} = \sum_{i=1}^{N=2} \mathbf{X}_i \quad (1.30)$$

où chacune des variables cinématiques évolue selon la relation suivante

$$\dot{\mathbf{X}}_i = C_i \left(\frac{2}{3} A_i \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p - \mathbf{X}_i \dot{p} \right) \quad (1.31)$$

Dans la suite seuls quelques cycles sont simulés. Le but de ces simulations est d'une part de calculer les déformations totales qui pourront être comparées aux mesures par CIN, et d'autre part d'extraire des quantités telles que des déformations équivalentes qui seront nécessaires à l'interprétation des essais de fatigue. L'identification ne portera alors que sur les paramètres A_i , C_i et R_0 .

Pour cela des essais uniaxiaux cycliques isothermes sont réalisés à différentes amplitudes de déformation et températures sur la même coulée d'acier (K46) utilisée pour les éprouvettes FLASH. L'identification est réalisée sur le régime stabilisé du matériau qui est généralement situé au delà de 10000 cycles pour ces essais. Les deux températures étudiées sont 400 °C et 500 °C. Malheureusement pour des raisons techniques la température de 600 °C n'a pas pu être analysée. Des amplitudes entre ± 0.14 et ± 0.25 % sont balayées.

Pour réduire le nombre de degrés de liberté et éviter d'avoir des incohérences physiques quelques restrictions sont appliquées. Les paramètres A_i et C_i sont supposés constants avec la température. Cette hypothèse est nécessaire car, avec la banque de données expérimentales disponible, l'identification en fonction de la température donne des résultats incohérents. Par exemple la limite d'élasticité à 400 °C serait inférieure à celle identifiée à 500 °C. L'identification se fait donc en combinant les résultats obtenus à 400 °C et 500 °C. Les inconnues sont alors une limite d'élasticité, qui varie avec la température, et un jeu de paramètres d'écrouissage (valable pour les deux températures). Le module de Young du matériau et son évolution avec la température est tirée du code RCC-MRx (voir figure 1.27). Les résultats montreront que ce dernier paramètre est bien déterminé pour la coulée étudiée.

L'identification de ces paramètres est réalisée à l'aide du logiciel Sidolo. Un poids deux fois plus important est affecté aux essais à ± 0.25 % pour être sûr de ne pas sous-estimer les déformations les plus larges quitte à surestimer les déformations les plus petites (on restera alors conservatif).

Les essais à 400 °C sont réalisés à des amplitudes de ± 0.14 %, ± 0.16 % et de ± 0.25 % pour des fréquences de 4, 3 et 1 Hz respectivement. Les résultats expérimentaux et ceux issus de l'identification sont illustrés sur la figure 1.28. Les essais à 500°C sont réalisés à des amplitudes de ± 0.16 %, ± 0.18 % et de ± 0.25 % pour des fréquences de 2, 3 et 1 Hz respectivement. Les résultats sont également illustrés sur la figure 1.28.

Pour l'ensemble des boucles le module de Young, dont l'évolution avec la température est donnée sur la figure 1.27, semble bien décrire la déformation élastique. Globalement les boucles identifiées décrivent bien le comportement du matériau. Les résidus sur les

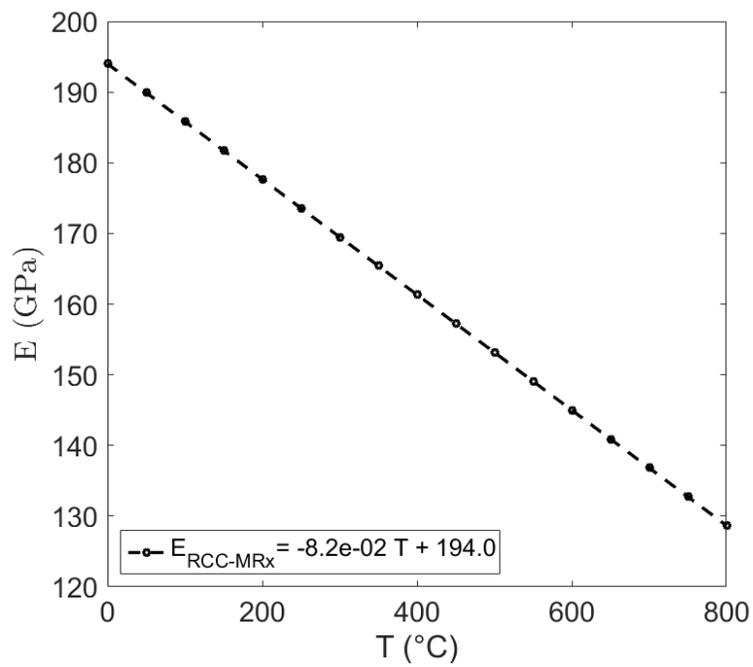


FIGURE 1.27: Évolution en fonction de la température du coefficient du module de Young de l'acier 316L(N).

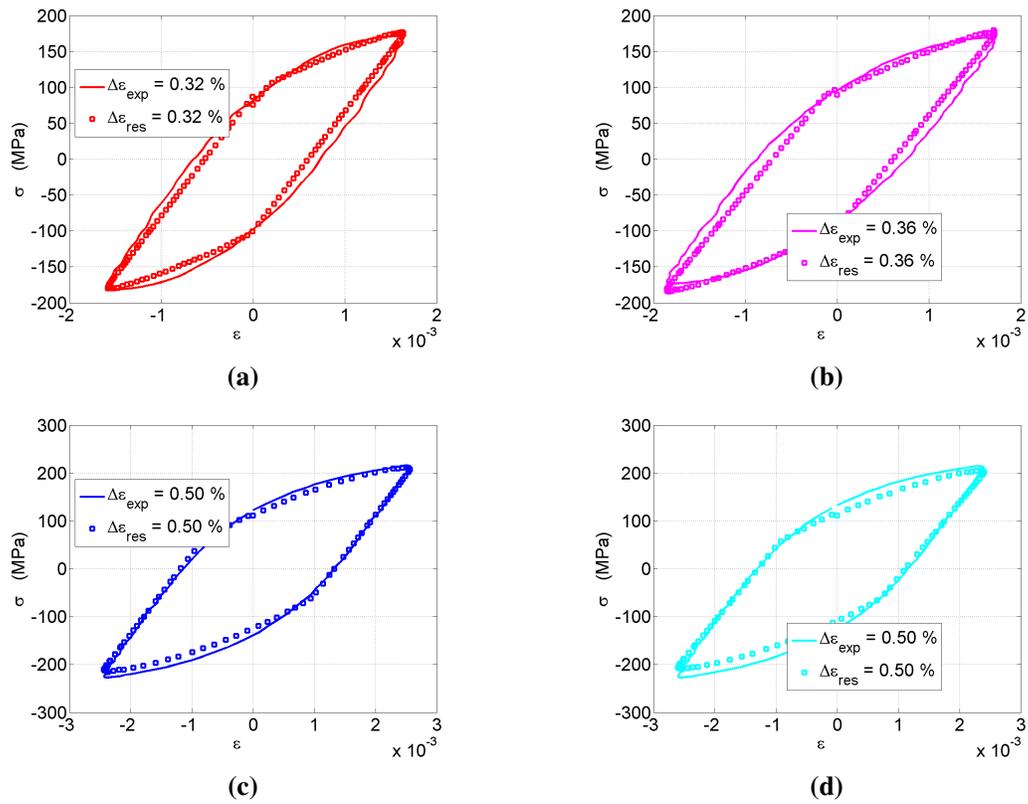


FIGURE 1.28: Courbes $\sigma - \epsilon$ identifiées pour (a) $\Delta\epsilon = 0.32\%$ ($400\text{ }^\circ\text{C}$) (b) $\Delta\epsilon = 0.36\%$ ($500\text{ }^\circ\text{C}$), $\Delta\epsilon = 0.50\%$ à (c) $400\text{ }^\circ\text{C}$ et (d) $500\text{ }^\circ\text{C}$.

résultats d'identification sont résumés dans le tableau 1.4 pour chacun des cas présentés dans la figure 1.28. Le tableau résume bien les discussions précédentes. Les erreurs les

Température	$\Delta\varepsilon$	$\sigma_{\text{erreur}}(\%)$
400 °C	0.28	10.2
400 °C	0.32	10.2
400 °C	0.50	5.7
500 °C	0.34	12.3
500 °C	0.36	9.9
500 °C	0.50	8.1

TABLE 1.4: Résidus d'identification sur les essais uniaxiaux pour les différents chargements en déformation imposée.

plus larges sont logiquement sur les chargements les plus faibles auxquels un poids plus faible a été imposé. Les paramètres identifiés sont résumés dans le tableau 1.5. L'interpré-

Température	A_1 (MPa)	C_1	A_2 (MPa)	C_2	R_0 (MPa)
400 °C	106	685	236	15	44
500 °C	106	685	236	15	40

TABLE 1.5: Paramètres identifiés de la loi élastoplastique à 2 écrouissages cinématiques de l'acier 316L(N).

tation du rôle de chacun des paramètres est représentée sur des tractions uniaxiales (simulées sur un élément cubique) sur la figure 1.29. L'effet de la température est négligeable, ceci vient du fait que les paramètres d'écrouissage ont été fixés comme indépendants de la température. Toutefois si un regard plus fin est porté sur les courbes on remarquera que celle à 500°C rentre dans le régime plastique avant (en termes de contrainte), ce qui est logique au vu des limites d'élasticité identifiées. Lorsque le second paramètre d'écrouissage est bloqué la déformation plastique est plus élevée pour un chargement équivalent.

La réponse thermomécanique est abordée dans la prochaine partie.

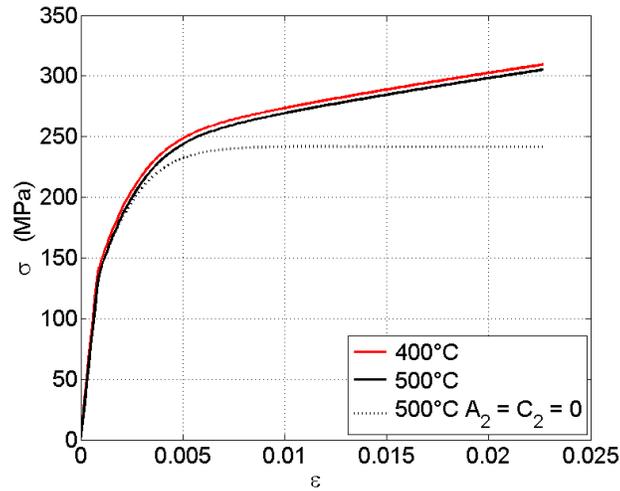


FIGURE 1.29: Illustration de l'influence des paramètres d'écrouissages sur une traction monotone simulée sur un acier 316L(N).

2.3.2 Simulation 3D de la réponse mécanique lors du choc thermique

La réponse thermomécanique 3D est le résultat de la compétition entre l'effet du chargement thermique, qui pousse la zone impactée à se dilater, et la réponse du reste de la structure qui l'en empêche.

2.3.3 Champs thermomécaniques et cinématiques 3D

Les champs de déplacement qui résultent des chocs thermiques sont présentés sur la figure 1.30. Une estimation des amplitudes de déplacement qui seront à acquérir expérimentalement, lors d'un choc laser pour une variation de température de $210\text{ }^{\circ}\text{C}$, peut être déterminée. Les amplitudes maximales (en valeurs absolues) sont de $2.5\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan et de $8\text{ }\mu\text{m}$ en hors plan (voir figure 1.30). Or les caméras ont des résolutions de 10 à $15\text{ }\mu\text{m}/\text{pixel}$ ce qui peut paraître limitant pour atteindre de telles amplitudes. Il existe des stratégies de CIN qui permettent la détermination de déplacement subpixel dont l'une d'entre sera détaillée dans le prochain chapitre.

Les résultats qui seront exploités sont les champs de déformation pour interpréter les essais de fatigue thermique. Les déformations totales dans le plan, sur le quart d'éprouvette, sont illustrées sur la figure 1.31 pour le niveau de chargement thermique maximum. Au centre de la tache les gradients de déplacement dans le plan sont plus faibles qu'aux bords de la zone affectée par le faisceau laser. La forme du faisceau génère de forts gradients thermiques aux extrémités et donc de fortes déformations dans ces mêmes zones. Les profils de déformation selon les axes principaux de l'ellipse (que forme le laser) sont illustrés sur la figure 1.32. La question sur le choix d'un tel faisceau pour l'étude de la fatigue thermique peut alors se poser. Mais sur la figure 1.33, on constate que le choc

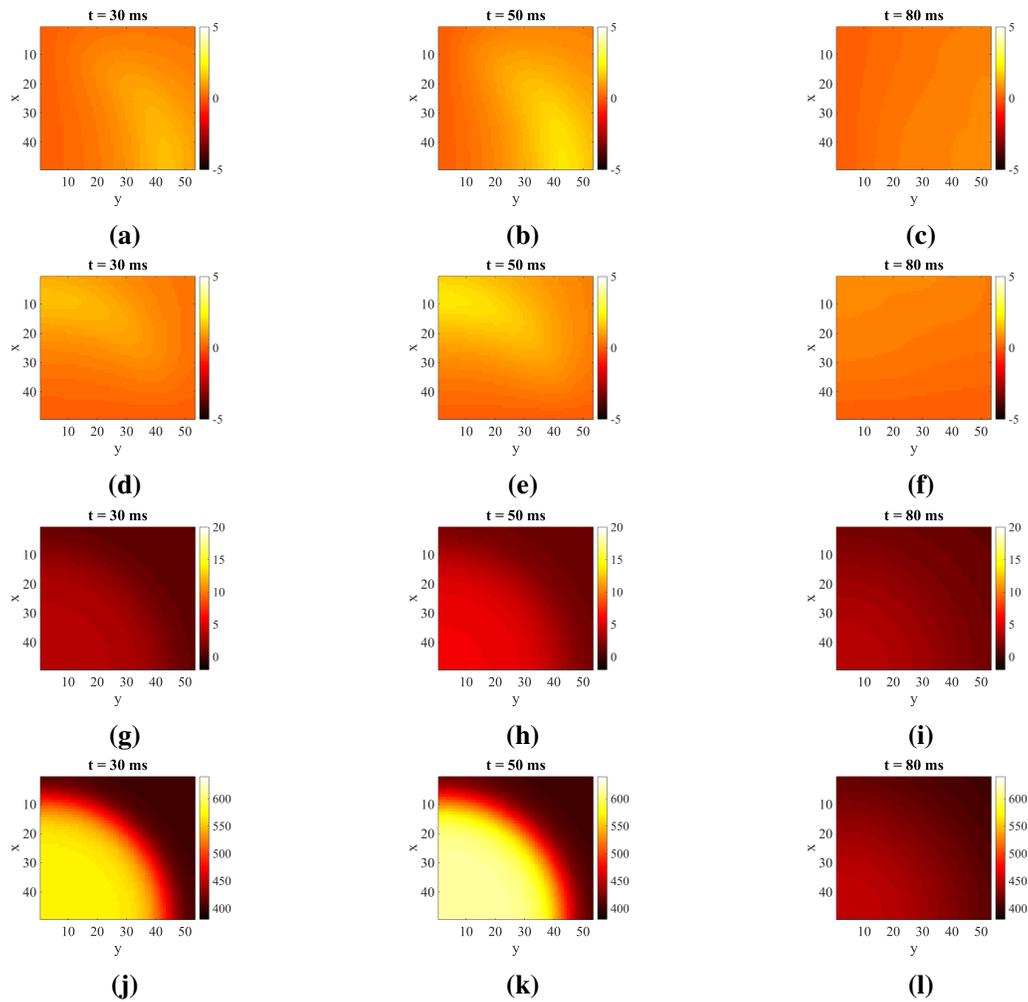


FIGURE 1.30: Champs de déplacement U_x (a-c), U_y (d-f) et U_z (g-i) exprimés μm et les champs de température (en $^\circ\text{C}$) (j-l) obtenus au début, apogée du tir et pendant la phase de refroidissement.

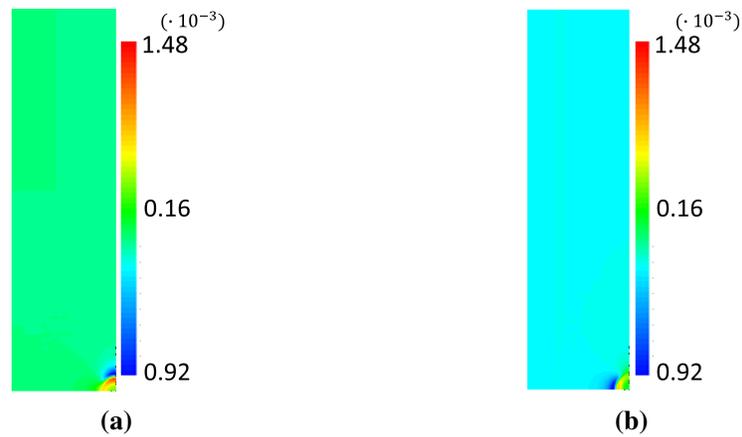


FIGURE 1.31: Représentation des déformations dans le plan (a) ϵ_{xx} et (b) ϵ_{yy} sur le quart de volume, simulées à l'instant où le chargement thermique est à son maximum ($\Delta T = 210 \text{ }^\circ\text{C}$ et $T_{ini} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$).

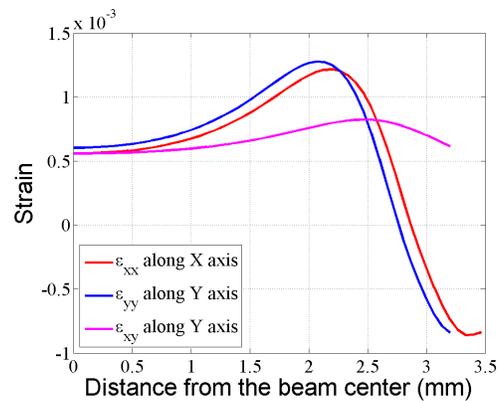


FIGURE 1.32: Représentation des profils de déformations dans le plan (ϵ_{yy} , ϵ_{xx} , ϵ_{xy}) au maximum du chargement thermique ($\Delta T = 210 \text{ }^\circ\text{C}$ et $T_{ini} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$).

thermique génère une "bosse" en surface durant la sollicitation, c'est à dire une forte déformation hors-plan. Les profils proposés sur la figure 1.34 permettent de mieux voir la

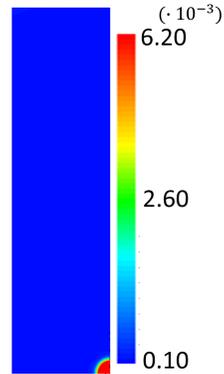


FIGURE 1.33: Représentation de la déformation hors plan ϵ_{zz} sur le quart de volume simulé à l'instant où le chargement thermique est à son maximum ($\Delta T = 210$ °C et $T_{ini} = 400$ °C).

tendance des déformations hors plans observées selon les axes x et y. Ceux-là montrent

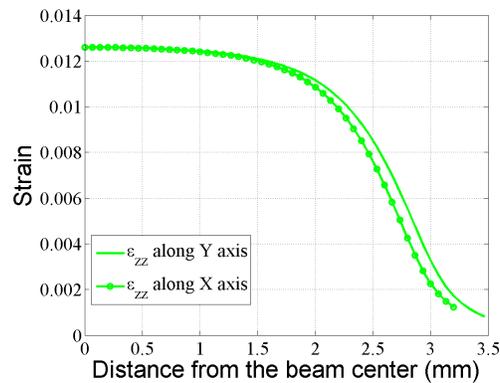
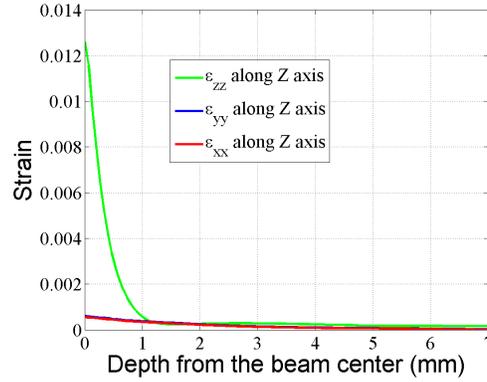


FIGURE 1.34: Représentation des profils de déformations dans la direction hors-plan selon les axes X et Y au maximum du chargement thermique ($\Delta T = 210$ °C et $T_{ini} = 400$ °C).

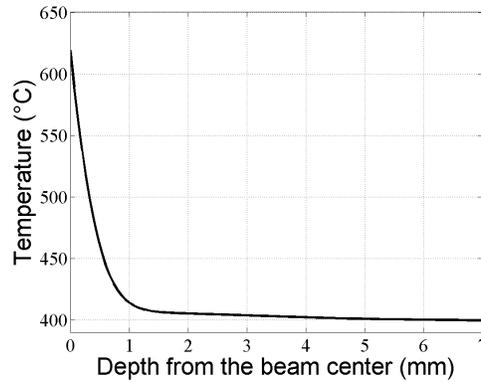
alors que la zone à fort niveau de déformation devrait être circonscrite dans le domaine défini par la forme du faisceau. Ceci valide en fait le choix d'un faisceau en chapeau haut de forme car un faisceau avec un profil gaussien rendrait finalement les essais de fatigue plus difficiles à interpréter (la zone où la déformation hors-plan est maximale serait peu étendue).

7. La barre d'échelle est limitée à des valeurs seuils qui ne correspondent pas aux extremums en déformation (voir figure suivante).

L'état de déformation dans l'épaisseur de l'échantillon (figure 1.35a) suit une distribution équivalente à celle de la température (figure 1.35b). La température et les niveaux



(a)



(b)

FIGURE 1.35: Représentation des profils de déformations (ϵ_{yy} , ϵ_{xx} , ϵ_{zz}) (a) et de la température (b) en fonction de la profondeur.

de déformation décroissent exponentiellement avec la profondeur. Cette distribution est caractéristique d'un choc thermique [Clayton, 1983]. On pourra noter qu'au delà de 1 mm de profondeur la structure ne subit plus l'effet du choc laser.

La réponse thermomécanique au cours du temps au centre de la région d'intérêt est tracée sur la figure 1.36 où la déformation totale est décomposée en deux parties, l'une mécanique et l'autre thermique (voir équation (1.27)). La figure 1.36 montre que la déformation thermique isotrope est compensée par des déformations mécaniques de compression selon X et Y, tandis que dans la direction hors-plan, de fortes déformations mécaniques positives apparaissent. La simulation 3D permet ainsi de comprendre pourquoi les déplacements (ou déformations) qui seront mesurés par CIN dans le plan seront faibles, alors que les déformations thermiques et mécaniques sont pourtant élevées.

Un tel état de déformation s'explique par le chargement biaxial qu'introduit une telle

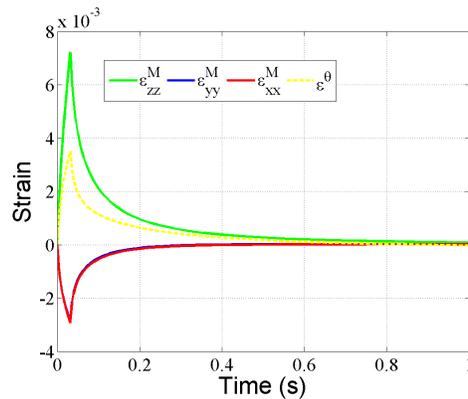


FIGURE 1.36: Évolution temporelle des déformations mécaniques et thermiques au centre de la tache thermique au cours d'un choc laser.

sollicitation sur une surface libre. Le suivi de l'état de contrainte mécanique que génère le chargement thermique est représenté sur la figure 1.37. Comme le choc thermique est

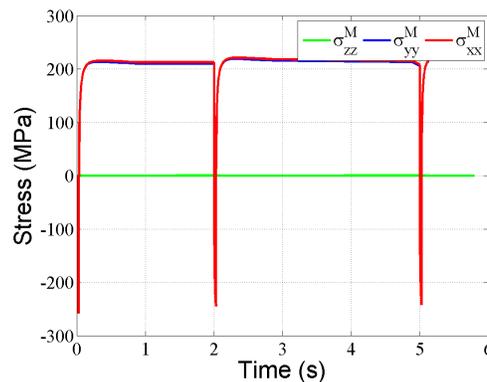


FIGURE 1.37: Évolution temporelle de la contrainte mécanique induite par le chargement thermique (seuls les premier, troisième et sixième cycles sont représentés).

réalisé sur une surface libre, la contrainte mécanique dans cette même direction est nulle. Dans le plan, les contraintes sont quasiment identiques bien qu'on ne soit pas parfaitement dans un état équi-biaxal. Cela vient du fait que le laser a un angle d'incidence qui rend la distribution spatiale de la densité de puissance et donc de la température sous forme elliptique. Toutefois les rayons ne diffèrent pas de beaucoup d'une direction à l'autre, ils valent 2.8 et 3.1 cm dans les directions Y et X respectivement.

Le chargement est équivalent à un état de bicompression⁸ lorsque le laser est activé.

8. Le rapport, entre contrainte maximale en compression (-240 MPa) et traction (211 MPa), est égal à -1.14. Ceci signifie que l'essai de fatigue thermique serait réalisé avec une contrainte moyenne de bicompression de -29 MPa lorsqu'un chargement thermique de 210 °C est appliqué (avec une température

L'état de contrainte devient pendant la phase de refroidissement un état de btraction du fait de la déformation plastique engendrée lors du choc laser.

La réponse mécanique du matériau peut être représentée en traçant la contrainte en fonction de la déformation mécanique (voir figure 1.38). On retrouve alors que dans le

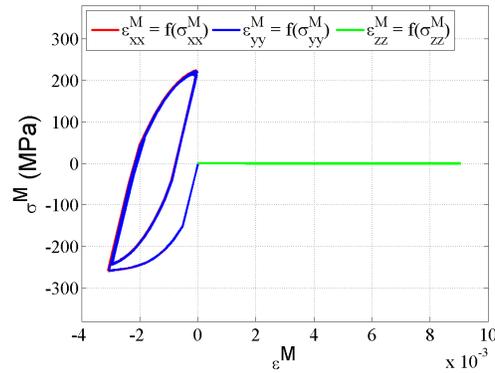


FIGURE 1.38: Courbes contrainte/déformation dans les différentes directions.

plan les déformations sont négatives. C'est la réaction de la structure, plus froide et donc qui ne se dilate pas, face à la dilatation de la zone impactée par l'élévation de la température. La déformation dans la direction hors-plan est positive et son niveau est deux fois plus élevé que celui obtenu dans le plan (en valeur absolue). Ceci s'explique par le fait que la déformation plastique est isochore. Si le tenseur de déformation mécanique est décomposé en déformations élastique et plastique

$$\boldsymbol{\epsilon}_M = \boldsymbol{\epsilon}_e + \boldsymbol{\epsilon}_p \quad (1.32)$$

et en considérant le fait que la déformation plastique conserve le volume, il est possible d'écrire que

$$tr(\boldsymbol{\epsilon}_p) = 0 \quad (1.33)$$

On retrouve en prenant en compte que dans le régime plastique $\nu = \nu^* = 0.5$

$$\boldsymbol{\epsilon}_p = \begin{bmatrix} -0.5\epsilon_p & 0 & 0 \\ 0 & -0.5\epsilon_p & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_p \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

La déformation dans la direction hors-plan est tracée en fonction des contraintes dans le plan et hors-plan sur la figure 1.39. On retrouve que le matériau stabilise au bout de quelques cycles (ici seuls les premier, troisième et sixième cycles sont représentés).

Lorsqu'il s'agira d'interpréter les résultats de fatigue thermique FLASH les niveaux de déformation obtenus par prévision seront exploités pour pouvoir comparer les essais

de plaque initiale à 400 °C). Ces valeurs sont à prendre avec précaution car elles dépendent fortement du modèle choisi.

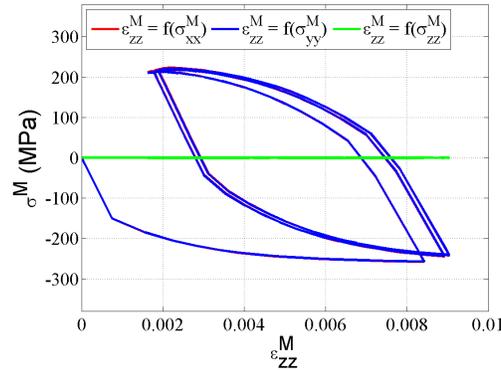


FIGURE 1.39: Courbes σ - ε dans les directions principales.

avec des expériences de fatigue de différentes natures (uniaxiaux isothermes ou fatigue thermique avec d'autres dispositifs). Il faudra alors être en mesure d'extraire des quantités scalaires équivalentes, quelle que soit la nature du chargement et notamment sa multiaxialité.

2.4 Extraction des équivalents de Tresca

Seule la variation de la déformation équivalente de Tresca, entre l'instant 0 ms et l'instant t où le chargement est maximal, est exploitée. La définition de la déformation équivalente de Tresca s'écrit

$$\Delta \varepsilon_{tres} = \Delta \varepsilon_{tres}^e + \Delta \varepsilon_{tres}^p \quad (1.35)$$

avec pour définition des équivalents de Tresca élastique et plastique

$$\Delta \varepsilon_{tres}^{e,p} = \frac{1}{1+\nu} \max(|\Delta \varepsilon_1^{e,p} - \Delta \varepsilon_2^{e,p}|, |\Delta \varepsilon_1^{e,p} - \Delta \varepsilon_3^{e,p}|, |\Delta \varepsilon_2^{e,p} - \Delta \varepsilon_3^{e,p}|) \quad (1.36)$$

avec ν égalant 0.3 dans le régime élastique et 0.5 dans le régime plastique. Ces quantités sont issues des simulations numériques qui dépendent de divers paramètres d'entrée.

Pour pouvoir donner une estimation sur les écarts potentiels que peut introduire une mauvaise appréciation des paramètres ou conditions aux limites une étude de sensibilité est nécessaire et sera présentée dans l'annexe C. Dans cette même annexe on trouve que les paramètres qui influent sur le chargement thermique ont une sensibilité plus importante que ceux qui agissent sur la réponse mécanique seule.

3 Conclusions et perspectives

L'estimation du chargement thermique est réalisée à l'aide de moyens de mesure IR. Les champs de température obtenus à l'aide de la caméra IR permettent de décrire la

distribution spatiale du chargement thermique au cours des essais de fatigue. Pendant la phase de tir de forts gradients aux frontières de la tache thermique sont constatés et sont caractéristiques du type de faisceau laser utilisé (chapeau haut de forme). L'évolution temporelle du chargement thermique est ensuite comparée, sur une zone équivalente, aux mesures par pyrométrie IR. Des écarts non négligeables (de l'ordre de 30 °C) sont observés. Différentes sources potentielles ont été discutées et éliminées comme l'effet d'un mauvais étalonnage (fichiers usines), évolution d'émissivité avec la température ou encore l'évolution de la transmission du filtre en Germanium au cours de l'essai de fatigue. Les comparaisons, entre caméra et pyromètre IR, à des plages de température plus faibles (essai sur un acier en 304L) ou encore avec une autre configuration (objectif 50-mm et bague allonge) ont montré des écarts plus faibles (resp. 5 °C et 10 °C). Ceci a conduit à la supposition que la phase d'estimation d'émissivité est faussée pour la caméra IR avec un objectif G1 et serait causée par l'effet de taille de source [Ohtsuka et Bedford, 1989]. Cette aberration naît généralement lorsque la surface de la source qui sert à l'étalonnage est plus grande (toute la surface de l'échantillon) que celle sur laquelle les mesures sont réalisées (taille du faisceau). Le chargement thermique est déterminé à l'aide du pyromètre IR qui ne devrait pas être affecté par l'effet de la taille de source. En effet l'optique de cet instrument est focalisée au sein même de la tache thermique. La distribution spatiale du chargement thermique est tout de même utile pour appliquer aux prévisions numériques des conditions aux limites proches de la réalité.

Une identification des conditions aux limites d'un modèle de thermique est réalisée à l'aide des images acquises par la caméra IR avec l'objectif G1. Seuls les rayons, forme du faisceau (puissance de la super-gaussienne) et absorptivité sont identifiés au maximum du tir laser. Les images de la caméra IR sont d'abord corrigées d'un facteur d'émissivité permettant d'atteindre la température mesurée par les pyromètres au centre du faisceau laser. Ensuite un traitement d'image est réalisé, permettant de corriger la rotation du faisceau par rapport au référentiel de la caméra, pour permettre la subdivision en quarts de l'image expérimentale. Ces quarts sont moyennés et exploités pour la phase d'identification des conditions aux limites du modèle de thermique où l'hypothèse de symétrie du problème est utilisée pour optimiser le temps de calcul. Une fois les conditions aux limites identifiées un calcul thermique est réalisé et exploité dans la simulation de la réponse mécanique.

La déformation 3D du matériau face à une telle sollicitation est calculée à l'aide d'un modèle élastoplastique à deux écrouissages cinématiques [Chaboche, 1989]. Les paramètres de la loi de Chaboche sont identifiés à l'aide d'essais uniaxiaux sur des éprouvettes de la même coulée d'acier K46. Les essais sont réalisés à 400 et 500 °C en amplitudes de déformations imposées allant de 0.28 à 0.50 %. Les paramètres d'écrouissage sont supposés fixes avec la température. Seuls la limite d'élasticité et le module de Young varient avec la température.

Les prévisions mécaniques montrent que de forts gradients en déformation sont présents aux bords de la zone impactée par le laser. Ceci est lié à la forme et distribution spatiale du faisceau. Toutefois la composante la plus forte du tenseur des déformations est celle qui est obtenue dans la direction hors-plan. Dans le plan, la compétition entre

dilatation de la partie chaude et compression du reste de la structure entraîne de faibles amplitudes de déplacements, au maximum $2.5 \mu\text{m}$. Dans la direction hors-plan, la combinaison de la dilatation et la déformation mécanique, produit des niveaux de déplacement plus importants ($8 \mu\text{m}$).

Ces prévisions seront confrontées aux mesures expérimentales et exploitées pour l'analyse des essais de fatigue FLASH dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Mesure de champs (thermo-)mécaniques

Dans le chapitre précédent, la réponse thermomécanique du matériau a été discutée et nécessite d'être confrontée à des mesures expérimentales pour valider le modèle numérique. Dans cette partie du rapport, l'exploitation des images acquises par les caméras qui travaillent dans le domaine de l'IR et du visible, à travers des codes de Corrélation d'Images Numériques (CIN) permettra de déterminer la réponse mécanique du matériau pendant le choc thermique. L'usage de la caméra IR pour de telles mesures n'est pas naturel, c'est ce qui implique que des développements supplémentaires au sein des algorithmes de CIN sont nécessaires.

A travers une analyse d'image, une relation entre images "parfaite" et expérimentale sera proposée. Celle-ci sera ensuite implémentée dans un formalisme de CIN initialement proposé pour la correction des effets de distorsions optiques. Cette première application montrera alors la possibilité de prendre en compte des variations de contraste, brillance et flou à l'aide d'une base connue (polynômes). Seuls les poids de chaque fonction insérée seront identifiés. Une nette amélioration de la qualité des résultats de CIN sera observée.

Dans la même philosophie deux approches permettant de traiter les images acquises par la caméra IR au cours des tirs laser seront proposées. Les corrections apportées se baseront sur une connaissance a priori de la distribution spatiale du faisceau. Ces traitements en amont permettront alors d'exploiter les images IR corrigées dans les formalismes CIN plus "classiques" pour l'estimation des champs de déplacement pendant la phase de tir.

Une formulation qui consiste à décomposer les inconnues sur une base cinématique EF sera utilisée pour réaliser des mesures de champs thermomécaniques avec la caméra IR. Les considérations des divers champs de correction de niveaux de gris seront ajoutées dans le formalisme existant. Une régularisation à l'aide d'un filtre "thermique" qui pénalise les fluctuations locales des champs de correction sera appliquée en addition à celle qui régularise les champs de déplacement. Les images IR seront alors exploitables pour l'analyse de la réponse thermomécanique du matériau. Les résultats obtenus seront ensuite utilisés pour interpréter les déformations obtenues à l'aide des mesures expérimentales et les comparer à celles qui ont été prédites par simulation.

En plus des régularisations spatiales une contrainte sur les variations temporelles sera imposée à l'aide d'informations extraites de la simulation. Deux cas pathologiques seront étudiés, le premier sera celui contenant des variations de niveaux de gris et le second correspondra à un cas où les phénomènes de convection perturbent l'estimation des champs de déplacement.

Enfin la combinaison des deux caméras, bien que travaillant à des longueurs d'onde différentes, sera exploitée pour des mesures par stéréocorrélation. Les différentes étapes seront discutées comme les phases d'étalonnage avec une mire 3D ou 2D. La validation des phases d'étalonnage portera dans un premier temps sur des mouvements de translation simple. Une application à un cas de choc thermique sera illustrée où la réponse mécanique 3D du matériau durant la sollicitation thermique sera présentée.

Sommaire

1	Corrélation d'images numériques 2D	76
1.1	De l'analyse d'images ...	78
1.2	... à la formulation dite intégrée ...	85
1.3	... ou CIN-EF tenant compte des variations de niveaux de gris ...	100
1.4	... pour la mesure des champs cinématiques 2D	105
2	Régularisation spatiotemporelle de champs thermomécaniques	116
2.1	Principe de la CIN avec régularisation spatiotemporelle	117
2.2	Cas des images IR avec effet du laser	118
2.3	Cas pathologique : effet de la convection	127
3	Vers une mesure de champ (thermo-)mécanique 3D	128
3.1	Les challenges et stratégies pour la stéréocorrélation hybride	132
3.2	Première validation au travers de mouvements de corps rigides	141
3.3	Premiers pas vers les champs thermomécaniques 3D	146
4	Conclusions et perspectives	148

1 Corrélation d'images numériques 2D

La corrélation d'images numériques (CIN) appliquée à des expérience de la mécanique est apparue dans les années 80 [Sutton *et al.*, 1983, Chu *et al.*, 1985, McNeill *et al.*, 1987, Bruck *et al.*, 1989]. La richesse que procurent les mesures de champ a permis de palier les faiblesses de certains moyens de mesure ponctuels [Sutton, 2013]. La CIN consiste à comparer deux images prises à des instants différents. La variation qui apparaît entre les deux images de la même scène vient du fait que la position d'un pixel, qui compose l'image, a été modifiée. Cette conservation du flot optique qui lie les images référence $f(\mathbf{x})$ et déformée (celle sur laquelle l'effet d'un déplacement apparaît) $g(\mathbf{x})$ [Lucas et Kanade, 1981, Chu *et al.*, 1985, Vacher *et al.*, 1999, Hild et Roux, 2012b, Sutton, 2013, Tong, 2013] s'écrit

$$f(\mathbf{x}) = g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})) \quad (2.1)$$

Généralement la distance à minimiser par rapport au déplacement (inconnu) s'écrit

$$\tau_{CIN} = \|f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x}))\|^2 \quad (2.2)$$

Dans le cadre de cette thèse seules des approches dites globales sont exploitées. L'approche globale proposée par [Besnard *et al.*, 2006] permet d'introduire, par le biais de la décomposition en maillage éléments finis (EF) de la région d'intérêt (ROI pour "region of interest"), une régularisation du champ de déplacement. Les inconnues sont déterminées simultanément mais avec une certaine interdépendance impliquant que les noeuds ne peuvent pas se déplacer de manière aléatoire. Cette méthode force alors la continuité des champs de déplacement et limite ainsi l'effet du bruit sur les mesures [Hild et Roux, 2012a].

L'hypothèse d'un champ continu peut parfois paraître restrictive lorsque par exemple des discontinuités apparaissent et sont à quantifier. Ceci n'est en réalité pas une limite car le formalisme EF permet aussi d'introduire des éléments endommagés [Claire *et al.*, 2004, Hild *et al.*, 2015] ou encore d'utiliser des méthodes d'enrichissement [Réthoré *et al.*, 2007] autour de la localisation. Pour une quantification de l'état de fissuration en surface il existe aussi une méthode [Rupil *et al.*, 2011] permettant, à l'aide de l'extraction de champs de déplacement issus de la simulation reflétant les modes d'ouverture de la fissure, de détecter automatiquement la position, taille et l'ouverture de fissure mais aussi la densité de fissure dans la ROI considérée. Si aucune de ces stratégies n'est suivie il est encore possible de tirer une information en utilisant la carte des résidus (qui correspond à la différence entre les images de référence et déformée corrigée) résultant du calcul CIN présentant les informations que le code CIN n'a pas su capter [Hild *et al.*, 2011, Hild *et al.*, 2015]. Dans la plupart des cas où les calculs se passent bien la carte des résidus met en lumière le bruit du capteur. Mais lorsque des discontinuités apparaissent et qu'aucune considération n'est introduite dans le formalisme, la carte des résidus mettra en exergue les phénomènes non captés par le code. La carte de résidus devient alors une source d'information très utile. Ceci sera illustré notamment dans le chapitre 3 où une méthode utilisant les cartes des résidus permet de détecter l'amorçage de fissures au cours des essais de fatigue.

L'introduction d'un filtre mécanique permettant de pénaliser les déplacements qui ne sont pas mécaniquement admissibles a été proposée [Réthoré *et al.*, 2009, Tomicevic *et al.*, 2013]. Le formalisme CIN-EF intègre alors un critère d'admissibilité supplémentaire qui consiste à réduire les fluctuations locales [Tikhonov et Arsenin, 1977]. Cette formulation permet alors d'utiliser des éléments de petites tailles tout en autorisant l'extraction de champ sans trop de perturbation causée par le bruit de mesure. Ces méthodes ont permis de mesurer des champs de déplacement dans des cas où le mouchetis (naturel) était pauvre en contraste [Esnoul *et al.*, 2013, Taillandier-Thomas *et al.*, 2014, Buljac *et al.*, 2016b]. La méthode a été appliquée à de multiples cas allant de la simple mesure 2D [Tomicevic *et al.*, 2016] au 3D volumique [Buljac *et al.*, 2016a].

Il existe d'autres approches globales pour les mesures 2D ou 3D surfacique faisant appel à un formalisme NURBS [Réthoré *et al.*, 2010, Beaubier *et al.*, 2014, Dufour *et al.*, 2015b, Kleinendorst *et al.*, 2016]. L'avantage de ces fonctions est que la description paramétrique de la surface nécessite un nombre de degrés de liberté beaucoup moins important que l'approche CIN-EF [Piegl et Tiller, 1997]. Dans le cadre de la thèse cette méthode a été appliquée pour la mesure par stéréocorrélation d'images numériques [Dufour *et al.*, 2015b] en utilisant les codes développés dans la thèse de Dufour [Dufour *et al.*, 2015a, Dufour *et al.*, 2016]. Cette approche a prouvé sa force sur différents cas pratiques [Dufour, 2015]. Le cas présenté durant la thèse de [Beaubier, 2014] où un toit de voiture est caractérisé durant la phase de soudage (en usine) a permis de montrer les capacités d'une telle technique. La difficulté pour les mesures par stéréovision est la phase d'étalonnage des caméras. L'objet utilisé pour l'appariement des caméras, généralement une mire de dimension connue, doit alors faire la taille de l'objet sur lequel les mesures sont réalisées. La difficulté avec certains cas industriels comme celui rencontré par [Beaubier *et al.*, 2014] est de trouver un outil adapté à ce genre d'exercice. La stratégie alors proposée [Beaubier *et al.*, 2014] consiste à réaliser la correspondance des caméras à l'aide de la géométrie définie par le modèle de conception assistée par ordinateur (CAO). Ainsi le patch extrait du modèle définissait la surface NURBS de l'échantillon à caractériser et a servi pour l'étalonnage des caméras. Le formalisme NURBS permet alors d'introduire des formes variées pour la mesure de champ par stéréovision.

Les fonctions NURBS régularisent fortement les champs de déplacement recherchés et s'ils ne varient pas lentement dans l'espace ces fonctions seules peuvent limiter l'estimation des champs. Les auteurs [Kleinendorst *et al.*, 2016] ont montré qu'il est possible de prendre en compte la présence de localisation avec une approche NURBS.

Il existe des méthodes encore plus restrictives dans le sens où les degrés de liberté sont réduits à de "simples" paramètres qui sont liés à des champs décrivant la cinématique attendue [Hild et Roux, 2006]. Cette méthode est souvent référencée comme la CIN-Intégrée car les champs de déplacement attendus sont introduits en dur dans le formalisme et seuls les paramètres sont recherchés [Roux et Hild, 2006, Mathieu *et al.*, 2012, Mathieu *et al.*, 2015]. Cette technique a été appliquée dans divers cas expérimentaux, comme le suivi de propagation de fissure [Mathieu *et al.*, 2012] ou encore l'estimation du comportement d'une membrane [Neggiers *et al.*, 2014]. Il est alors possible soit d'utiliser les solutions analytiques préalablement déterminées ou encore d'utiliser les champs is-

sus des simulations numériques [Leclerc *et al.*, 2009, Mathieu *et al.*, 2015, Bertin *et al.*, 2016, Ruybalid *et al.*, 2016]. Dans le cadre de la thèse l'usage d'une formulation intégrée sera utilisée pour l'estimation des distorsions optiques des caméras [Dufour *et al.*, 2014] et la correction de niveaux de gris pour des cas particuliers [Charbal *et al.*, 2016a].

L'une des hypothèses principales de la CIN est la conservation de niveaux de gris entre les images comparées. Dans la plupart des cas expérimentaux cette hypothèse est respectée. Généralement les caméras et l'éclairage sont stables et permettent une acquisition, au niveau de bruit près, assez stable en distribution en niveaux de gris (NdG) d'une image à l'autre. Cependant l'usage de la CIN pour diverses applications peut parfois amener cette hypothèse à ses limites. En effet il existe des cas expérimentaux où cette hypothèse, restrictive, n'est plus valable et l'un des cas rencontré sera discuté dans ce même chapitre.

Il existe un besoin dans certains domaines de la mécanique de pouvoir coupler les mesures de champ de température aux champs cinématiques [Chrysochoos et Martin, 1989]. Cela conduit les expérimentateurs à utiliser deux types de caméras [Wattrisse *et al.*, 2001, Chrysochoos *et al.*, 2008, Bodelot *et al.*, 2009, Bodelot *et al.*, 2011, Esnoul *et al.*, 2013, Utz *et al.*, 2014]. Les hétérogénéités en température et déformations ont pu être mises en évidence sur des tests uniaxiaux [Wattrisse *et al.*, 2001]. Les localisations de déformations ont pu être corrélées aux champs de température qui résultaient [Wattrisse *et al.*, 2001]. Les difficultés sont alors de pouvoir mettre les deux observateurs à des distances et angles de vue permettant d'acquérir des images sur une même région d'intérêt.

Des stratégies ont alors été proposées comme celle qui consiste à mettre les caméras de part et d'autre de l'échantillon [Chrysochoos, 2012]. Cette méthode est adaptée pour les cas où les échantillons sont assez fins pour négliger les hétérogénéités à travers l'épaisseur. Avec cette configuration il est possible d'appliquer des revêtements optimaux pour chacun des moyens de mesure. La face observée par la caméra IR peut alors être revêtue d'une peinture émissive sans hétérogénéité alors que la face utilisée pour la CIN nécessite un mouchetis hétérogène. Une approche assez similaire a été suivie [Badulescu *et al.*, 2011] avec la méthode de "grille" 2D.

D'autres auteurs ont proposé d'utiliser un miroir dichroïque permettant alors de positionner une caméra en face et la seconde à 90° pour ainsi mesurer des champs thermomécaniques simultanément sur la même surface [Bodelot *et al.*, 2009, Seghir *et al.*, 2010, Bodelot *et al.*, 2011]. Un étalonnage préalable permet alors de trouver les matrices de passage [Bodelot *et al.*, 2011] permettant de projeter les champs de température et les champs de déplacement ou déformation sur un espace paramétrique commun [Seghir *et al.*, 2012].

Une stratégie plus économe en moyens de mesure consiste à utiliser la seule caméra IR et de mesurer simultanément les champs de déplacement et de température [Maynadier *et al.*, 2012]. Cette stratégie, nécessite alors de prendre en compte dans le formalisme de CIN globale proposé par [Maynadier *et al.*, 2012], les inconnues qui peuvent perturber la conservation de niveaux de gris généralement présumée. Cette technique est appelée IRIC ("InfraRed Image Correlation") et a été proposée pour étudier le comportement thermomécanique d'alliages métalliques générant des dissipations de chaleur lors d'une sollicitation mécanique [Maynadier, 2012]. La philosophie de l'algorithme proposé par

[Maynadier *et al.*, 2012] sera poursuivie ici dans l'idée de pouvoir exploiter la caméra IR pour les mesures de champs thermomécaniques 2D. Une formulation qui prendra en compte des variations des champs de brillance, contraste et potentiellement de flou [Charbal *et al.*, 2016a] sera proposée. L'intégration de ce formalisme dans le code proposé par [Tomicevic *et al.*, 2013] permettra la régularisation des champs mécaniques. Un filtre "thermique" sera aussi introduit pour pénaliser les champs de corrections de niveaux de gris [Charbal *et al.*, 2016c].

1.1 De l'analyse d'images ...

Cette partie a pour origine l'estimation des distorsions optiques de la caméra IR à l'aide de la méthode proposée par [Dufour *et al.*, 2014]. Les auteurs proposent alors d'utiliser une mire d'étalonnage 2D avec un mouchetis "aléatoire" dont la position et taille des taches sont connues. Une mire numérique, libre de toutes imperfections, peut alors être générée et considérée comme étant l'image "parfaite" de référence.

L'image acquise par la caméra comporte certaines aberrations (distorsions) et est loin d'être binaire (histogramme de niveaux gris plus distribué en nuances). Ceci est notamment dû à des variations spatiales de contraste, brillance et flou (figure 2.1).

Une analyse d'images¹ est proposée pour montrer qu'il existe une relation générale entre l'image dite parfaite (numérique) et l'image expérimentale en tenant compte des variations de contraste, brillance et flou. Celle-ci sera ensuite implémentée dans diverses approches CIN (intégrée ou EF).

L'étude se fera sur deux parties distinctes de l'image. En premier lieu une analyse de la partie centrale sera réalisée. En second lieu l'analyse des bords sera proposée. La première zone, étant moins affectée par les distorsions optiques ainsi que par le flou, facilitera l'établissement d'une première relation entre images "parfaite" et expérimentale. Une validation sur la deuxième partie sera montrée.

L'image binaire est codée en 8-bits. L'histogramme de la photographie IR montre clairement que la distribution est bien plus étalée. Il est donc possible, en se basant sur l'information fournie par l'histogramme, de considérer de manière globale les variations de niveaux de gris en réajustant les extrema de l'image de référence. La différence entre ces deux images est montrée sur la figure 2.2 (on parlera aussi de carte des résidus). Cette même figure montre un clair gain en termes de réduction de l'écart entre les deux images comparées. La carte des résidus met en valeur plusieurs effets qui ne sont pas bien captés par cette première correction. Le premier point est que les niveaux d'erreur varient dans l'espace. Ceci vient du fait que le niveau de contraste et brillance varient dans la ROI et une simple remise à niveau avec une fonction constante ne suffit pas. Cet aspect sera mieux pris en compte lorsqu'il s'agira d'implémenter une formulation générale au sein de l'algorithme de CIN. Le second fait est la présence de bruit sur l'image expérimentale. Dans cette étude on omettra l'effet du bruit pour simplifier le problème. Le dernier aspect qui ressort de ces résidus (voir figure 2.2b) est la présence d'anneaux dans les zones où les

1. Cette analyse est une retranscription de celle proposée par Stéphane Roux à travers des discussions internes.

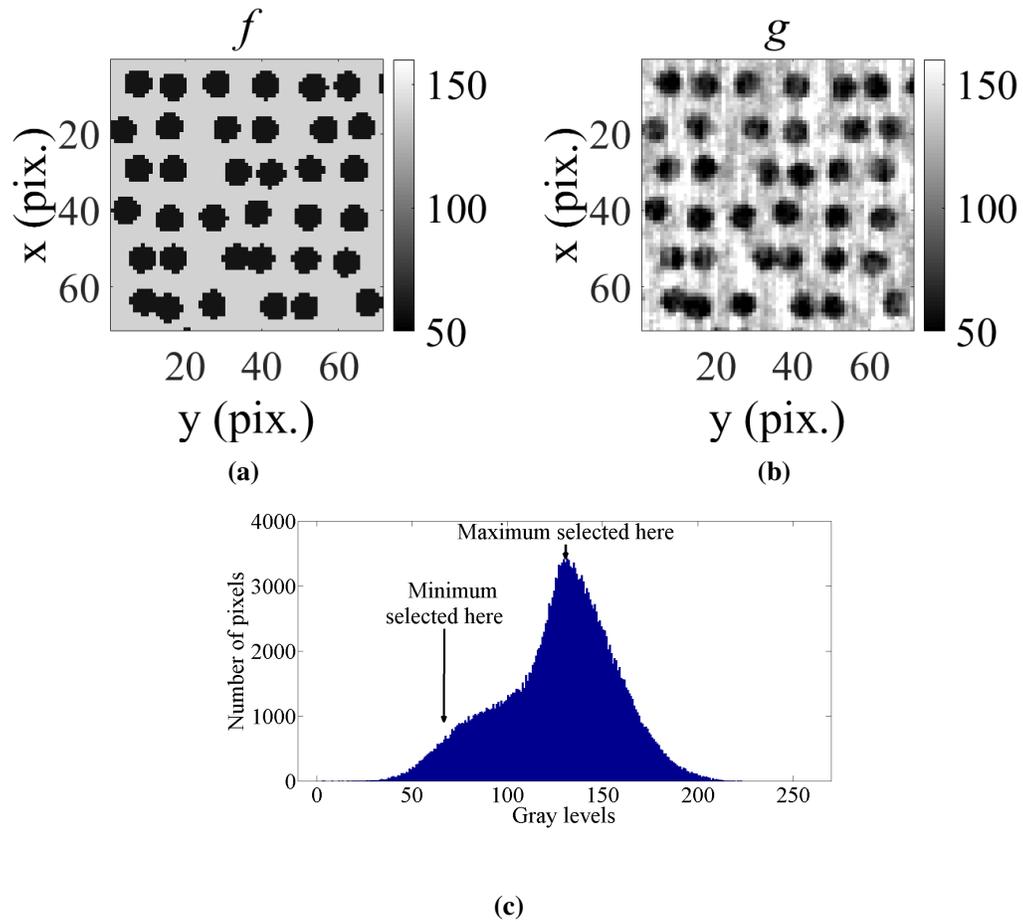


FIGURE 2.1: Centre (a) de l'image numérique et (b) de l'image acquise (avec la caméra IR). L'histogramme de l'image expérimentale est représenté en (c).

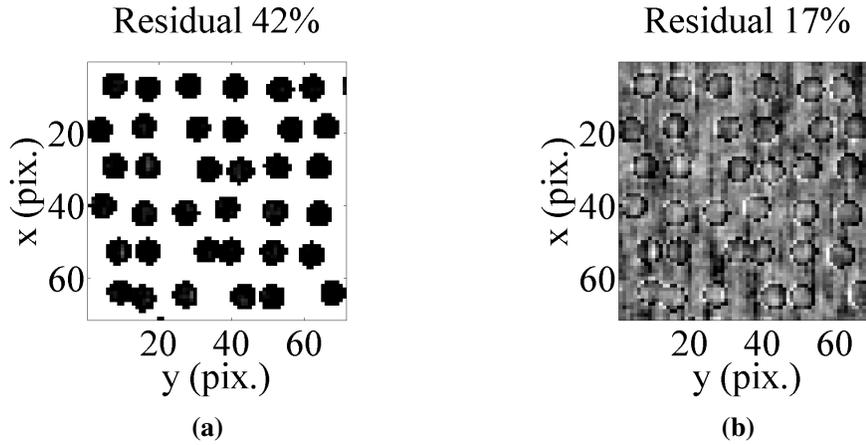


FIGURE 2.2: Résidus avant (a) et après (b) réajustement des valeurs extrêmes de niveaux de gris de l'image binaire.

points constituant le mouchetis existent. Ceci est un effet du flou présent sur l'image IR. Au centre de la photographie, le flou est peu prononcé par rapport aux bords de l'image mais son effet reste remarquable.

En analyse d'image la liaison entre une image parfaite et imparfaite se fait par le produit de convolution avec une fonction dite de transfert G

$$g(x,y) = (G * f)(x,y) \quad (2.3)$$

Une idée de l'allure de cette fonction de transfert peut être obtenue en passant dans l'espace de Fourier. En effet le produit de convolution devient une simple multiplication

$$\mathcal{F}(g(x,y)) = \mathcal{F}((G * f)(x,y)) = \mathcal{F}(G) \mathcal{F}(f)(\tilde{x},\tilde{y}) \quad (2.4)$$

Le rapport des transformées de Fourier peut être ramené dans l'espace réel à l'aide de la transformée de Fourier inverse pour obtenir G

$$G(x,y) = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{\mathcal{F}(g)}{\mathcal{F}(f)} \right) (x,y) \quad (2.5)$$

La figure 2.3 montre la fonction de transfert, pour le centre de l'image, dans les espaces fréquentiel et spatial. Dans ce cas la fonction de transfert G ressemble de près à un noyau gaussien. Une description isotrope du flou est alors considérée. Il est aussi possible d'utiliser, pour mieux décrire le flou qui peut varier d'une image à l'autre, une suite de gaussiennes de largeurs différentes. La fonction suivante est alors introduite

$$G_i(x,y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_i^2}} \quad (2.6)$$

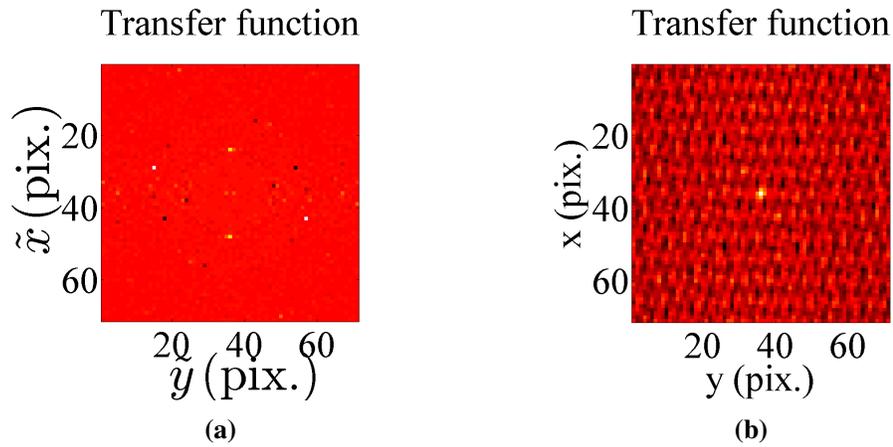


FIGURE 2.3: Fonction de transfert dans l'espace (a) de Fourier et (b) réel.

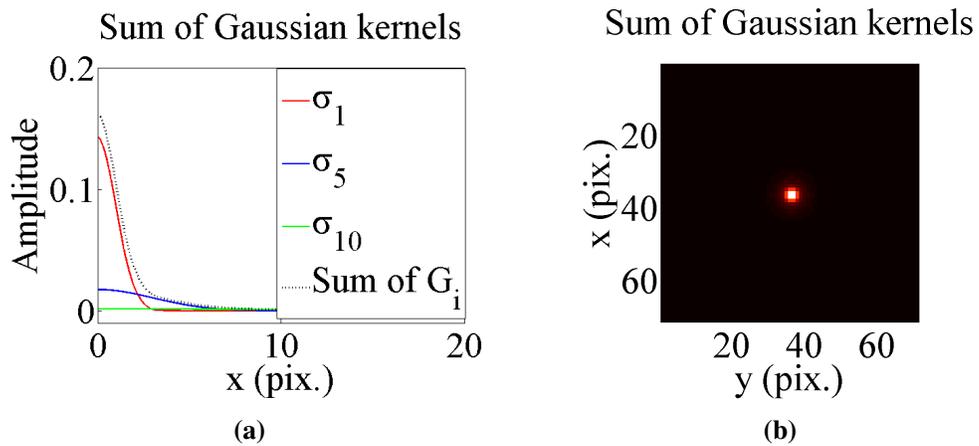


FIGURE 2.4: Différentes (a) distributions gaussiennes ainsi (b) que leur somme dans l'espace 2D

avec $\sigma_i = i$ et $i = 1, \dots, N$ la largeur en pixel et N le nombre de gaussiennes sélectionnées. Différentes suites de gaussiennes peuvent être choisies (voir figure 2.4). Il est nécessaire d'introduire dans la série la fonction G_0 qui consiste à la limite de la gaussienne lorsque σ tend vers 0. Ceci revient à une distribution de type Dirac, qui induit $G_0 * f = f$.

L'effet d'une telle considération est illustré à travers les résidus qui sont de plus en plus homogènes (voir figure 2.5). On peut voir que les anneaux (figure 2.2) disparaissent quasiment (figure 2.5) dès lors que quelques noyaux (3) gaussiens sont utilisés. En termes de résidus nominaux la décroissance suit respectivement l'ordre 48, 11, et 10 % pour la différence brute, avec correction globale de l'histogramme seulement ou avec flou. En consi-

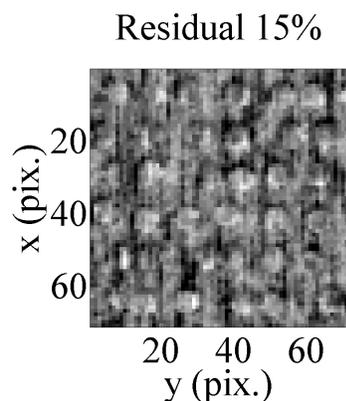


FIGURE 2.5: Résidus après considération du flou.

dérant maintenant une dernière correction affine des niveaux de gris entre l'image floutée et l'image expérimentale les résidus sont réduits à 14 % de la dynamique de l'image (voir la figure 2.6). Il est possible de suivre le même raisonnement pour les bords de l'image,

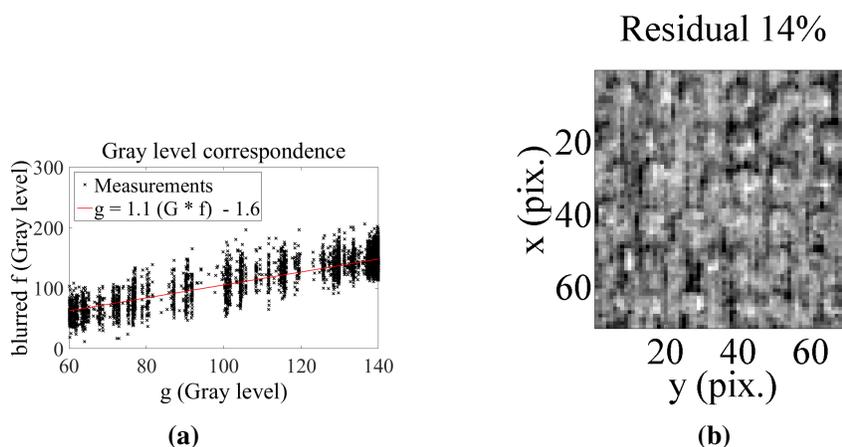


FIGURE 2.6: (a) Relation entre niveaux de gris des images expérimentale et de référence floutée au centre de l'image et (b) les résidus finaux après ce dernier réajustement.

où le flou est plus prononcé (voir figure 2.7). La texture est aussi en partie gommée, dans

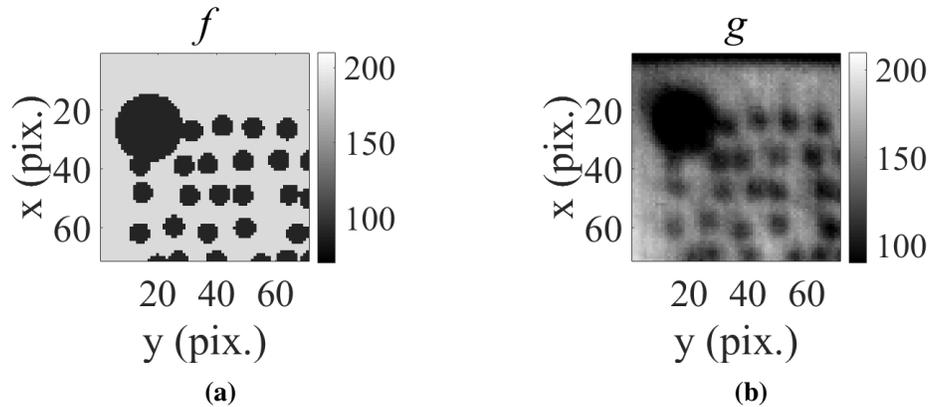


FIGURE 2.7: Bord (a) de l'image numérique et (b) de l'image acquise (avec la caméra IR)

ce cas la pré-correction de l'histogramme de l'image de référence n'est pas réalisée. Ceci se répercute sur les valeurs des coefficients décrivant la relation linéaire entre l'image de référence floutée et l'image expérimentale. L'image binaire a été floutée avec une suite de gaussiennes de largeur 1, 5 et 20 pixels suivie d'un réajustement linéaire des niveaux de gris. De cette analyse il en résulte qu'il est possible d'établir une relation entre l'image

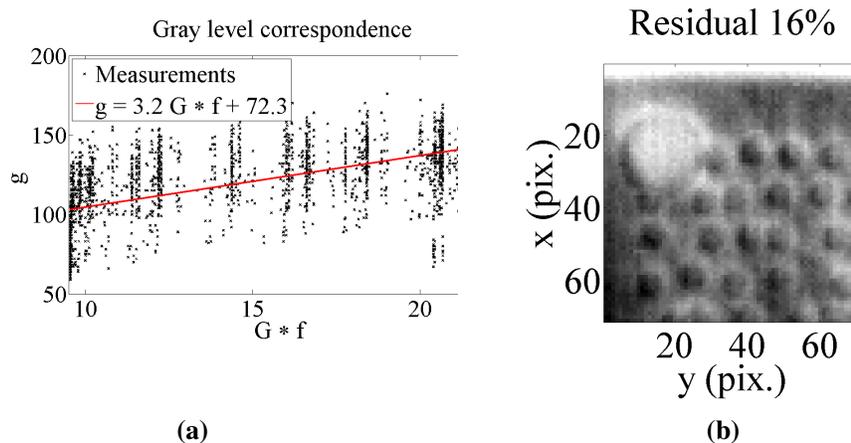


FIGURE 2.8: (a) Relation entre niveaux de gris des images expérimentale et de référence floutée au bord de l'image et (b) les résidus finaux après ce dernier réajustement.

expérimentale et l'image "parfaite" binaire comme suit

$$g = a + b_i (G_i * f) \quad (2.7)$$

Si seulement a et b_0 sont considérés alors on retrouve le cas classique de réajustement de niveaux de gris qui est implicitement utilisé dans la formulation du critère ZNSSD ("Zero-mean Normalized Sum of Squared Differences") communément appliqué dans les approches dite locales de CIN [Sutton, 2013]. L'usage d'indices différents de 0 peut être vue comme une extension pour une version plus générale. De plus l'expression proposée dans l'équation (2.7) est une formulation déterministe consistant en une combinaison linéaire de fonctions $G_i * f$ connues qui peuvent être pré-calculées en amont. Lorsque l'image entière est considérée, des corrections avec de simples fonctions constantes ne suffisent plus. Il a déjà été illustré que les niveaux de contraste et brillance pouvaient varier dans l'espace. De même les poids b_i affectés à chaque noyau gaussien peuvent varier d'une zone (e.g. centrale) à l'autre (e.g. bords). En effet un noyau de largeur N peut être bien approprié pour les bords et moins bien pour le centre. La généralisation de l'équation (2.7) peut s'écrire

$$g(\mathbf{x}) = a(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i(\mathbf{x}) (G_i * f)(\mathbf{x}) \quad (2.8)$$

en considérant

$$a(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^M a_j \phi_j(\mathbf{x}) \quad (2.9)$$

et

$$b_i(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^M b_{ij} \phi_j(\mathbf{x}) \quad (2.10)$$

Il est nécessaire de faire remarquer que si aucune restriction n'est appliquée aux champs a et b_i ceux-ci peuvent induire des erreurs dans la détermination de champs de déplacement lorsqu'il s'agira d'implémenter cette relation dans une formulation CIN. Dans le cas présenté dans cette partie (pour l'estimation des distorsions) a et b_i varient lentement dans l'espace. L'usage de fonctions polynomiales peut être envisagé et sera discuté dans la partie 1.2.1.

Dans le cas où les variations sont plus complexes ou si on ne connaît pas a priori les fonctions décrivant les futures variations de niveaux de gris [Maynadier *et al.*, 2012, Charbal *et al.*, 2016c] il est possible d'utiliser une décomposition de type éléments finis pour décrire les variations de contraste, brillance et les poids conférés aux noyaux gaussiens.

1.2 ... à la formulation dite intégrée ...

L'estimation des distorsions optiques des caméras est réalisée en comparant une image prise de la mire d'étalonnage 2D et l'image de référence (numérique) à travers le code de CIN-Intégrée proposé par [Dufour *et al.*, 2014]. La formulation générale de la fonctionnelle à minimiser sera revisitée et tiendra compte des variations de brillance, contraste et flou. La relation proposée dans l'équation (2.8) sera alors utilisée.

Dans un second temps une approche intégrée sera aussi exploitée pour considérer des variations de niveaux de gris (sur les images IR) causées par des élévations de température qui ont lieu lors des chocs laser. Les images IR pendant la phase de tir pourront alors

être utilisées pour déterminer les champs cinématiques et faire de l'IRIC. Deux méthodes seront proposées, la première consistera à insérer des formes particulières dans la base de champ de sensibilité du formalisme de CIN-Intégrée qui permettent de décrire la distribution de température sur les images IR et corriger le niveau de brillance et de contraste. La seconde méthode utilisera les champs de température obtenus à travers les prévisions numériques. Une stratégie sera alors proposée pour optimiser les corrections en ne se basant que sur certains modes spatiaux particuliers.

1.2.1 Application pour l'estimation des distorsions optiques

L'étalonnage de systèmes optiques passe par l'estimation des distorsions induites par les lentilles de la caméra. Plusieurs méthodes permettent d'estimer les champs de distorsion [Tsai, 1987, Aleman-Flores *et al.*, 2014, Dufour *et al.*, 2014, Guery *et al.*, 2014] en se basant sur les modèles proposés par [Brown, 1971]. La méthode utilisée est celle proposée par [Dufour *et al.*, 2014] qui consiste à estimer les champs de distorsions optiques par CIN-Intégrée. Ici l'implémentation des considérations des variations de niveaux de gris et flous sera ajoutée. Différents choix ont été testés à travers des cas tests numériques qui sont traités dans la référence [Charbal *et al.*, 2016a]. L'importance ou pas de l'apport de certaines corrections pour l'estimation des paramètres de distorsions est discutée dans ce même article.

1.2.1.1 Algorithme de CIN-Intégrée

L'algorithme tenant compte des variations de niveaux de gris est présenté. Le but étant de minimiser une distance en niveaux de gris, une norme 2, entre les images de référence et déformée s'écrit

$$\eta = \sum_{ROI} \left(a(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i(\mathbf{x}) (G_i * f)(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})) \right)^2 \quad (2.11)$$

les inconnues (a , b_i) varient spatialement et sont réduites à une sélection de M fonctions ϕ_j (voir tableau 2.2). En d'autres termes, l'espace dans lequel la recherche est réalisée est réduit à un sous-espace de fonctions prédéfinies. Il en est de même pour la cinématique dont les fonctions décrivent les principaux types de distorsions optiques et autres effets comme les mouvements de corps rigides ou dilatations qui pourraient être causés par une génération de mire théorique avec des positions et dimensions différentes (voir tableau 2.1). Les champs de déplacement sont alors exprimés comme une combinaison linéaire de P champs choisis

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^P u_k \Psi_k(\mathbf{x}) \quad (2.12)$$

La solution du problème à minimiser s'obtient en appliquant une méthode itérative de type Newton-Raphson qui s'appuie au préalable sur quelques linéarisations et corrections. Pour chacune des itérations n de la procédure de Newton-Raphson, un problème linéaire

est résolu. Ce dernier est constitué de $(N + 2)M + P$ équations où M est le nombre de fonctions polynomiales ϕ_j utilisées pour les corrections des niveaux de gris et $(N + 1)$ le nombre de noyau(x) gaussien(s) (le +1 vient de la considération du cas $i = 0$ correspondant à la convolution avec un Dirac), et les P champs de distorsion considérés Ψ_k . Le système linéaire qui est recalculé à chaque itération n s'écrit

$$[\mathbf{M}^n] \{\delta \mathbf{u}\} = \{\delta \mathbf{b}^n\} \quad (2.13)$$

avec

$$\left[\sum_{ROI} \{\mathbf{m}(\mathbf{x})\}^t \{\mathbf{m}(\mathbf{x})\} \right] \{\delta \mathbf{u}\} = \left\{ \sum_{ROI} \{\mathbf{m}(\mathbf{x})\}^t (f^n - g^n)(\mathbf{x}) \right\} \quad (2.14)$$

où toutes les corrections apportées (de façon itérative) aux inconnues sont rassemblées dans le même vecteur $\{\delta \mathbf{u}\}$

$$\{\delta \mathbf{u}\} = \{\delta a_j, \delta b_{ij}, \delta \mathbf{u}_k\}(\mathbf{x}) \quad (2.15)$$

et le vecteur $\{\mathbf{m}\}$ est défini par

$$\{\mathbf{m}(\mathbf{x})\} = \{\phi_j, \phi_j(G_i * f), \Psi_k \nabla g^n\}(\mathbf{x}) \quad (2.16)$$

où g^n est l'image déformée, corrigée par l'estimation du déplacement $\mathbf{u}^n(\mathbf{x})$ à l'itération n

$$g^n(\mathbf{x}) = g(\mathbf{x} + \mathbf{u}^n(\mathbf{x})) \quad (2.17)$$

De même l'image de référence est corrigée par les niveaux de contraste, brillance et flou estimés à chaque itération

$$f^n(\mathbf{x}) = a^n(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i^n(\mathbf{x}) G_i * f^0(\mathbf{x}) \quad (2.18)$$

L'algorithme itère jusqu'à atteindre une variation de l'incrément $\delta \mathbf{u}$ inférieure à 10^{-5} pixel.

Le tableau 2.1 liste les champs vectoriels (Ψ_k) utilisés pour décrire les déplacements induits par les distorsions. Ces champs sont les principaux modes des aberrations optiques provoquées par les lentilles [Brown, 1971] et ont été discutés plus en détail par [Dufour *et al.*, 2014]. Les champs de distorsion sont exprimés dans les coordonnées (x_r, y_r) qui ont pour origine l'axe optique alors que les champs additionnels (dilatations et translations) sont exprimés dans les coordonnées de l'image (x, y) [Dufour *et al.*, 2014]. Si on considère L comme étant une longueur caractéristique (largeur ou hauteur de l'image exprimée en pixel), les coordonnées sont alors "adimensionnées" et sont définies par $(X = x/L, Y = y/L)$ et $(X_r = x_r/L, Y_r = y_r/L)$, pour assurer un bon conditionnement du système linéaire à résoudre. Les champs de contraste, brillance et flou sont pris en compte par l'utilisation de polynômes allant jusqu'à l'ordre 2. Les validations numériques sont proposées dans [Charbal *et al.*, 2016a]. Une validation à travers le cas expérimental de la caméra IR est discutée dans la prochaine sous-partie.

Désignation	Champs vectoriels
Translation selon l'axe X	$\psi_{1x} = 1$ et $\psi_{1y} = 0$
Translation selon l'axe Y	$\psi_{2x} = 0$ et $\psi_{2y} = 1$
Transformation linéaire selon l'axe X	$\psi_{3x} = X$ et $\psi_{3y} = 0$ $\psi_{4x} = 0$ et $\psi_{4y} = X$
Transformation linéaire selon l'axe Y	$\psi_{5x} = 0$ et $\psi_{5y} = Y$ $\psi_{6x} = Y$ et $\psi_{6y} = 0$
Dé-centrage selon l'axe X	$\psi_{7x} = (-3X_r^2 + Y_r^2)$ et $\psi_{7y} = 2X_r Y_r$
Dé-centrage selon l'axe Y	$\psi_{8x} = 2X_r Y_r$ et $\psi_{8y} = (-3X_r^2 + Y_r^2)$
Prismatique selon l'axe X	$\psi_{9x} = (X_r^2 + Y_r^2)$ et $\psi_{9y} = 0$
Prismatique selon l'axe Y	$\psi_{9x} = 0$ et $\psi_{9y} = (X_r^2 + Y_r^2)$
Distorsion radiale	$\psi_{11x} = X_r(X_r^2 + Y_r^2)$ et $\psi_{11y} = Y_r(X_r^2 + Y_r^2)$

TABLE 2.1: Base cinématique pour l'estimation des distorsions optiques [Dufour *et al.*, 2014].

Désignation	Champs scalaires
Constante (ou d'ordre 0)	$\phi_1 = 1$
Linéaire (ou d'ordre 1)	$\phi_2 = X$ et $\phi_3 = Y$
Bilinéaire	$\phi_4 = XY$
Parabolique (ou d'ordre 2)	$\phi_5 = X^2$ et $\phi_6 = Y^2$

TABLE 2.2: Champs pour la corrections de niveaux de gris et flou [Charbal *et al.*, 2016a].

1.2.1.2 Application à un cas expérimental : distorsions optique de la caméra IR

L'image prise, de la mire d'étalonnage, par la caméra IR est comparée à la référence binaire. Les corrections de niveaux de gris sont illustrées sur la figure 2.9, l'image de référence binaire (figure 2.9a), la même image après correction de niveaux de gris avec des fonctions d'ordre 2 (figure 2.9b) avec en plus des noyaux gaussiens (figure 2.9c). Ces images sont à comparer avec l'image expérimentale (figure 2.9d). Ces résultats sont

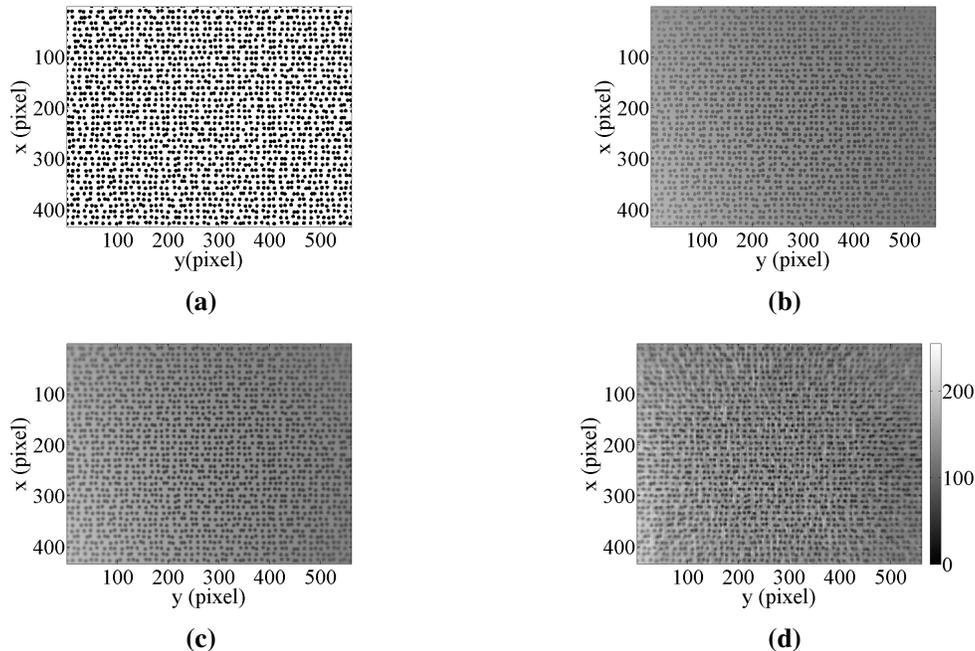


FIGURE 2.9: L'image référence (a) sans correction, (b) avec corrections de niveaux de gris utilisant des fonctions d'ordre 2 et (c) des noyaux gaussiens et enfin (d) l'image expérimentale.

appuyés par les histogrammes de chacune des images de la figure 2.9 présentés sur la figure 2.10. L'histogramme de l'image binaire (figure 2.10a) est très loin de celui de l'image expérimentale (figure 2.10d). Une nette amélioration est constatée (figure 2.10b) lorsque seulement des corrections de brillance et contraste sont apportées (avec des fonctions d'ordre 2). L'histogramme de l'image corrigée des niveaux de gris et du flou, fournit une distribution quasi identique à celle de l'image expérimentale (figure 2.10c et figure 2.10d). Lorsque les champs de déplacement sont recherchés par CIN, l'interprétation des cartes des résidus est nécessaire pour s'assurer que la cinématique est bien déterminée. Ceci devient encore plus critique lorsque des fonctions décrivant la forme des champs de déplacement recherchés sont utilisées car ces cartographies permettent de rendre compte d'éventuels manques dans la description du problème. Ici l'un des points manquants est la conservation des niveaux de gris, l'ajout de degrés de liberté supplémentaires pour tenir compte de ces effets sera justifié notamment au travers de ces mêmes

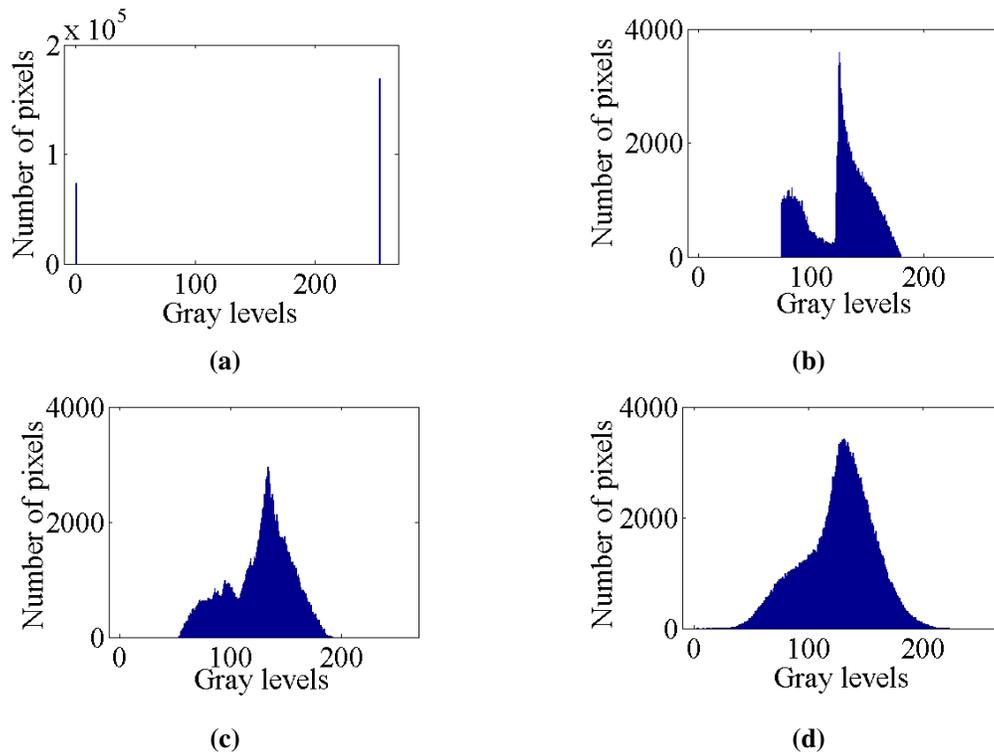


FIGURE 2.10: L’histogramme de l’image de référence (a) sans correction, (b) avec corrections de niveaux de gris utilisant des fonctions d’ordre 2 et (c) des noyaux gaussiens et enfin de l’image (d) expérimentale.

cartes de résidus. Les figures 2.11a et 2.11b correspondent aux résidus de CIN lorsque des fonctions constantes sans ou avec flou (2 noyaux gaussiens) sont considérées. L'ajout de noyaux gaussiens homogénéise la carte d'erreur (figure 2.11b). Lorsque le degré de la fonction des corrections de niveaux de gris est élevé à 2, la carte des résidus est plus homogène mais des traces d'anneaux subsistent (voir figure 2.11c). Ces traces disparaissent lorsque des noyaux gaussiens sont ajoutés (voir figure 2.11d). Une étude plus

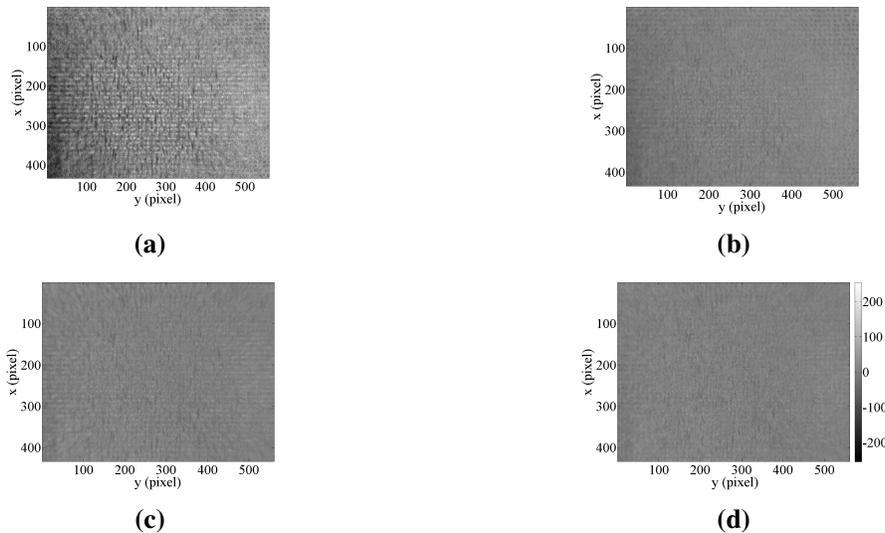


FIGURE 2.11: Résidus de corrélation pour l'estimation de distorsions optiques de la caméra IR avec des corrections de niveaux de gris avec (a) une fonction constante (b) avec deux noyaux gaussiens ou (c) des fonctions d'ordre 2 avec (d) deux noyaux gaussiens.

large a été menée en faisant varier les divers paramètres de corrections de niveaux de gris (figure 2.12). Le niveau de résidu global est alors utilisé pour pouvoir discuter de façon quantitative des résultats obtenus. La méthode sans correction de niveaux de gris converge avec un niveau moyen de résidu de 38 %. Une fois que les corrections de niveaux de gris sont appliquées, les résidus sont réduits et décroissent en augmentant l'ordre des fonctions polynomiales. Les résidus moyens atteignent 8% de la dynamique de l'image pour des champs constants et sont encore réduits à 7% avec l'ajout de noyaux gaussiens. Ces résultats sont très proches de ce qui a été obtenu lors de l'analyse d'image (cf. partie 1.1), ce qui est cohérent avec le type de corrections qui était alors apporté. Dès lors que des fonctions d'ordre 2 sont utilisées, le niveau est encore réduit à 6 % et lorsque plus de deux noyaux gaussiens sont ajoutés, le niveau décroît pour atteindre la valeur de 4 % de la dynamique de l'image. Ceci est en adéquation avec l'analyse qualitative apportée sur les histogrammes ou les cartes des résidus. Il faut toutefois remarquer que le niveau de résidu final (pour le meilleur jeu de paramètres pour la correction de niveaux de gris considérée ici) est supérieur au niveau de bruit du capteur (inférieur à 1 % de la dynamique de l'image). Ceci peut être expliqué par deux causes principales, soit les fonctions de forme ajoutées pour la correction de niveaux de gris ne sont pas suffisantes auquel cas

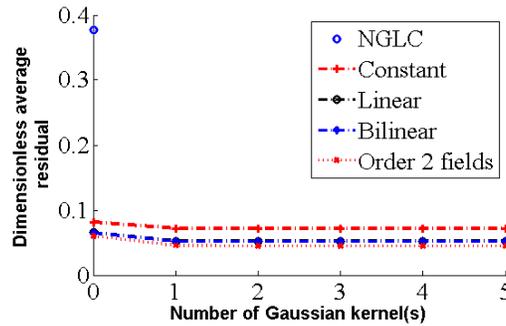


FIGURE 2.12: Résidus nominaux de CIN-Intégrée pour les différents types de corrections de niveaux de gris sur le cas de l'image de la caméra IR.

il faudrait enrichir la base de champ de niveaux de gris. La seconde possibilité est le fait que le modèle utilisé pour la description des distorsions optiques n'est qu'une approximation à l'ordre 1 des fonctions décrivant la physique des distorsions. Comme il a d'ailleurs déjà été discuté dans l'article de [Dufour *et al.*, 2014], une étude non-paramétrique avec l'usage de fonctions B-splines cubiques de différents ordres procure des niveaux de résidus inférieurs à la méthode CIN-Intégrée. La limitation de ce genre d'approche où la régularisation n'est apportée que par le nombre de degrés de libertés considéré et non pas par des connaissances a priori, est qu'il faille par la suite déconvoluer les champs globaux obtenus sur une base cinématique qui décrivent les différentes formes de distorsions. Une méthode a d'ailleurs été proposée [Guery *et al.*, 2014] pour pouvoir estimer les champs de distorsions d'images MEB. Les champs de distorsions sont alors estimés avec une méthode CIN-EF (générale) et une décomposition, a posteriori, sur une base cinématique qui décrit les champs de distorsions. Dans ce même article, une astuce expérimentale est aussi proposée pour se libérer d'erreurs induites par la gravure de la mire.

A travers ce cas expérimental il a été montré que la relaxation de l'hypothèse de conservation de niveaux de gris est bénéfique à la qualité des résultats de CIN. A travers les histogrammes ou les cartes des résidus l'amélioration croît avec le degré de fonction utilisé (polynôme d'ordre 2) et des noyaux gaussiens pour ce cas particulier. La carte des résidus donne une bonne indication de la qualité de la CIN à convergence et des niveaux d'erreur. De plus l'étude sur un cas numérique [Charbal *et al.*, 2016a] montre que la considération des écarts à l'hypothèse de la conservation des niveaux de gris a permis de mettre en évidence une amélioration sur l'estimation des paramètres de distorsions.

1.2.2 Application aux chocs lasers

Dans la partie précédente une méthode, qui se base sur une analyse d'images, a permis de tenir compte des variations lentes de niveaux de gris. Il existe des cas où les variations sont plus brutales et pour lesquels une suite de fonctions polynomiales ne suffit plus. Lors des sollicitations par laser, les élévations en température agissent de manière non négligeable sur la distribution de niveaux de gris des images acquises (voir figure 2.13).

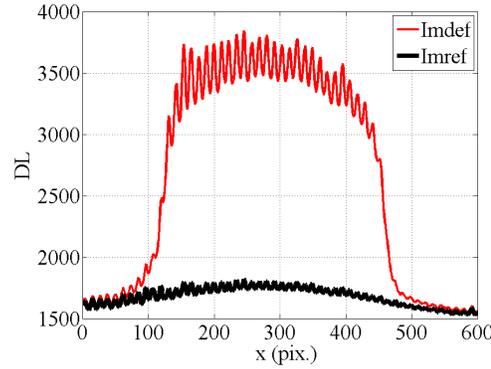


FIGURE 2.13: Effet du choc thermique sur la distribution de "Digital level" ou DL (ou encore niveaux de gris) sur les images IR.

Pour pouvoir utiliser la CIN-Intégrée il faut introduire des fonctions plus adaptées pour les corrections de brillance et contraste. Le flou est volontairement négligé. Les images, de référence et déformée, sont acquises par la caméra ce qui implique que l'évolution du flou, si elle existe, serait le résultat d'un mouvement hors plan qui induirait une défocalisation.

Pour pouvoir considérer correctement ces derniers effets un étalonnage serait alors nécessaire [Matthies *et al.*, 1989]. Les chocs laser qui sont étudiés ne devraient pas générer de mouvements hors-plan d'amplitudes suffisamment importantes pour créer du flou d'une image à l'autre. D'après les simulations pour un cas où le choc thermique est de 210°C le déplacement hors-plan est de 8 μm . En considérant une profondeur de champ de 100 μm pour la caméra IR avec l'objectif G1 le flou dû à un mouvement hors-plan ne devrait pas être capté.

Un formalisme de CIN-Intégrée peut être considéré pour corriger les variations de brillance et contraste avec des fonctions super-gaussiennes G_p

$$\eta_{SP} = \sum_{ROI} (a(\mathbf{x}) + f(\mathbf{x})(1 + b(\mathbf{x})) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})))^2 \quad (2.19)$$

avec

$$a(\mathbf{x}) = \sum_{p=0}^N a_p G_p(\mathbf{x}) \quad (2.20)$$

et

$$b(\mathbf{x}) = \sum_{p=0}^N b_p G_p(\mathbf{x}) \quad (2.21)$$

Les super-gaussiennes sont décrites par

$$G_p(\mathbf{x}) = \frac{p4^{\frac{1}{p}}}{2\pi\Gamma(\frac{2}{p})} \exp(-2r(\mathbf{x})^p) \quad (2.22)$$

avec r la distance réduite

$$r^2(\mathbf{x}) = \left(\frac{x}{R_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{R_y}\right)^2 \quad (2.23)$$

où R_x et R_y sont les rayons du faisceau selon les directions x et y . p est la puissance de la super-gaussienne [Shealy et Hoffnagle, 2006] qui lui confère sa forme finale comme illustré sur la figure 1.23. Ici seuls les poids b_p et le champ de brillance a sont estimés.

Le fait d'insérer une suite de fonctions super-gaussiennes permet de décrire les évolutions de niveaux de gris même lors de la phase de refroidissement. Ces variations de niveaux de gris causées par la température qui décroît par conduction, peuvent être décrites par des fonctions super-gaussiennes aux bords moins raides soit des puissances p plus petites. La figure 2.14 montre les résultats obtenus lorsque la correction est apportée à l'image de référence. Les résidus sont raisonnables et de l'ordre de 4% de la dynamique de l'image (à comparer avec 80% au départ). La carte des résidus met en valeur des ré-

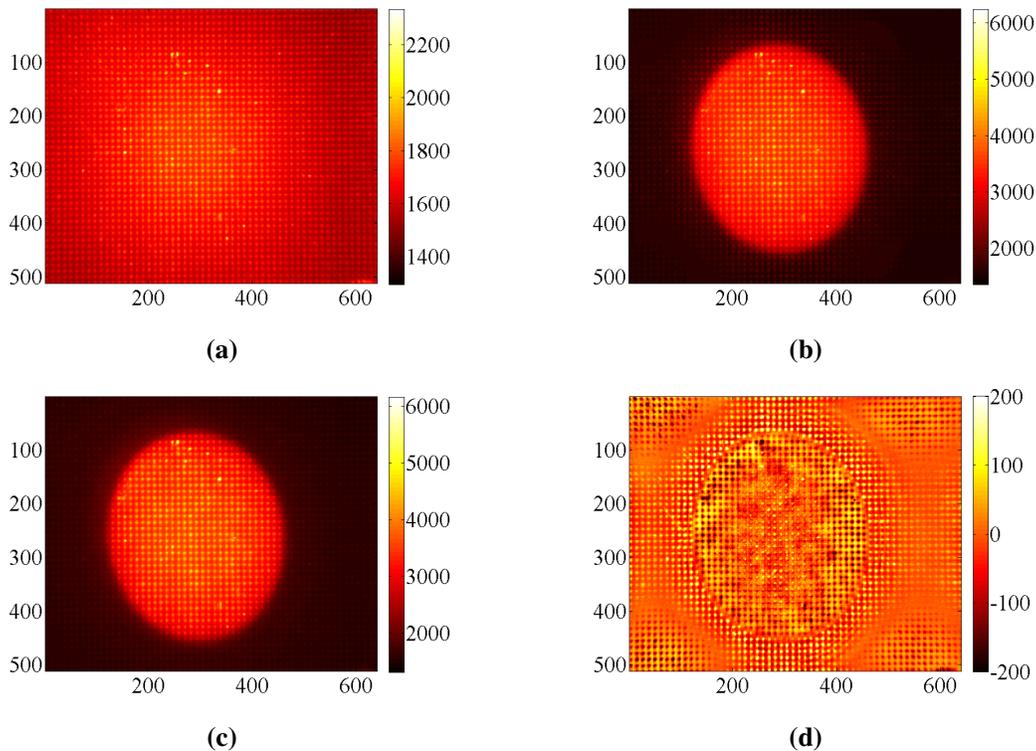


FIGURE 2.14: Images (a) référence et (b) déformée initiales. L'image (c) référence corrigée des niveaux de gris à convergence et les résidus (d) qui en résultent. L'espace image est exprimée en pixel et la barre d'échelle en niveaux digitaux (ou niveaux de gris).

gions où les niveaux d'erreur sont plus élevés. Ces écarts sont principalement le résultat d'une mauvaise appréciation des champs de brillance et contraste sur certaines parties de

l'image. Les zones de forts gradients de température se distinguent bien, il est possible de remarquer le pourtour du faisceau.

La méthode est restrictive dans le sens où une forme et une paramétrisation du faisceau sont imposées. En effet les rayons du faisceau et la suite pré-définie de super-gaussiennes sont à définir au préalable. L'un des avantages de cette approche est qu'elle peut être découplée des mesures de champs de déplacement. Il est alors possible de réaliser en premier lieu la correction des images affectées par les fortes variations de niveaux de gris et puis dans un second temps exploiter ces images corrigées dans les algorithmes de CIN.

Une approche plus optimisée peut aussi être envisagée. Celle-ci consiste à déterminer pour chaque image les rayons et la puissance p du faisceau. Les paramètres obtenus, n'auront alors rien de "physique" dans la mesure où aucune interprétation directe ne sera possible. Toutefois ces fonctions sont capables de décrire la distribution des niveaux de gris qui perturbe l'image déformée

$$\eta_{SP} = \sum_{ROI} (f(\mathbf{x}) - G(r_x, r_y, p) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})))^2 \quad (2.24)$$

L'usage d'un algorithme de Levenberg-Marquadt permet l'optimisation des paramètres (cette méthode est celle proposée dans la partie 2.2.2 du chapitre 1 qui permet la détermination du centre du faisceau pour la création de fichiers exploitables pour l'identification des conditions aux limites dans les simulations thermiques). Une idée de la qualité des corrections est apportée par la carte des résidus qui est illustrée sur la figure 1.24c.

Les déplacements mesurés, en appliquant l'une des deux méthodes de correction des niveaux de gris présentées dans cette même sous-partie, sont assez proches et une représentation de ces champs est proposée sur la figure 2.15. Ces champs peuvent alors être

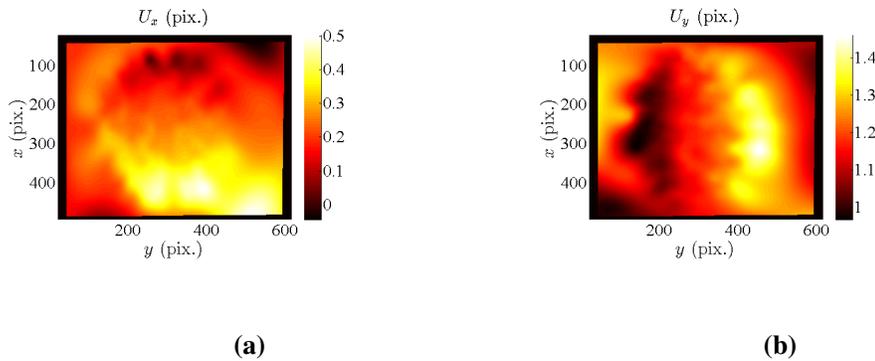


FIGURE 2.15: Champs de déplacement (exprimé en pixel) (a) U_x et (b) U_y obtenus après calcul CIN considérant les images déformée et référence corrigée.

comparés (qualitativement) avec ceux proposés sur la figure 1.30 (simulations). Une première façon de considérer les variations de niveaux de gris, induites par les chocs laser, a été introduite et a montré des résultats prometteurs.

Une second méthode est présentée dans la prochaine sous-section qui exploite les champs de température simulés pour corriger les images IR.

1.2.3 Usage des champs de température simulés pour la correction de niveaux de gris

Les champs de température EF peuvent être exploités pour traiter les images IR affectées par la présence du faisceau. Seuls quelques modes suffisent pour pouvoir corriger l'ensemble des images constituant le film IR. Ceci permet de réduire d'une part la quantité de données à manipuler mais aussi de corriger certains écarts qui pourraient venir d'une identification qui n'est pas parfaite sur tous les incréments de temps considérés dans les simulations.

Les champs de température issus de la simulation $T^{EF}(x, y, z, t)$ sur lesquels une décomposition en modes spatiaux et temporels est réalisée à l'aide de la transformée de Karhunen-Loève² sont exploités pour corriger les niveaux de brillance sur les images subissant l'effet du faisceau laser

$$T^{EF}(x, y, z = 0, t) = \sum_{k=1}^M \kappa_k(x, y) \cdot q_k(t) \quad (2.25)$$

Seuls les premiers modes obtenus à l'aide de la décomposition de Karhunen-Loève sont exploités pour corriger les images IR. Le choix d'une telle décomposition vient du fait que les seuls champs de température obtenus à chaque pas de temps t ne permettent pas de corriger l'ensemble du film. Les instants simulés sont, d'une part optimisés pour des raisons de gains de temps et d'espace de sauvegarde, et d'autre part ces mêmes instants ne correspondent pas nécessairement aux pas de temps obtenus expérimentalement. L'usage d'une telle décomposition permet de réaliser des combinaisons de modes spatiaux adaptées à chaque image IR. Le choix du nombre de modes se base sur le résidu obtenu (voir figure 2.16) en calculant l'écart entre un champ simulé à un instant t et ce même champ reconstruit à l'aide des N_{mode} considérés. D'après les tendances proposées pour différents instants simulés sur la figure 2.16 il est possible de remarquer que seuls 3 modes suffisent pour bien décrire la distribution spatiale des champs de température simulés. Les trois modes spatiaux principaux sont illustrés sur figure 2.17.

Le poids de chacun des modes est identifié pour une image à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquadt. Les images sont traitées, une à une, en amont et sont ensuite exploitées pour la CIN. Ces champs pourraient aussi être introduits dans la base cinématique du code de CIN-EF dans lequel les seuls poids seraient identifiés

$$\eta_{KLT} = \sum_{ROI} \left(f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})) - \sum_{i=1}^{N_{mode}} (b_i \cdot \kappa_i(\mathbf{x})) \right)^2 \quad (2.26)$$

Les résultats obtenus, en résidus et champs de déplacement, sont présentés sur la figure 2.18. Pour la première image les champs de déplacement sont nuls et aucune correction de ni-

2. La décomposition du Karhunen-Loève a été codée par Stéphane Roux

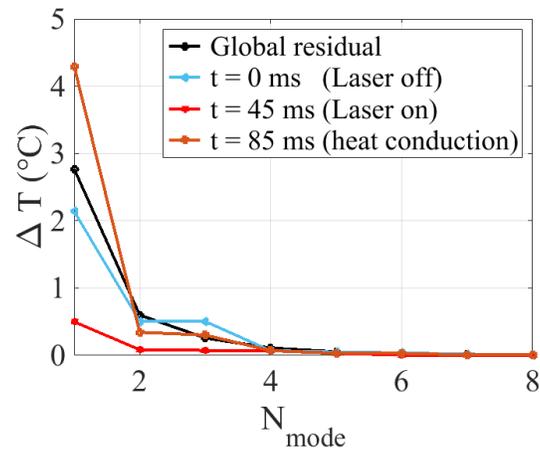


FIGURE 2.16: Évolutions des résidus entre le champs à un instant considéré et la recombinaison de ce même champ avec N modes issus de la décomposition de Karhunen-Loève.

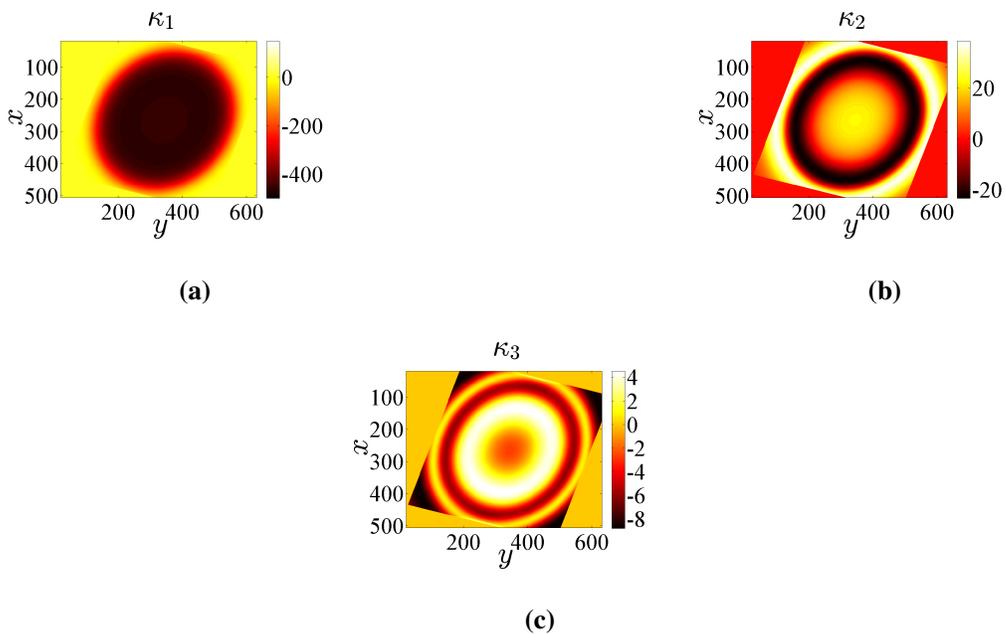


FIGURE 2.17: Les trois (a-c) modes spatiaux considérés dans la correction de brillance. L'espace image est exprimée en pixel et les barres d'échelle en température.

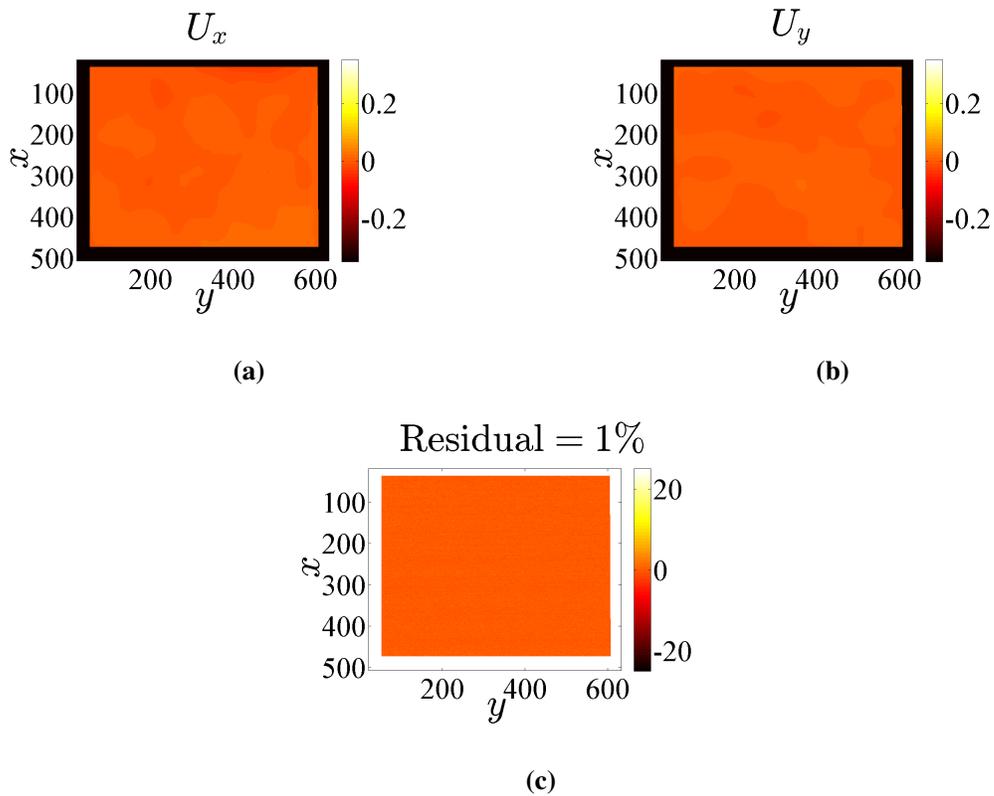


FIGURE 2.18: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au début du tir.

veaux de gris n'est détectée. Ce premier test permet de s'assurer que le code n'identifie pas de façon aléatoire les poids. Dans le cas où l'effet du faisceau est présent, le champ de brillance à corriger est bien détecté comme peut l'attester la figure 2.19. Les champs

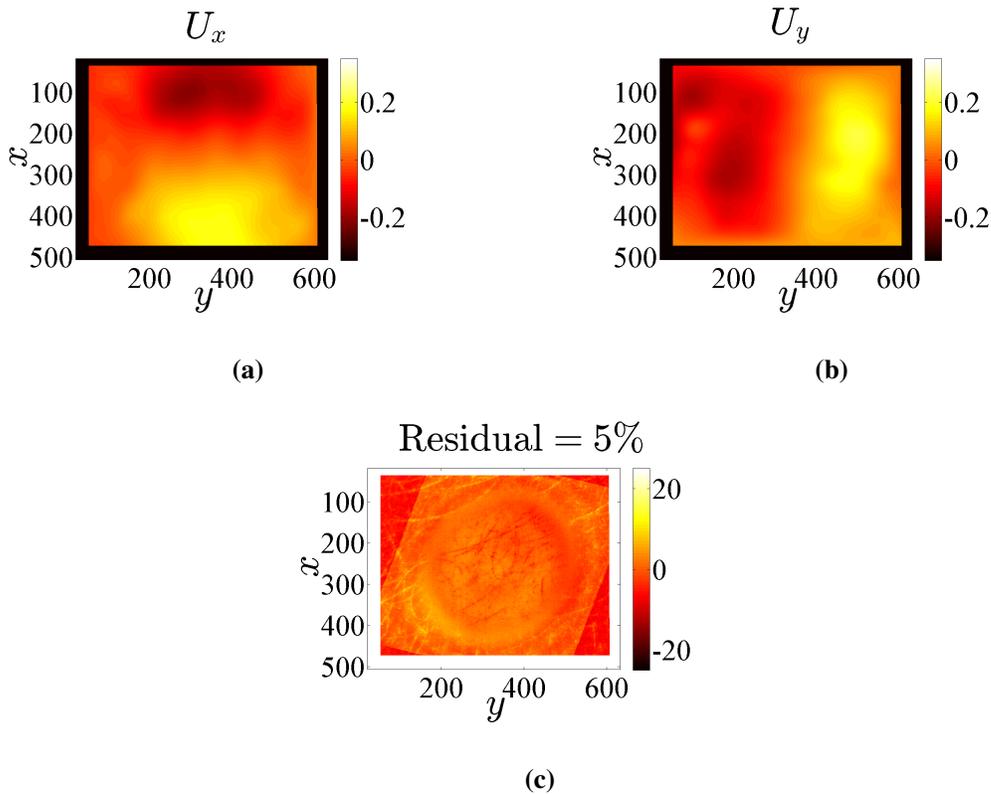


FIGURE 2.19: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au maximum du choc thermique.

de déplacement sont bien estimés même si la carte des résidus révèle des zones où la correction est de moins bonne qualité. Ceci a lieu notamment sur les bords où les gradients de température (niveaux de gris) sont forts. Une des contraintes de cette technique est que l'estimation des champs de température via la modélisation nécessite l'introduction de paramètres précis dans la simulation thermique pour s'assurer d'avoir les modes spatiaux qui sont bien adaptés (avec les bons rayons de l'ellipse notamment). Les efforts pour l'identification de la forme et taille du faisceau laser sont alors nécessaires pour ce genre d'approche.

Lorsque les gradients sont adoucis l'estimation du champ de brillance est meilleure et la carte des résidus est plus homogène (voir figure 2.20). Dans cette sous-partie l'exploitation des champs simulés pour estimer, à partir de quelques modes seulement, les

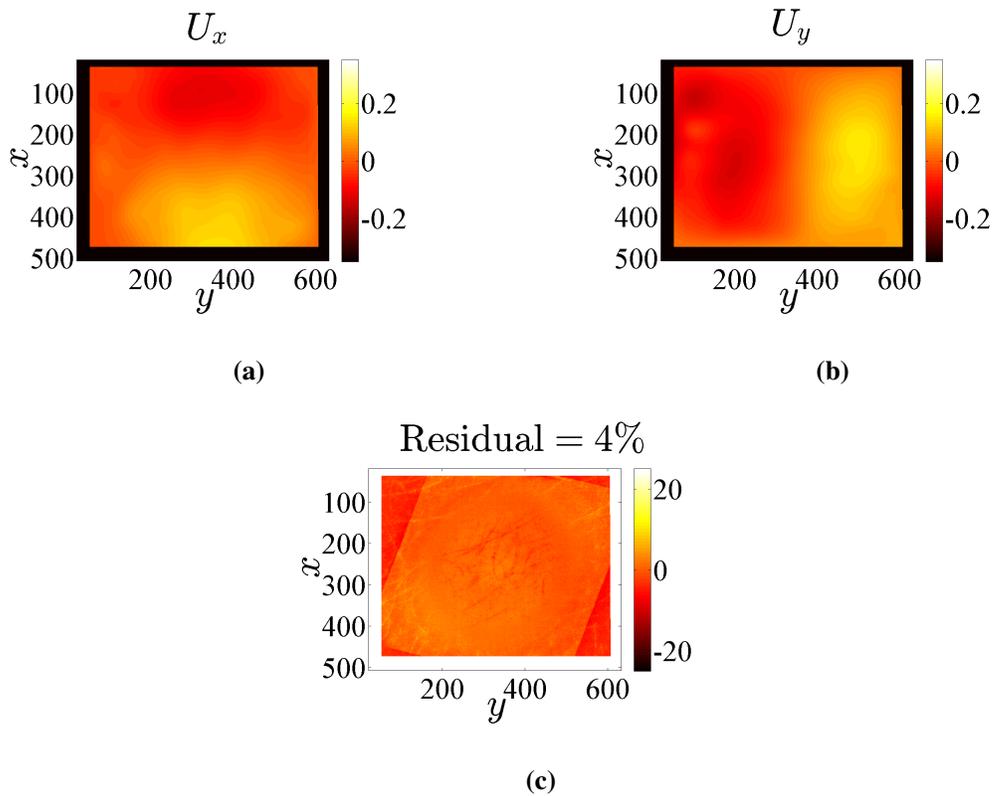


FIGURE 2.20: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR juste après l'extinction du faisceau.

champs de brillance des images IR a permis l'extraction de champs thermomécaniques. La méthode autorise alors la correction de l'ensemble des images acquises (une par une) avec seulement quelques modes spatiaux recombinaés pour chacune des images. Une telle approche est régularisante, dans la mesure où il faut stipuler à l'avance la forme des modes spatiaux à travers les résultats issus des simulations, ce qui pour des cas pratiques différents peut nécessiter de réadapter les prévisions.

De telles approches sont possibles si une connaissance a priori de la distribution des niveaux de brillance et contraste est connue. Si on se place dans les cas d'étude où des sollicitations mécaniques génèrent des sources de chaleur [Wattrisse *et al.*, 2001, Maynadier *et al.*, 2013] à des positions qui ne peuvent pas être prédites d'un essai à l'autre la technique de correction de niveaux de gris n'est plus adaptée.

Il existe alors une méthode qui permet d'identifier les champs de température lors d'essais thermomécaniques sans connaissance a priori des champs de température (équivalent à un champ de brillance) dans un formalisme de CIN-EF [Maynadier *et al.*, 2013]. La même philosophie sera suivie dans la prochaine partie et sera appliquée au cas des chocs laser. La formulation qui considère les évolutions de brillance, contraste et flou est introduite dans un formalisme de CIN-EF régularisée [Tomicevic *et al.*, 2013].

1.3 ... ou CIN-EF tenant compte des variations de niveaux de gris ...

La formulation proposée dans l'équation (2.11) est introduite dans le code proposé par [Tomicevic *et al.*, 2013]. Cet algorithme utilise un maillage T3 (de la région d'intérêt) et applique un filtre mécanique qui permet de régulariser les champs de déplacement mesurés. L'usage d'éléments de petites tailles est alors autorisé tout en gommant les fluctuations locales qui sont dues à des instabilités. Ici la même stratégie de régularisation est appliquée aux champs de brillance, contraste et poids affectés au flou. L'algorithme et son application à un cas pratique seront présentés dans la prochaine sous-section.

1.3.1 Formulation CIN-EF régularisée avec corrections des niveaux de gris

La fonctionnelle à minimiser, faisant intervenir les images de référence f et déformée g s'écrit

$$\Phi_c^2 = \sum_{ROI} (a(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i(\mathbf{x})G_i(\mathbf{x}) * f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})))^2 \quad (2.27)$$

où $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ est le vecteur déplacement, $a(\mathbf{x})$ la correction de brillance, $b_0(\mathbf{x})$ la fonction de correction de contraste et $b_{i>0}(\mathbf{x})$ sont les poids appliqués aux noyaux gaussiens $G(\mathbf{x})_i$. Une base cinématique EF qui réduit le nombre de degrés de liberté [Besnard *et al.*, 2006, Tomicevic *et al.*, 2013] est utilisée

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_n u_k \boldsymbol{\Psi}_k(\mathbf{x}) \quad (2.28)$$

de façon identique les champs permettant la correction des niveaux de gris peuvent aussi être décomposés [Maynadier *et al.*, 2013, Charbal *et al.*, 2016c] sur une base similaire

$$a(\mathbf{x}) = \sum_n a_n \chi_n(\mathbf{x}) \quad (2.29)$$

$$b_i(\mathbf{x}) = \sum_n b_{in} \chi_n(\mathbf{x}) \quad (2.30)$$

Dans le cas où un maillage EF est considéré les fonctions $\chi_n(\mathbf{x})$ et $\psi_k(\mathbf{x})$ sont identiques. Il est tout à fait possible de considérer différents maillages et avoir des fonctions de forme différentes comme illustré dans la partie traitant de la CIN-Intégrée (voir les tableaux 2.1 et 2.2). La minimisation du résidu global peut se traduire en problème linéaire

$$[\mathbf{M}] \{ \delta \mathbf{U} \} = \{ \mathbf{b} \} \quad (2.31)$$

qui est résolue de façon itérative à l'aide d'une procédure de Newton-Raphson. La matrice $[\mathbf{M}]$ s'écrit

$$[\mathbf{M}] = \left[\sum_{ROI} \{ \mathbf{m} \}^t(\mathbf{x}) \{ \mathbf{m} \}(\mathbf{x}) \right] \quad (2.32)$$

où $\{ \mathbf{m}(\mathbf{x}) \}$ contient les champs de sensibilité

$$\{ \mathbf{m} \}(\mathbf{x}) = \{ \chi_n \cdot \nabla g^n, \chi_n, \chi_n(G_i * f) \}(\mathbf{x}) \quad (2.33)$$

et $g^n(\mathbf{x})$ est l'image déformée corrigée de l'estimation actuelle (à l'itération n) des déplacements

$$g^n(\mathbf{x}) = g(\mathbf{x} + \mathbf{u}^n(\mathbf{x})) \quad (2.34)$$

et l'image de référence se corrige de la façon suivante

$$f^n(\mathbf{x}) = a^n(\mathbf{x}) + \sum_{l=0}^N b_l^n(\mathbf{x}) G(\mathbf{x}, l) * f_0(\mathbf{x}) \quad (2.35)$$

où f_0 est l'image initiale avec sa distribution de niveaux de gris d'origine. Si aucune correction de flou n'est apportée, la correction de niveaux de gris peut aussi être apportée à l'image déformée

$$g^{n+1}(\mathbf{x}) = ((1 + b^{n+1}) g_0^n + a^{n+1})(\mathbf{x}) \quad (2.36)$$

où g_0^n est l'image déformée corrigée seulement de l'estimation à l'itération n de \mathbf{u} (avec sa distribution initiale de niveaux de gris). Dans ce cas particulier l'équation (2.33) s'écrit

$$\{ \mathbf{m} \}(\mathbf{x}) = \{ \chi_n \cdot \nabla f, \chi_n, \chi_n g_0^n \}(\mathbf{x}) \quad (2.37)$$

Comme il y a un mélange de champ, exprimés soit en unité de pixel ou de niveaux de gris, certaines précautions doivent être prises. Une normalisation est alors appliquée à la matrice de corrélation globale et du vecteur des résidus

$$\{ \mathbf{m} \}(\mathbf{x}) = \left\{ \frac{1}{n_1} \chi_n \cdot \nabla g^n, \chi_n, \frac{1}{n_2} \chi_n(G_i * f) \right\}(\mathbf{x}) \quad (2.38)$$

ou si aucune correction de flou n'est considérée

$$\{\mathbf{m}\}(\mathbf{x}) = \left\{ \frac{1}{n_1} \boldsymbol{\chi}_n \cdot \nabla f, \chi_n, \frac{1}{n_2} \chi_n g_0^n \right\}(\mathbf{x}) \quad (2.39)$$

avec

$$n_1 = \frac{1}{2} \text{tr} \left(\begin{bmatrix} \frac{\sum |f_{,x}|}{L} & 0 \\ 0 & \frac{\sum |f_{,y}|}{L} \end{bmatrix} \right), n_2 = \frac{\sum f}{L} \quad (2.40)$$

Les inconnues sont contenues dans le vecteur $\{\delta \mathbf{U}\}$

$$\{\delta \mathbf{U}\} = \{\mathbf{u}_n, a_n, b_{in}\}(\mathbf{x}) \quad (2.41)$$

Les résidus sont corrigés à chaque itération

$$\{\mathbf{b}\}(\mathbf{x}) = \sum_{ROI} \{\mathbf{m}\}(\mathbf{x}) (f - g^n)(\mathbf{x}) \quad (2.42)$$

L'estimation de ces champs peut être perturbée par la présence de bruits ou d'artefact dans les images. L'algorithme est d'autant plus susceptible d'être affecté lorsque de petites tailles d'éléments sont requises pour améliorer la résolution de l'estimation des champs de déplacement. Pour les champs de déplacement, l'usage d'une régularisation mécanique a été proposée [Tomicevic *et al.*, 2013] et permet malgré des qualités de mouchetis pauvre [Buljac *et al.*, 2016b] d'obtenir des champs de déplacements exploitables. Pour les champs de niveaux de gris la même stratégie de régularisation peut être appliquée [Charbal *et al.*, 2016c]. Il est possible de considérer les champs de brillance et contraste ou poids affectés aux noyaux gaussiens, comme des champs de température. Un filtre se basant sur l'équilibre thermique pour un régime permanent est introduit

$$[\mathbf{K}_{GL}] \{\boldsymbol{\theta}\} = \{\mathbf{q}\} \quad (2.43)$$

où $[\mathbf{K}_{GL}]$ est la matrice de "conductivité", $\{\boldsymbol{\theta}\}$ est le champ de "température" (ou plutôt de niveaux de gris) et $\{-\mathbf{q}\}$ est le vecteur du "flux de chaleur" nodal. L'équation (2.38) peut être comparée à ce qui a été proposé pour la régularisation mécanique

$$[\mathbf{K}_m] \{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{f}\} \quad (2.44)$$

où $[\mathbf{K}_m]$ est la matrice de rigidité, $\{\mathbf{u}\}$ est le vecteur de déplacement et $\{\mathbf{f}\}$ est le vecteur de la force nodale [Tomicevic *et al.*, 2013]. La minimisation de l'écart à l'équilibre mécanique s'écrit [Tomicevic *et al.*, 2013]

$$\Phi_m^2 = \{\mathbf{u}\}^t [\mathbf{L}_m] \{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{u}\}^t [\mathbf{K}_m] [\mathbf{D}] [\mathbf{K}_m] \{\mathbf{u}\} \quad (2.45)$$

où $[\mathbf{D}]$ est la matrice diagonale de valeur 1 seulement pour les degrés de liberté des noeuds intérieurs. La fonctionnelle à optimiser qui se base sur la discrétisation du laplacien des champs de niveaux de gris s'écrit

$$\Phi_{GL}^2 = \{\boldsymbol{\theta}\}^t [\mathbf{L}_{GL}] \{\boldsymbol{\theta}\} = \{\boldsymbol{\theta}\}^t [\mathbf{K}_{GL}] [\mathbf{D}] [\mathbf{K}_{GL}] \{\boldsymbol{\theta}\} \quad (2.46)$$

La régularisation "thermomécanique" est découplée et les deux noyaux peuvent être assemblés dans une matrice globale

$$[\mathbf{L}_U] = \begin{bmatrix} [\mathbf{L}_m] & [\mathbf{0}] \\ [\mathbf{0}] & [\mathbf{L}_{GL}] \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

Une pénalisation de la dérivée seconde des champs scalaires de niveaux de gris est appliquée pour les éléments aux bords de la ROI

$$\Phi_{bGL}^2 = \{\boldsymbol{\theta}\}^t [\mathbf{L}_{bGL}] \{\boldsymbol{\theta}\} = \{\boldsymbol{\theta}\}^t [\mathbf{K}_{bGL}]^t [\mathbf{K}_{bGL}] \{\boldsymbol{\theta}\} \quad (2.48)$$

où $[\mathbf{K}_{bGL}]$ est la matrice de régularisation pour les champs de niveaux de gris aux bords de la ROI. Pour la régularisation mécanique les noeuds qui sont à la frontière de la ROI sont traités comme dans l'annexe de [Tomicevic *et al.*, 2013]

$$\Phi_{bm}^2 = \{\mathbf{u}\}^t [\mathbf{L}_{bm}] \{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{u}\}^t [\mathbf{K}_{bm}]^t [\mathbf{K}_{bm}] \{\mathbf{u}\} \quad (2.49)$$

où $[\mathbf{K}_{bm}]$ est l'opérateur qui agit sur les déplacements aux noeuds qui sont aux bords de la ROI. Une matrice bloc est de nouveau construite pour les deux contributions ("thermique" et mécanique) aux bords de la ROI

$$[\mathbf{L}_{bU}] = \begin{bmatrix} [\mathbf{L}_{bm}] & [\mathbf{0}] \\ [\mathbf{0}] & [\mathbf{L}_{bGL}] \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

Différentes combinaisons de corrections de niveaux de gris peuvent être appliquées (e.g. seulement a ou seulement b ou les deux, avec ou sans correction de flou etc.). La régularisation est appliquée pour chacun des champs de niveaux de gris (avec là encore la possibilité d'appliquer des régularisations avec de poids différents d'un champ à l'autre) ce qui implique que $[\mathbf{L}_{GL}]$ et $[\mathbf{L}_{bGL}]$ sont aussi des matrices blocs.

1.3.2 Procédure de corrélation

La fonctionnelle globale à minimiser, prenant en compte les diverses inconnues et opérateurs régularisants, s'écrit

$$(1 + \omega_{GL} + \omega_m + \omega_{bGL} + \omega_{bm}) \Phi_t^2 = \hat{\Phi}_c^2 + \omega_{GL} \hat{\Phi}_{GL}^2 + \omega_m \hat{\Phi}_m^2 + \omega_{bGL} \hat{\Phi}_{bGL}^2 + \omega_{bm} \hat{\Phi}_{bm}^2 \quad (2.51)$$

où ω_{GL} et ω_{bGL} sont des vecteurs contenant les poids qui définissent les échelles de longueur, des résidus normés $\tilde{\Phi}_{GL}^2$ et $\tilde{\Phi}_{bGL}^2$, appliqués aux champs de corrections de niveaux de gris pour les noeuds intérieurs et aux bords. Les poids ω_m et ω_{bm} sont ceux appliqués aux filtres mécaniques. Les résidus sont normés

$$\hat{\Phi}_c^2 = \frac{\Phi_c^2}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{M}] \{\mathbf{V}\}} \quad (2.52)$$

pour la régularisation des noeuds intérieurs

$$\hat{\Phi}_m^2 = \frac{\Phi_m^2}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_m] \{\mathbf{V}\}}, \hat{\Phi}_{GL}^2 = \frac{\Phi_{GL}^2}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_{GL}] \{\mathbf{V}\}} \quad (2.53)$$

pour la régularisation des noeuds aux bords

$$\hat{\Phi}_{bm}^2 = \frac{\Phi_{bm}^2}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_{bm}] \{\mathbf{V}\}}, \hat{\Phi}_{bGL}^2 = \frac{\Phi_{bGL}^2}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_{bGL}] \{\mathbf{V}\}} \quad (2.54)$$

Le vecteur $\mathbf{V}(\mathbf{x})$ collecte les valeurs nodales des champs de niveaux de gris et de déplacements en considérant une onde plane $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$ d'amplitudes $\mathbf{V}_0 = \{a_0, b_0, v_0\} = \mathbf{1}$ et de vecteur d'onde \mathbf{k} . Les noyaux régularisants sont des filtres passe-bas d'ordre 4 alors que le noyau de corrélation $\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{M}] \{\mathbf{V}\}$ est indépendant de toute longueur d'onde [Tomicevic *et al.*, 2013]. Ils sont liés à une (des) longueur(s) de régularisation(s) (choisies par l'utilisateur) qui s'écrivent pour les noeuds intérieurs

$$\omega_m = (2\pi |\mathbf{k}| l_m)^4, \omega_{GL} = (2\pi |\mathbf{k}| l_{GL})^4 \quad (2.55)$$

et pour les noeuds aux bords

$$\omega_{bm} = (2\pi |\mathbf{k}| l_{bm})^4, \omega_{bGL} = (2\pi |\mathbf{k}| l_{bGL})^4 \quad (2.56)$$

Les longueurs de régularisation l_{GL} et l_{bGL} sont applicables aux champs de niveaux de gris, l_m et l_{bm} aux champs de déplacement (pour les noeuds intérieurs et aux bords respectivement). Elles sont exprimées en unité pixel.

1.3.3 Implémentation

L'implémentation est quasiment identique à celle proposée par [Tomicevic *et al.*, 2013]. Celle-ci consiste à utiliser une méthode de Newton-Raphson pour résoudre le problème d'origine non-linéaire. Les inconnues à l'itération n sont actualisées $\{\mathbf{U}^{n+1}\} = \{\mathbf{U}^n\} + \{d\mathbf{U}\}$ où l'incrément $\{d\mathbf{U}\}$ est déterminé pour chaque itération de la façon suivante

$$([\mathbf{M}^n] + [\mathbf{N}^n]) \{d\mathbf{U}\} = \{\mathbf{b}^n\} - [\mathbf{N}^n] \{\mathbf{U}^n\} \quad (2.57)$$

avec

$$[\mathbf{N}^n] = \boldsymbol{\omega} \frac{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{M}^n] \{\mathbf{V}\}}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_U] \{\mathbf{V}\}} [\mathbf{L}_U] + \boldsymbol{\omega}_b \frac{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{M}^n] \{\mathbf{V}\}}{\{\mathbf{V}\}^t [\mathbf{L}_{bU}] \{\mathbf{V}\}} [\mathbf{L}_{bU}] \quad (2.58)$$

où $\boldsymbol{\omega}$ et $\boldsymbol{\omega}_b$ sont les vecteurs contenant les poids, ω_{GL} et ω_{bGL} , et ω_m et ω_{bm} , à appliquer respectivement aux noeuds intérieurs et aux bords, aux matrices assemblées pour les champs de niveaux de gris et de déplacement $[\mathbf{L}_U]$ et $[\mathbf{L}_{bU}]$ respectivement. Les résidus sont mis à jours à chaque itération avec les corrections apportées à l'image déformée (ou aux images si le flou est considéré). Dans ce cas l'un des blocs contenus dans les matrices de corrélation globales $[\mathbf{M}^n]$ et $[\mathbf{N}^n]$ est mis à jour pour chaque itération. Si la correction

est apportée à l'image de référence, le gradient de l'image évolue au cours des itérations ce qui nécessite une mise à jour du bloc contenant les produits dyadiques des gradients de l'image. Si toutes les corrections sont apportées à l'image déformée, le bloc contenant les champs liés aux corrections de niveaux de gris devra être mis à jour à chaque itération car l'image déformée initiale est corrigée des déplacements estimés. La matrice contenant les gradients de l'image de référence reste inchangée et sera calculée une fois pour toute.

L'usage de la régularisation "thermique" est nécessaire lorsque de petites tailles d'élément sont choisies. En effet si des éléments contiennent des niveaux de gris dont les gradients sont nuls la correction de niveaux de gris s'établira alors que l'écart en niveaux de gris peut justement venir du fait que le mouchetis de l'image déformée ne concorde pas avec celui de l'image de référence aux premières itérations. De façon plus pragmatique l'usage d'éléments de grande taille (par rapport à la taille caractéristique du mouchetis) agit déjà comme un filtre régularisant. La limitation peut alors venir de la résolution spatiale que l'on souhaite atteindre, car un maillage trop grossier ne permettra pas d'atteindre une résolution fine.

1.4 ... pour la mesure des champs cinématiques 2D

Le code de CIN-EF global avec corrections de niveaux de gris est appliqué sur les images de la caméra IR avec une taille d'élément de 12 pixels et des longueurs de régularisation mécanique et "thermique" de 120 pixels pour les noeuds intérieurs et aux bords. Ces résultats sont issus de la comparaison entre l'image prise juste avant le début du choc (image référence) et celles prises à différents instants du chargement thermique (images déformées) après reconstruction stroboscopique. La figure 2.21 illustre la réponse du matériau au début du tir laser ainsi que le champ de brillance (le champ de contraste a une distribution similaire avec des amplitudes qui varient entre -1 et 1) qui est déterminé pour corriger l'évolution des niveaux de gris qu'induit l'élévation de température. Les champs de déplacement reflètent un début d'un état biaxial. La forme du faisceau est bien représentée par le champ de brillance (voir figure 2.21c). Le fort gradient thermique (aux frontières de la tache thermique qui est la conséquence de la distribution en chapeau haut de forme de la densité de puissance), et donc de niveaux de gris, est retranscrit sur la carte des résidus (voir figure 2.21d). La discrétisation en EF et la régularisation "thermique" pénalise les forts gradients. L'épaisseur de l'anneau dans la carte des résidus est de l'ordre de la taille de l'élément (12 pixels) ceci implique que la seule façon de réduire la largeur de la couronne est de réduire la taille des éléments. Dans des cas où la présence de l'anneau dans la carte des résidus est due à la régularisation "thermique", il est possible de réduire la longueur de régularisation en insérant des éléments "endommagés thermiquement" dans les zones de forts gradients [Charbal *et al.*, 2016c].

Les résultats obtenus au maximum du tir laser présentés sur la figure 2.22 et illustrent plus clairement le comportement du matériau. La distribution du champ de brillance (voir figure 2.22c) est là aussi représentative de la forme du faisceau (corrélée à la conduction de la chaleur). La raideur du gradient de niveau de gris au bord de la tache thermique est là aussi mise en valeur sur la carte des résidus (voir figure 2.22d). L'anneau ne se

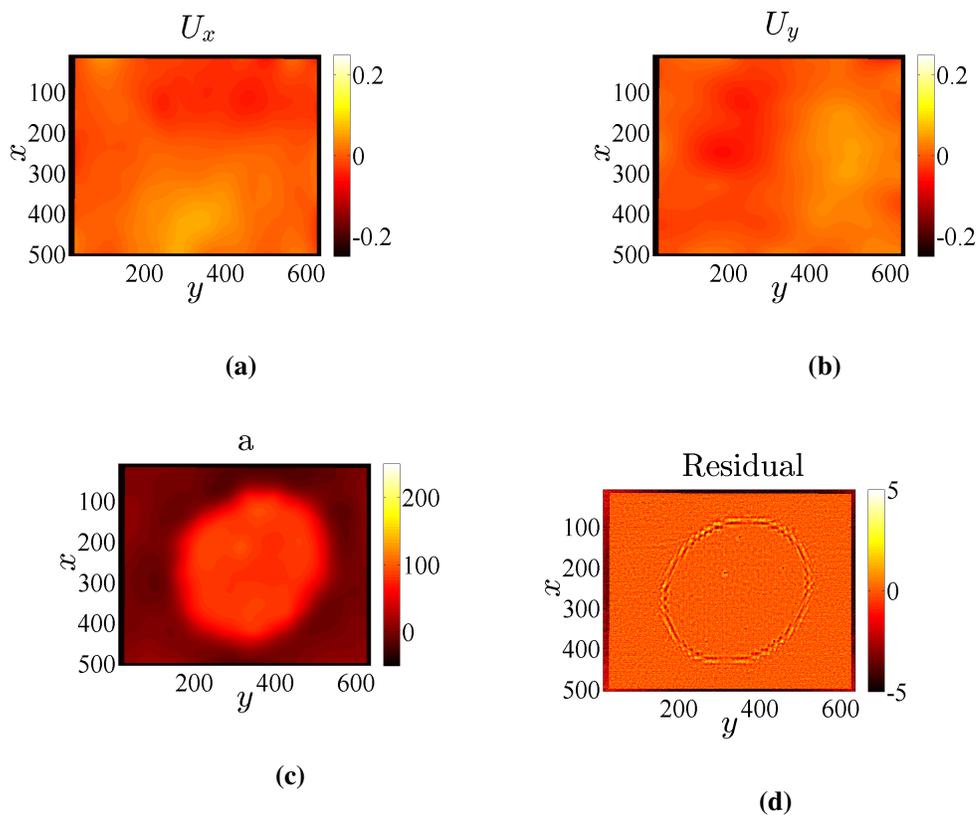


FIGURE 2.21: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au début du tir laser.

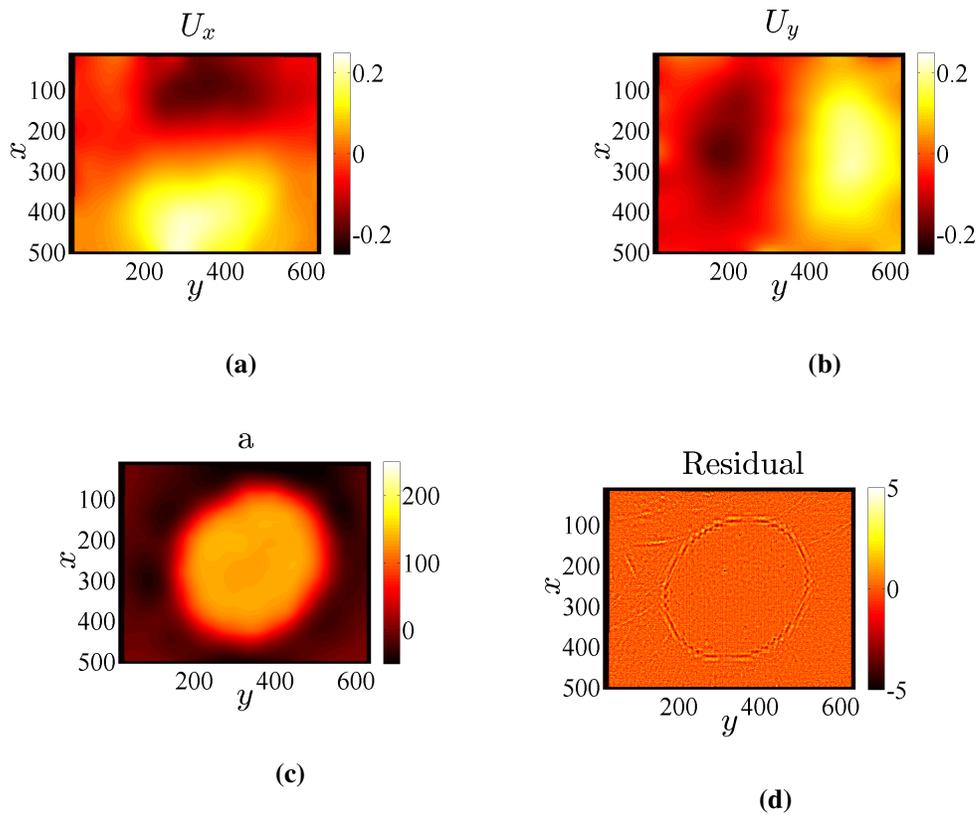


FIGURE 2.22: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR au maximum du tir laser.

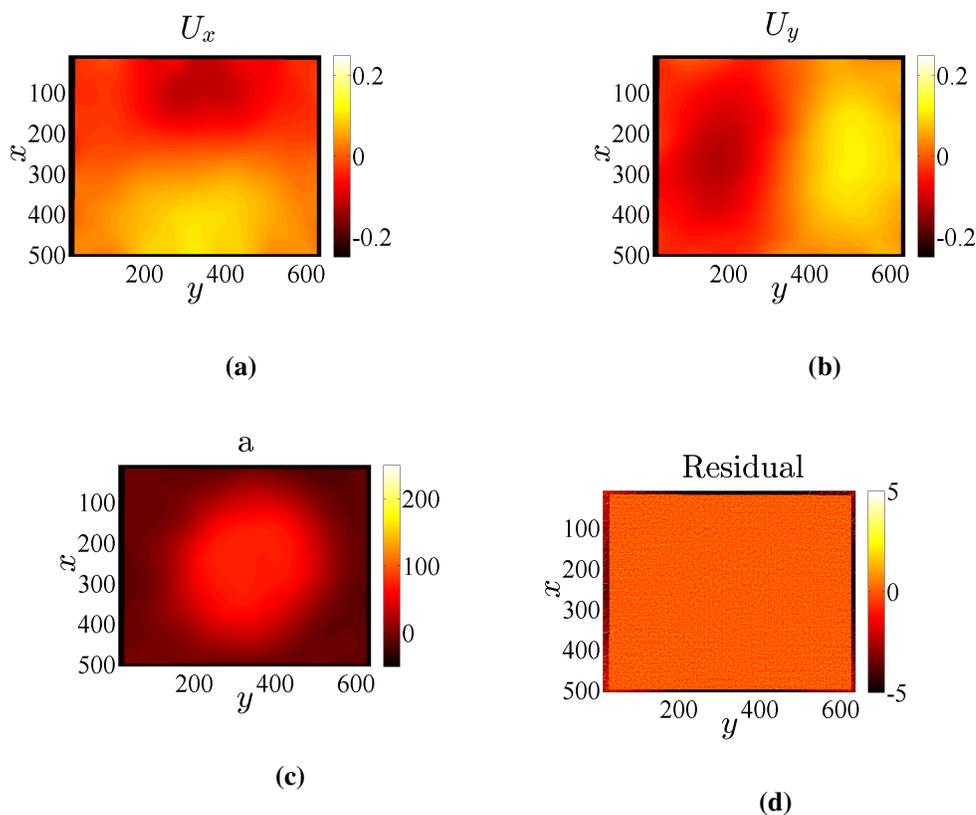


FIGURE 2.23: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra IR pendant le refroidissement (par conduction et convection naturelle).

distingue plus lorsque les seuls effets de la température sont présents sur les images IR. Les résultats obtenus après quelques millisecondes après l'extinction du faisceau laser présente toujours un état biaxial alors que la distribution du champ de brillance n'est que le reflet des phénomènes de thermique qui prennent place dans la phase de refroidissement (voir figure 2.23).

Les champs de déplacement U_x et U_y obtenus avec les images de la caméra IR pendant le tir reflètent bien la réponse du matériau suite à un chargement biaxial. Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus avec la caméra travaillant dans le domaine du visible sur lesquels une régularisation mécanique de 120 pixels est appliquée aux champs de déplacement (pour les noeuds intérieurs et extérieurs). Une correction de brillance (avec une régularisation de 50 pixels) est considérée même si l'effet du faisceau est négligeable sur ces images. Sur la figure 2.24 les champs de déplacement et de brillance sont représentés

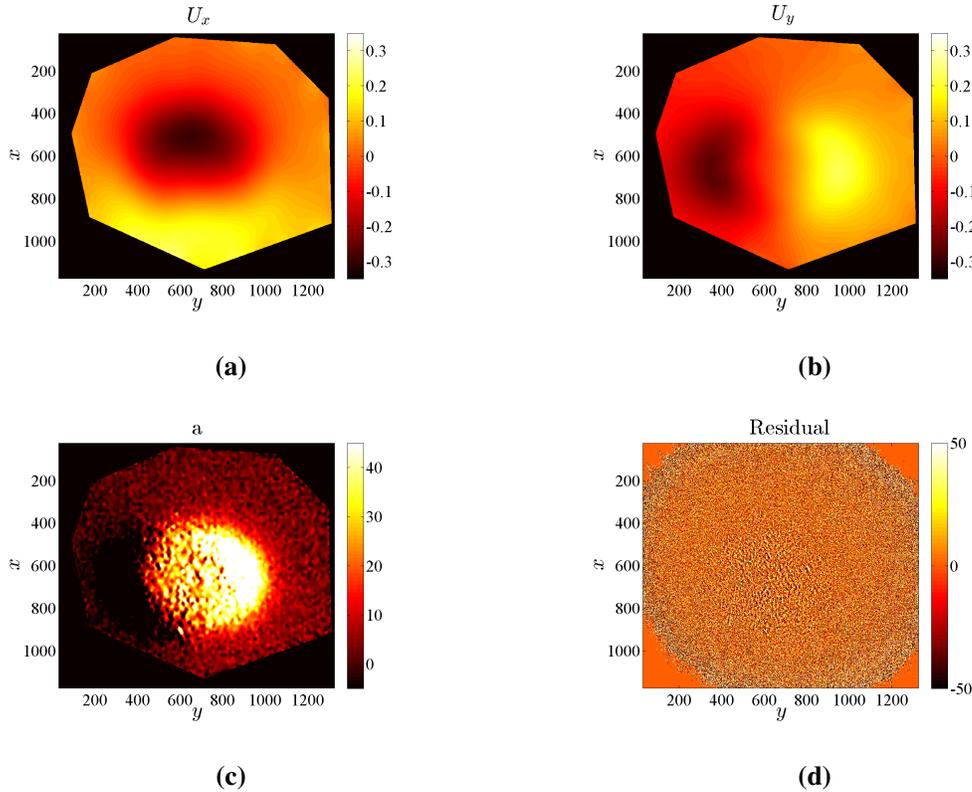


FIGURE 2.24: Champs de déplacement (a) U_x (vertical) et (b) U_y (horizontal) exprimés en pixel obtenus avec des longueurs de régularisation de 120 pixels. (c) Le champ de brillance et (d) les résidus de corrélation (en niveaux de gris) obtenus à l'aide des images acquises par la caméra travaillant dans le domaine de longueur d'ondes du visible au maximum du tir laser.

ainsi que la carte des résidus de CIN après convergence. Les champs de déplacement obtenus avec les images de la caméra qui travaille dans le domaine du visible sont semblables à ceux déterminés avec celles de la caméra IR. La réponse du matériau correspond bien à ce qui est prédit par les simulations numériques (voir figure 1.30) i.e. un état biaxial.

L'excès de niveaux de gris qui est remarqué sur les champs de brillance de la caméra travaillant dans le domaine du visible provient certainement du fait que son capteur est sensible aux longueurs d'onde proche IR et donc l'élévation locale de la température est détectée par le capteur. Lorsque les évolutions des termes de brillance obtenus par CIN avec correction de niveaux de gris sont tracés en fonction du temps pour les deux caméras les tendances sont très proches (figure 2.25).

Les champs de déformation obtenus à l'aide de la caméra IR pendant la phase de tir sont représentés sur la figure 2.26. Les champs de déformation sont différents de ceux attendus (voir figure 1.31). Les plus grandes déformations (dans le plan) ont lieu dans le

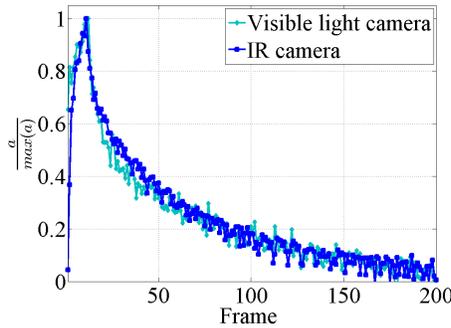


FIGURE 2.25: Évolutions temporelles des niveaux (normés) de brillances obtenus par les deux imageurs.

centre de la zone de tir alors que les simulations (et les essais dans la configuration pre-FLASH) montrent que les amplitudes les plus élevées sont prédites aux bords de la tache thermique.

Il faut se souvenir alors que le laser a une forme elliptique et que ses axes principaux et ceux de l'image ne sont pas colinéaires (voir figure 1.24). Ceci implique que les directions des axes principaux de déformation suivent les axes principaux de sollicitation que génèrent la forme du faisceau. Les gradients (de déplacement) sont quant à eux calculés dans l'espace image. Ceci est bien représenté lorsque les gradients des champs de brillance sont calculés (voir figure 2.27). Il est possible de remarquer que les directions principales de l'ellipse ne concordent pas avec les zones à fort gradient. Il faudra aussi noter la présence d'une zone ($x = 200, y = 320$) pixels sur la figure 2.27 où des gradients sont constatés sur le champ de brillance. L'algorithme semble avoir détecté des pixels où les niveaux de brillance ont évolué très localement. Cela peut provenir soit du comportement du matériau (localisation qui peut être due à une extrusion/intrusion de grain ou d'autres phénomènes liés au matériau) ou à une possible perte de mouchetis car on le rappelle les niveaux de contraste sont fournis en majeure partie par la pré-oxydation naturelle. Ceci peut avoir une incidence sur les champs de déformation.

Pour tenir compte de l'effet de la rotation dans le calcul des déformations il faut appliquer le gradient dans le repère qui est défini par les directions principales de l'ellipse comme suit

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{R}^{-1} \boldsymbol{\varepsilon}' \mathbf{R} \quad (2.59)$$

avec $\boldsymbol{\varepsilon}'$ le tenseur de déformation dans le repère caméra, \mathbf{R} la matrice de rotation dans le plan

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos(\Theta) & -\sin(\Theta) \\ \sin(\Theta) & \cos(\Theta) \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

où l'angle de rotation Θ est identique à celui qui a été calculé ($\Theta = 34^\circ$) dans la partie dédiée (2.2) à la mise en donnée des mesures IR pour l'identification des conditions aux limites. Il est aussi possible d'apporter des corrections sur les images brutes directement

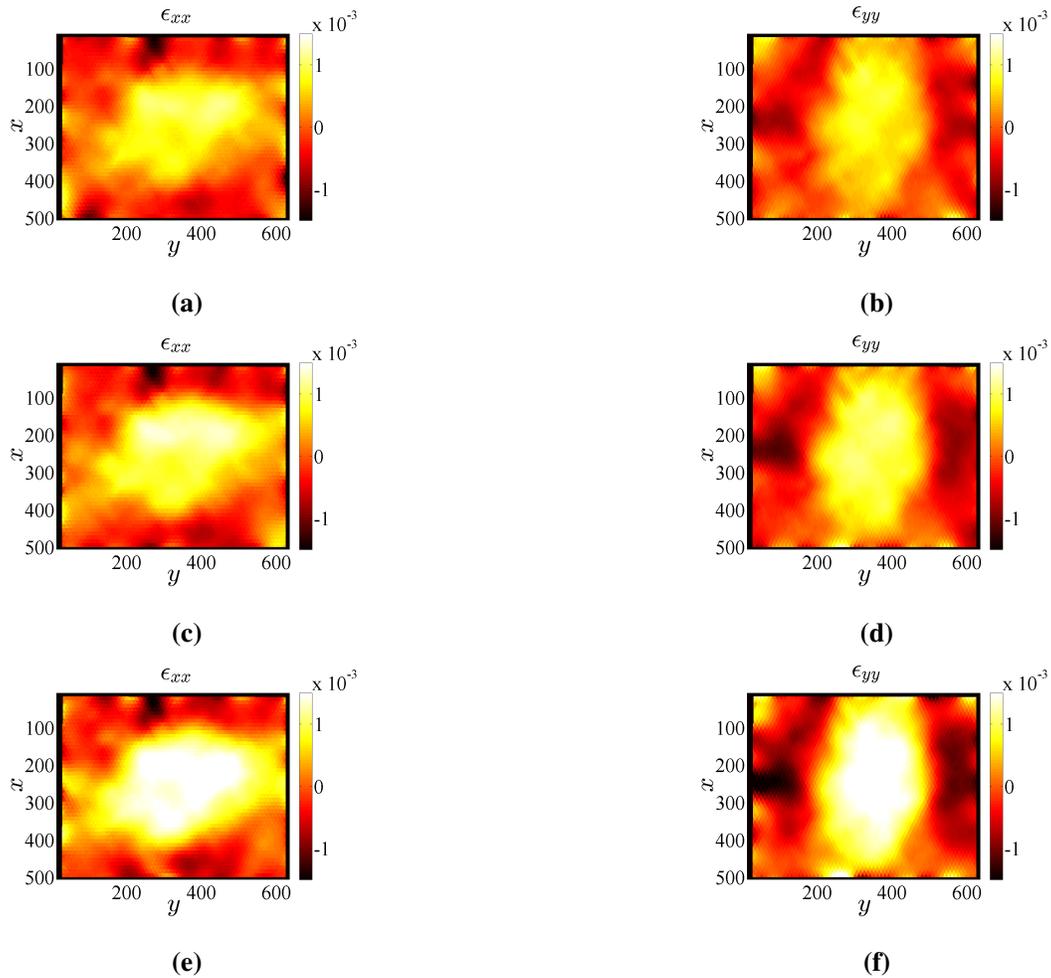


FIGURE 2.26: Champs de déformation ϵ_{xx} et ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra IR à $t =$ (a-b) 25, (c-d) 40 et (e-f) 50 ms.

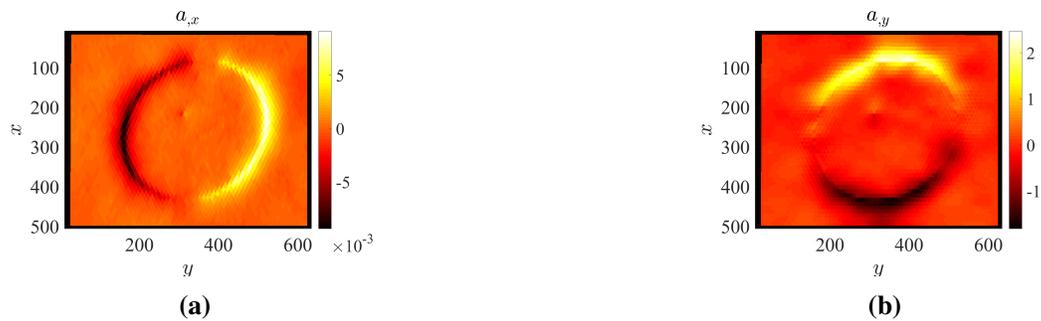


FIGURE 2.27: Gradients selon les axes (a) x et (b) y du référentiel image du champ de brillance avant correction de la rotation.

mais pour éviter de détériorer les images par le biais de l'interpolation cette pratique est évitée. Une manière de vérifier que ces corrections sont adéquates consiste à calculer les gradients du champ de brillance après considération des rotations (voir figure 2.28). On



FIGURE 2.28: Gradients selon les axes (a) x et (b) y du référentiel défini par les directions principales de l'ellipse champ de brillance après correction de la rotation avec un angle de $\Theta = 34^\circ$.

distingue mieux à travers les gradients appliqués au champ de brillance les deux directions principales qui définissent l'ellipse que génère la tache thermique. Il semble tout de même que l'angle de 34° ne semble pas recouvrir parfaitement la rotation dans la direction y . Il se peut que la distribution spatiale ne soit pas une ellipse parfaite bien que sur le champ de température ou de brillance semble l'être.

Les profils et champs de déformation ressemblent plus à un état biaxial avec la présence des lobes aux extrémités de la tache thermique (voir figure 2.29). Les champs de déformation ϵ_{xx} présentent bien des lobes aux extrémités du faisceau. Il est possible de remarquer qu'une bande avec de fortes déformations passe par le centre de la zone de tir. Celle-ci peut avoir plusieurs origines. La première est que la rotation peut être mal corrigée selon cette direction car comme il a été montré à travers les gradients du champ de brillance la direction y semble moins bien corrigée. La deuxième qui est aussi fortement probable est qu'une localisation peut avoir lieu (voir figure 2.28). Celle-ci peut être causée par le comportement du matériau ou une perte de mouchetis. Le cycle de fatigue atteint ici est de 300 bien que l'amorçage de fissure (avec une taille supérieure à $100 \mu\text{m}$) ne semble pas avoir lieu. Les phénomènes locaux peuvent prendre place et avoir une incidence sur les champs de déformation. D'autres perturbations comme les phénomènes de convection (même faible) pourraient distordre localement l'état réel de déformation. Il faut aussi remarquer que les niveaux de déformation qui sont aux extrémités de l'ellipse thermique sont proches des bords de la ROI définie pour la CIN. La définition de l'image par rapport à la taille du faisceau laser est limitée. La taille des éléments (12 pixels) et la résolution de $15 \mu\text{m}/\text{pixel}$ peuvent aussi donner une moins bonne estimation des champs de déformation. Toutefois ces résultats sont suffisants pour l'interprétation des données de fatigue et estimer les niveaux de déformation au centre de la zone de tir.

Une comparaison avec la simulation est proposée sur la figure 2.30. Selon l'axe Y l'amplitude au centre semble bien déterminée alors que sur les bords, la déformation

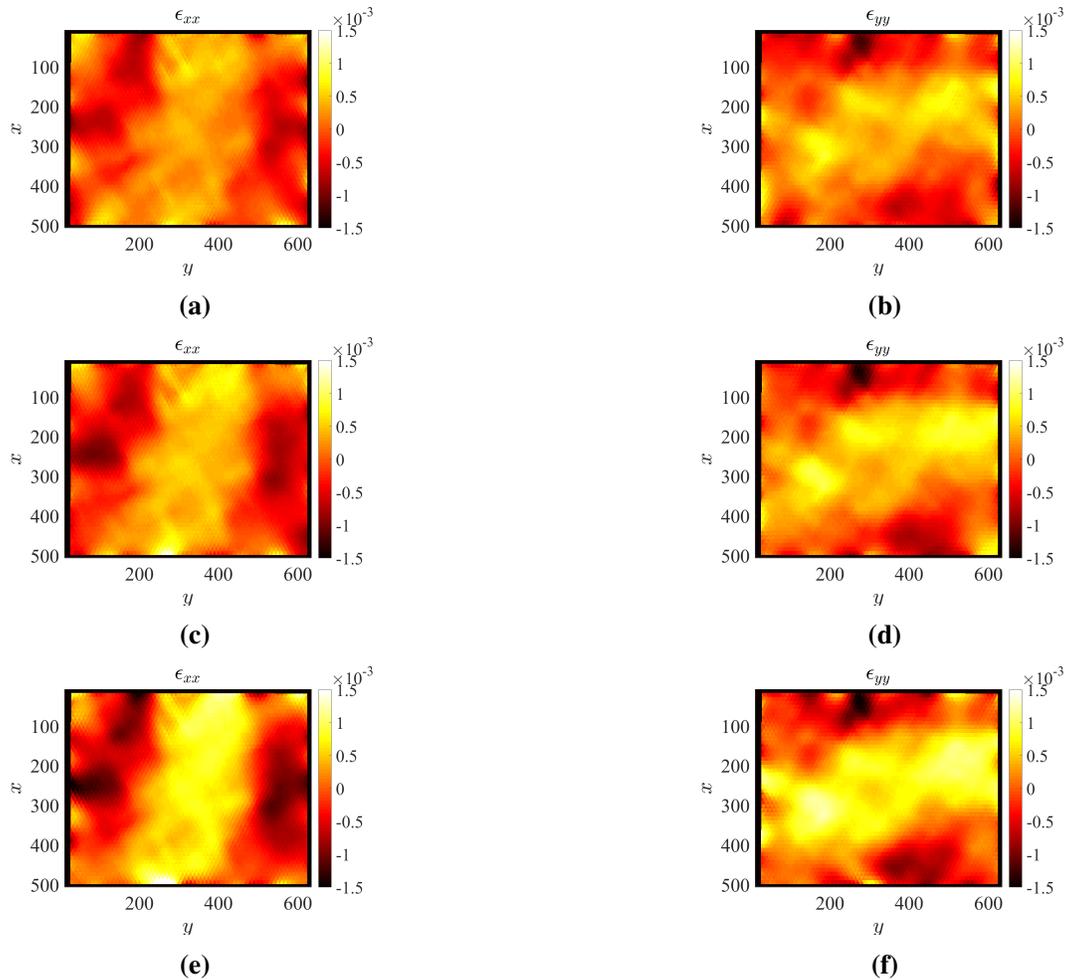


FIGURE 2.29: Champs de déformation ϵ_{xx} et ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra IR à $t =$ (a-b) 25, (c-d) 40 et (e-f) 50 ms après la correction de rotation (tensorielle) des champs de déformation avec un angle de $\Theta = 34^\circ$.

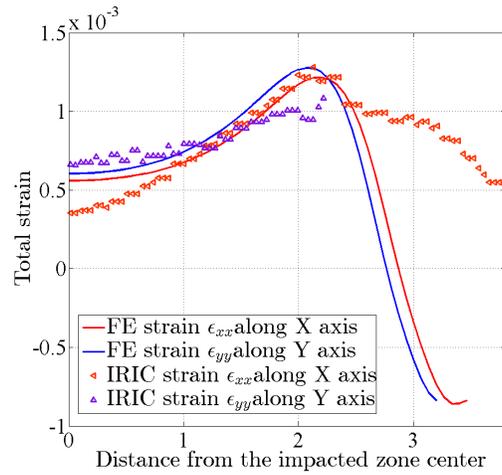


FIGURE 2.30: Profils de déformations expérimentaux (obtenus à l'aide de la caméra IR) et simulés.

est sous-estimée. La définition de l'image IR peut réduire la qualité de l'estimation des champs de déplacement aux bords de la zone impactée par le laser. Le profil le long de l'axe X, l'amplitude au centre est sous-estimée et peut potentiellement s'expliquer par les fluctuations temporelles (voir figure 2.31). Le suivi temporel par la caméra IR

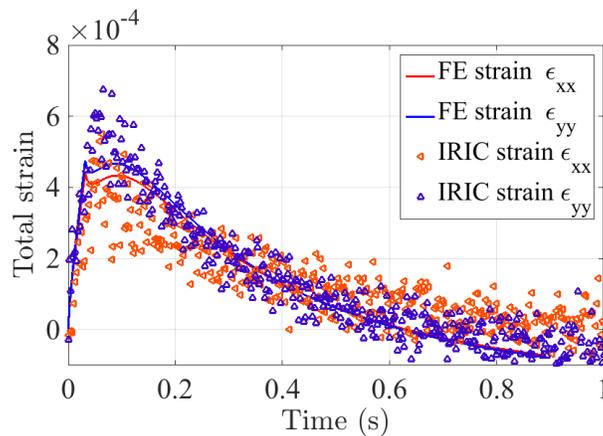


FIGURE 2.31: Évolution des niveaux de déformation expérimentaux (obtenus à l'aide de la caméra IR) et simulés au centre de la tache au cours du temps.

reste globalement comparable aux résultats des simulations. Bien que des fluctuations temporelles persistent, les amplitudes sont du même ordre ce qui permet de valider en partie la simulation numérique.

La caméra travaillant dans le domaine du visible a un angle d'inclinaison de 30° . Les champs de déformation selon l'axe y sont bien estimés contrairement à ceux obtenus dans

la direction de l'inclinaison (voir figure 2.32). Pour les images acquises par la caméra

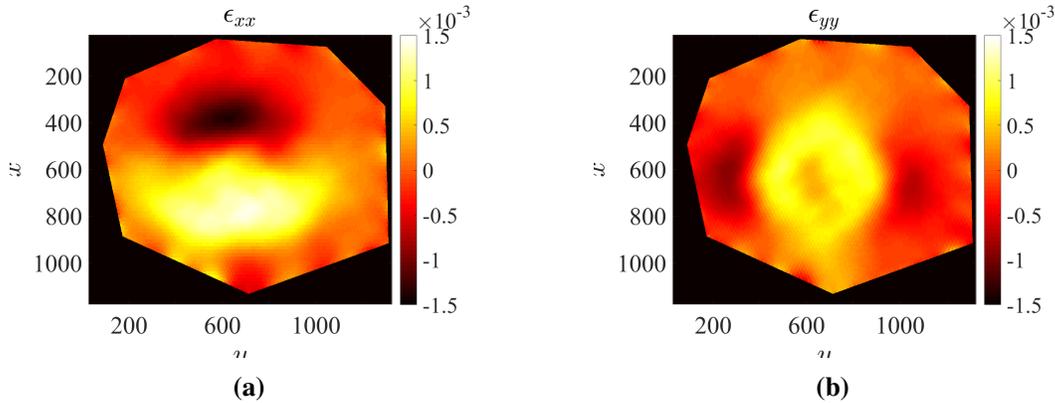


FIGURE 2.32: Champs de déformation (a) ϵ_{xx} et (b) ϵ_{yy} obtenus par CIN 2D sur les images de la caméra travaillant dans le domaine du visible au maximum du tir laser ($t=50\text{ms}$).

visible, il existe aussi une rotation entre les axes principaux de l'ellipse que dessine la tache thermique et ceux de l'espace image. Celle-ci est moins prononcée que dans le cas des images de la caméra IR. De plus l'angle d'inclinaison est plus fort que celui de la configuration "pré-FLASH" (voir annexe A). Il est donc possible que l'effet de parallaxe joue un rôle dans l'estimation des champs de déformation dans cette direction. Il faudrait dans le futur être en mesure d'établir un étalonnage dans la configuration FLASH pour tenir compte de cet effet.

Les niveaux de déformation obtenus selon l'axe X sont surestimés par rapport à ceux qui sont déterminés selon l'axe Y (voir figure 2.33). Cette analyse des champs obtenus par CIN, soit par la caméra travaillant dans le domaine du visible ou IR, permet de donner une certaine confiance aux simulations. Ces dernières prévisions ont aussi été alimentées à l'aide de l'information en température mesurée. Il faudrait renouveler ces comparaisons pour les divers essais réalisés et à divers niveaux de chargement thermique. Si la réponse thermomécanique simulée et mesurée concorde pour l'ensemble des essais réalisés alors les prévisions numériques peuvent être considérées avec un bon indicateur de confiance (répétabilité). Bien que les amplitudes des déformations 2D simulées et celles déduites des mesures par CIN soient comparables il faut prendre des précautions quant à la validité complète du modèle. En effet les déformations dans le plan ont une faible sensibilité aux conditions aux limites et paramètres du modèle. L'analyse de sensibilité proposée dans l'annexe C montre que ces quantités au centre de la zone d'intérêt varient très peu lorsque les paramètres sont affectés d'une variation de 10 %. Les champs de déplacement et déformation hors-plan présentent le plus de sensibilité face à de potentiels écarts.

Dans le futur il faudra établir un étalonnage complet des moyens de mesure avec en premier lieu la considération des effets de parallaxe pour la caméra inclinée. Quelques précautions pour éviter d'insérer des erreurs supplémentaires devront être prises. Dans la partie 3 l'étalonnage des moyens optiques pour réaliser des mesures 3D sera détaillé et

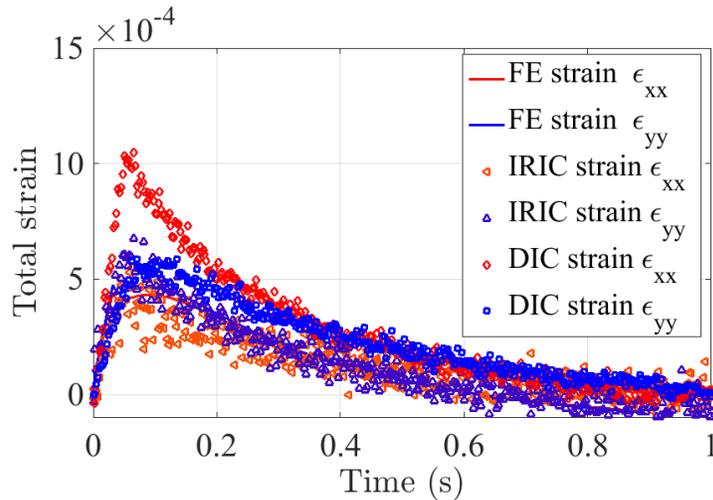


FIGURE 2.33: Évolution des niveaux de déformation, expérimentaux (des deux moyens de mesure) et simulés, au centre de la tache au cours du temps.

montrera que des erreurs peuvent être introduites pendant cette phase.

Avant de présenter les travaux sur la mesure de champ 3D un petit détour est proposé pour proposer une méthode de régularisation spatiotemporelle.

2 Régularisation spatiotemporelle de champs thermomécaniques

Le modèle thermomécanique utilisé pour simuler les essais de fatigue thermique a fourni de bonnes descriptions qualitatives. Le sujet a déjà été effleuré dans la partie 1.2.1 où les modes spatiaux, déterminés à partir des champs simulés, ont été utilisés pour corriger les variations de niveaux de gris sur les images IR. Il a alors été montré que ces modes spatiaux peuvent être exploités pour traiter les images individuellement. Ceci a alors permis l'exploitation des images IR de façon assez simple sans avoir à modifier le coeur du code de CIN. Toutefois il a été constaté que les résultats dépendent fortement de la qualité de l'identification des paramètres décrivant le profil du faisceau par exemple. Cette dépendance rend donc cette approche sensible et peut parfois demander de relancer le processus d'identification.

L'idée proposée dans ce sous-chapitre est de se concentrer plutôt sur les modes temporels qui résultent de la décomposition en valeurs propres des résultats de simulation. Il suffira alors d'extraire les modes temporels et de les introduire dans le formalisme CIN. Les modes spatiaux seraient quant à eux identifiés à l'aide des images utilisées pour la CIN. L'avantage d'une telle approche vient du fait qu'elle peut s'appliquer aussi aux champs de déplacement. Il suffira donc de décomposer les champs de déplacements (spatiotemporels), obtenus par simulations numériques, en modes propres et en n'exploiter

là aussi que l'information temporelle. Cela signifie qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un modèle décrivant parfaitement (quantitativement) le phénomène qui est à mesurer, il suffit simplement d'avoir les bonnes tendances (soit tout de même une bonne description qualitative!). Il existe d'autres approches pour appliquer une telle régularisation temporelle comme par exemples celles qui ont été proposées par [Besnard *et al.*, 2011, Besnard *et al.*, 2012b, Neggers *et al.*, 2015].

2.1 Principe de la CIN avec régularisation spatiotemporelle

Le problème de CIN avec la considération de l'information temporelle s'écrit

$$\Phi_c^2 = \sum_{\tau} \sum_{ROI} (f(\mathbf{x}) - (g + a + \sum_{i=0}^N b_i G_i * g_0)(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), t))^2 \quad (2.61)$$

Cette fonctionnelle est très proche de celle présentée dans l'équation (2.11) sauf que l'intégration se fait sur les domaines spatial (sur la ROI) et temporel avec t l'image à un instant de la séquence considérée τ . La décomposition en mode spatial et temporel du champs de déplacement s'écrit alors

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^M \boldsymbol{\omega}_k(\mathbf{x}) v_k(t) \quad (2.62)$$

Les inconnues liées aux corrections de niveaux de gris sont aussi décomposées de la même manière

$$a(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^M \kappa_k^a(\mathbf{x}) q_k(t) \quad (2.63)$$

comme les paramètres de contraste et brillance sont liés il est possible d'écrire

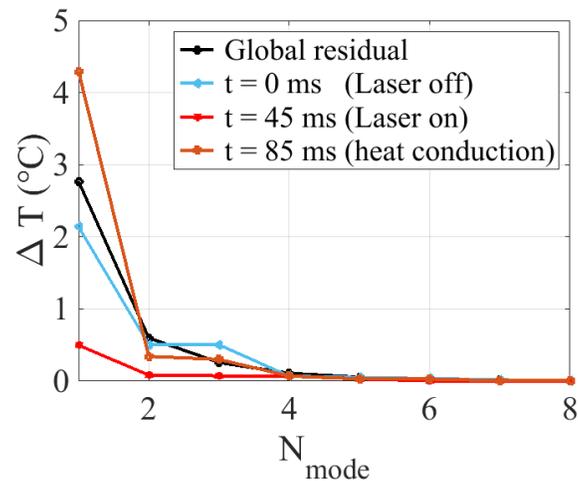
$$b(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^M \kappa_k^b(\mathbf{x}) q_k(t) \quad (2.64)$$

A chaque itération un système linéaire composée de M systèmes de CIN est à résoudre simultanément

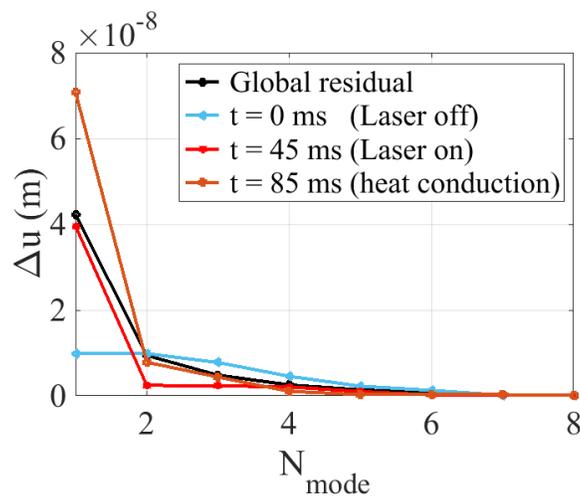
$$\begin{aligned} [\mathbf{M}_1] \{\boldsymbol{\Lambda}_1\}^t \{\delta\mathbf{U}_1\} \{\boldsymbol{\Lambda}_1\} &= \sum_{\tau} \{\mathbf{b}_1\} \{\boldsymbol{\Lambda}_1\} \\ &\dots \\ [\mathbf{M}_k] \{\boldsymbol{\Lambda}_k\}^t \{\delta\mathbf{U}_k\} \{\boldsymbol{\Lambda}_k\} &= \sum_{\tau} \{\mathbf{b}_k\} \{\boldsymbol{\Lambda}_k\} \\ &\dots \\ [\mathbf{M}_M] \{\boldsymbol{\Lambda}_M\}^t \{\delta\mathbf{U}_M\} \{\boldsymbol{\Lambda}_M\} &= \sum_{\tau} \{\mathbf{b}_M\} \{\boldsymbol{\Lambda}_M\} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Avec pour résidus global à minimiser la somme des résidus sur l'ensemble des M modes utilisés. Le vecteur $\{\boldsymbol{\Lambda}_k\}$ contient les vecteurs des modes temporels des champs de niveaux de gris et de déplacement. Les mêmes noyaux de régularisations spatiales sont utilisés pour pénaliser les fluctuations pouvant perturber les modes spatiaux.

Comme il a été discuté dans la partie 1.2.3, le choix du nombre de modes se fait par l'étude des résidus de la reconstruction d'un champ à un instant donné en fonction du nombre de modes considéré. Les tendances pour la température (ou niveaux de gris) et les champs de déplacement sont présentées sur la figure 2.34. De cette analyse on peut



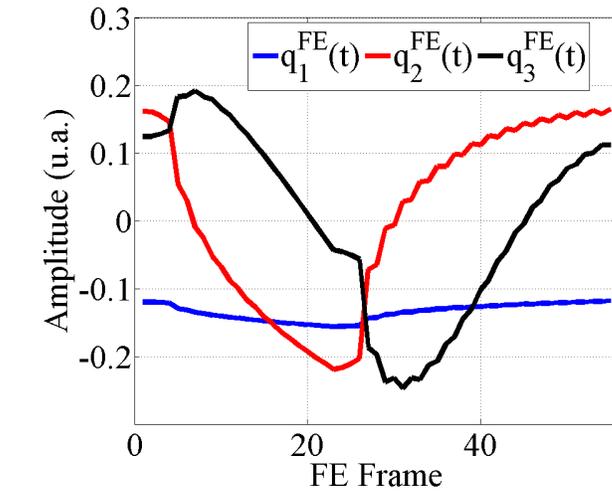
(a)



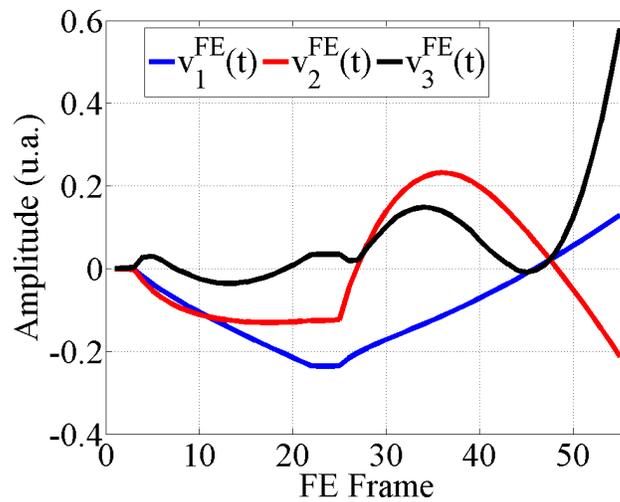
(b)

FIGURE 2.34: Évolution des résidus entre le champ, de température (a) et de déplacement 2D (b) aux instants considérés et des recompositions des mêmes champs avec N modes issus de la décomposition de Karhunen-Loève.

conclure que seuls trois modes sont nécessaires pour avoir une bonne estimation des modes spatiaux pour différents instants. Les allures des modes temporels sont représentées sur la figure 2.35.



(a)



(b)

FIGURE 2.35: Évolution des modes temporels de température (a) et de déplacement 2D (b) issus de la décomposition de Karhunen-Loève des résultats de simulation.

Deux cas particuliers sont alors testés. Le premier est celui qui a été abordé plusieurs fois précédemment et qui consiste à faire de la CIN lors des chocs laser en exploitant les images de la caméra IR. Ceci permettra de voir si cette méthode identifie bien les champs de corrections de niveaux de gris et de déplacement. Ensuite un cas pathologique qui traitera de l'effet de la convection sera étudié. Pour les cas expérimentaux discutés jusqu'à présent, ce problème a été contourné en arrêtant la circulation d'Hélium pendant l'acquisition d'images. Toutefois dans de futures applications où d'éventuels chocs froids (nécessitant alors la circulation de gaz froid dans un milieu plus chaud) seront appliqués il faudra trouver une stratégie pour pouvoir gommer les effets de la convection. La régularisation spatiotemporelle à l'aide d'informations temporelles connues sera alors une voie à explorer.

2.2 Cas des images IR avec effet du laser

La méthode proposée a été testée sur la séquence de tir laser qui a été discutée dans la partie 1.4 et qui a été comparée avec les simulations. Pour des raisons de gain de temps de calcul le test a été réalisé avec un maillage grossier de 32 pixels et une longueur de régularisation de 120 pixels. Seules les corrections de brillance ont été considérées. Les modes spatiaux obtenus, pour les champs de déplacement à convergence, sont illustrés sur la figure 2.36. Ceux obtenus pour les champs de brillance sont tracés sur la figure 2.37. Ces champs sont ceux obtenus à convergence après 15 itérations. Le résidu global est égal à 2.5 % de la dynamique des images considérées. La combinaison des champs modaux aux vecteurs contenant l'information temporelle permet d'avoir l'historique de l'évolution du champ de déplacement à l'instant souhaité. Le chargement et les instants sur lesquels les résultats seront présentés sont illustrés sur la figure 2.38. Les champs de déplacement obtenus sont présentés sur la figure 2.39 pendant la montée en température. Les champs de brillance et résidus correspondant aux déplacements précédents sont illustrés dans la figure 2.40. L'état de déformation biaxial est retrouvé. L'identification du terme de brillance correspond bien à la distribution de niveaux de gris à corriger. Les cartes de résidus correspondant à ces instants sont présentées sur la figure 2.41. Dans l'ensemble, les champs de déplacement correspondent bien aux champs attendus. Il faudra remarquer tout de même que la faible qualité de la description spatiale est due à la taille de l'élément choisie ici de 32 pixels. Il faut aussi prendre des précautions quant aux images sélectionnées et à bien faire correspondre les temps avec ceux de la simulation, ici cette tâche a été réalisée approximativement.

L'avantage de cette approche est d'obtenir, avec seulement 3 modes spatiaux (identifiés à l'aide des images) et temporels (intégrés dans le formalisme de CIN), la description de toute l'histoire au cours du cycle. Les modes spatiaux de déplacement peuvent ensuite être dérivés pour extraire les déformations. Les niveaux de déformation au centre de la zone de tir comparés aux simulations sont représentés sur la figure 2.43. Il est possible de constater qu'il n'y a plus de fluctuations temporelles (à comparer avec ceux obtenus sur la figure 2.31). Les amplitudes sont légèrement inférieures à celles obtenues par simulations ou par calcul CIN sans régularisation temporelle. Dans la direction orthogonale

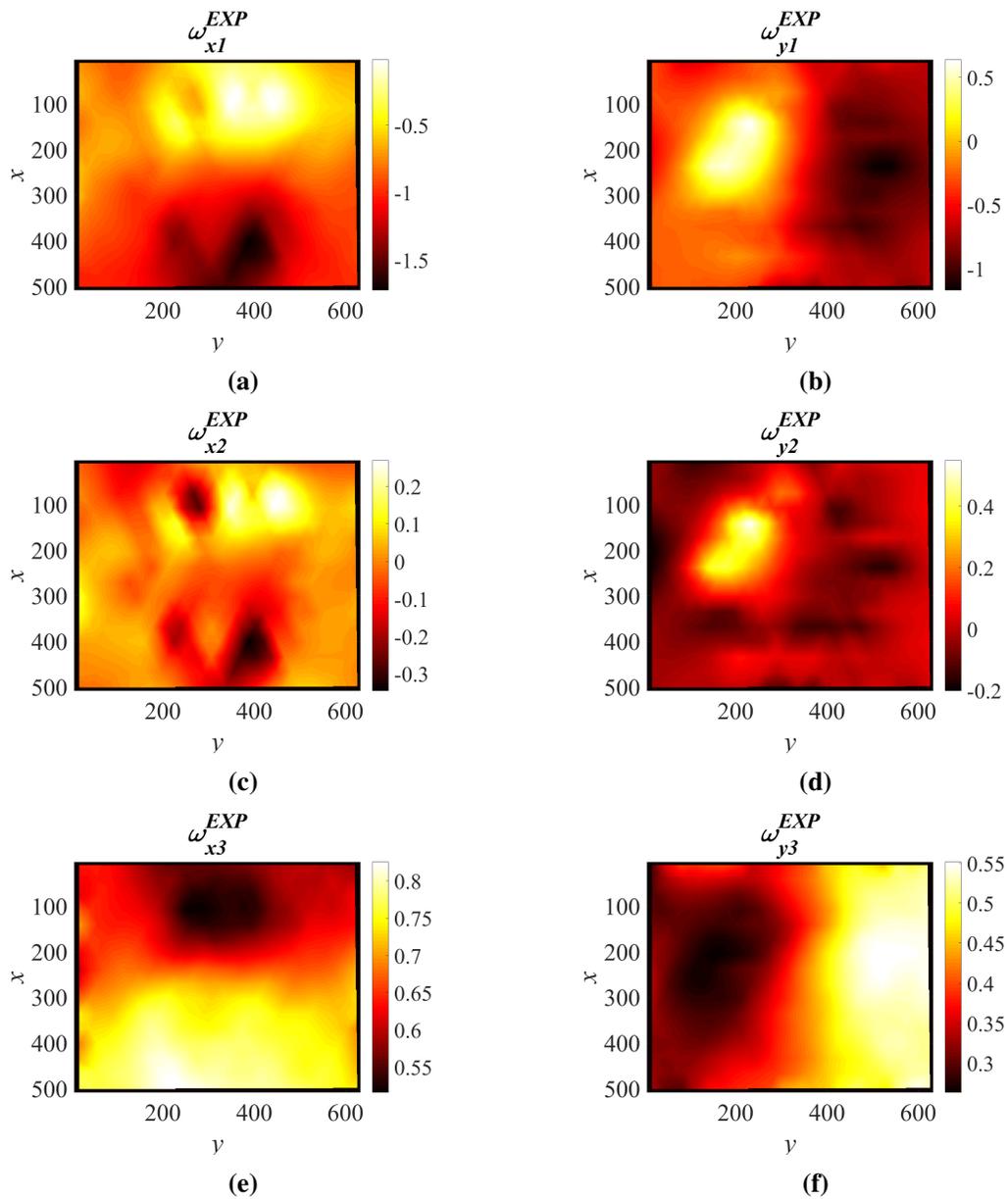


FIGURE 2.36: Les trois modes spatiaux identifiés pour les champs (a,c,e) U_x et (b,d,f) U_y .

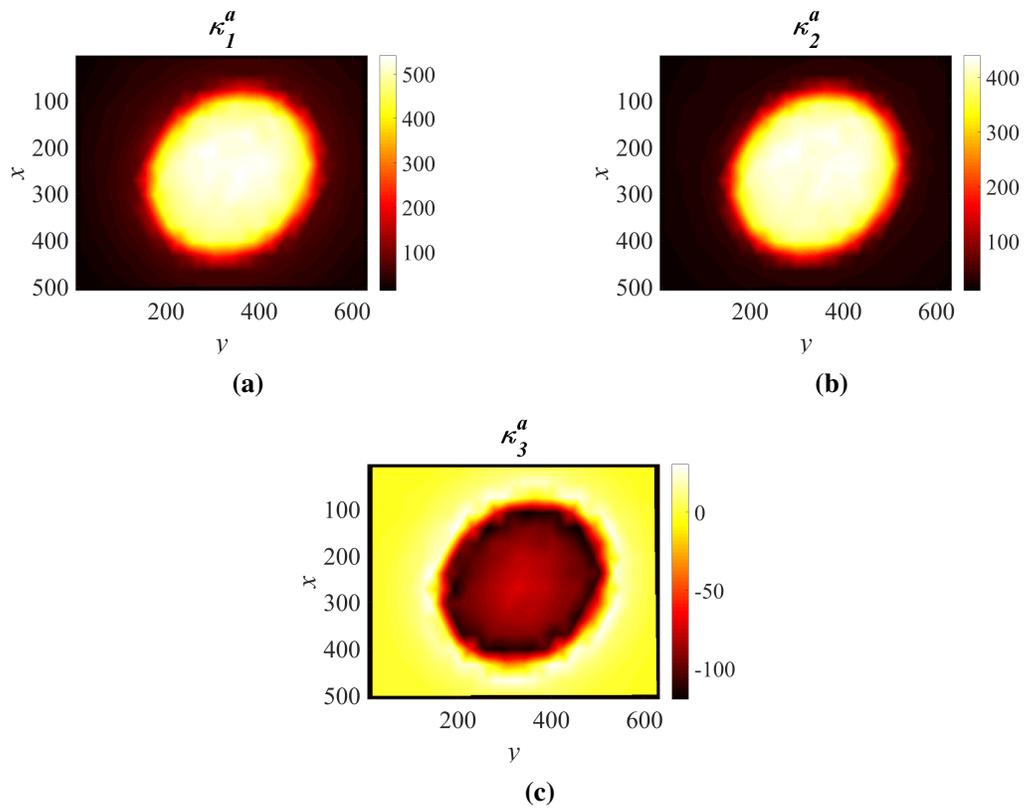


FIGURE 2.37: Les trois modes spatiaux identifiés pour les champs (a,b,c) de brillance.

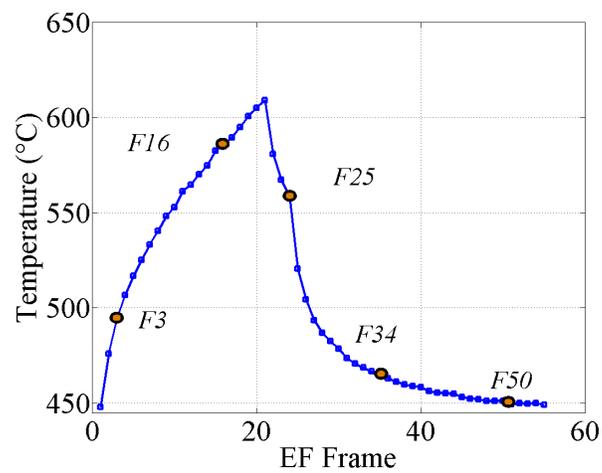


FIGURE 2.38: Trajet du chargement thermique expérimental.

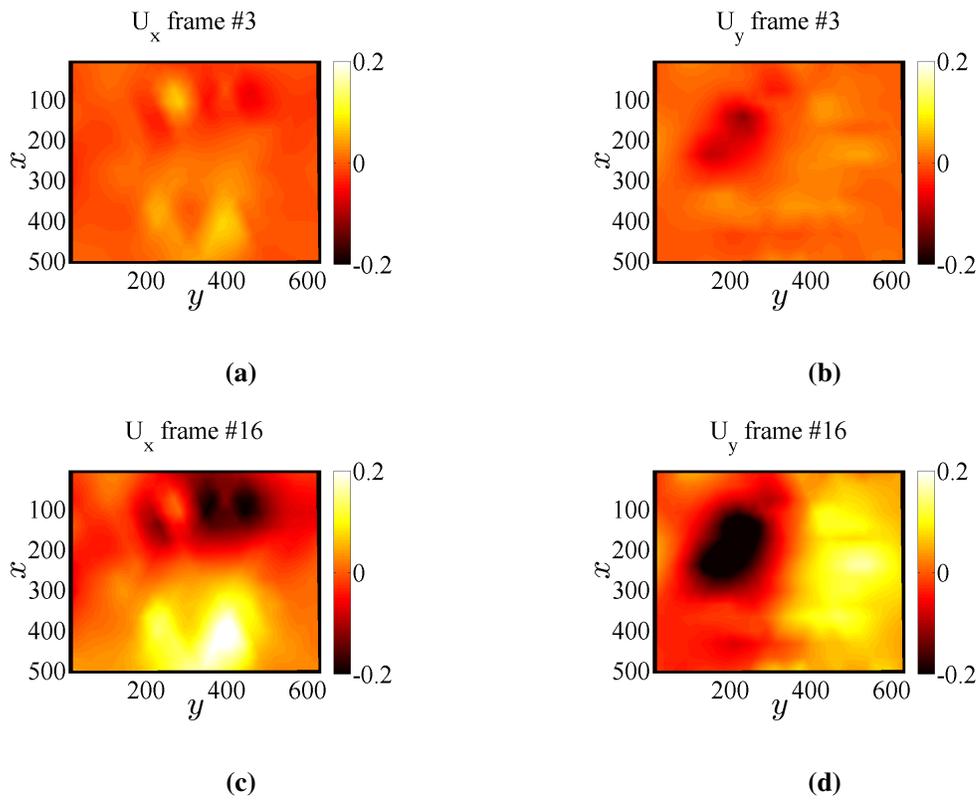


FIGURE 2.39: Les champs U_x et U_y obtenus (a-b) au début et (c-d) pendant le choc thermique (figure 2.38).

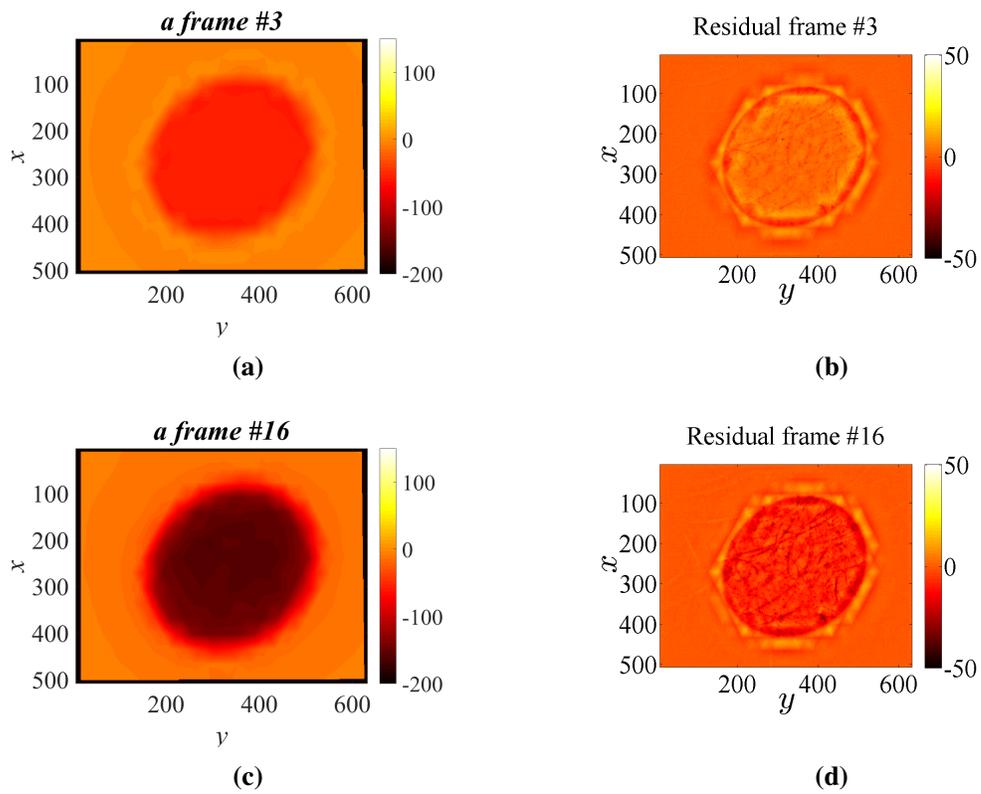


FIGURE 2.40: Les champs de brillance et cartes de résidus obtenus (a-b) avant et (c-d) pendant le choc thermique (figure 2.38).

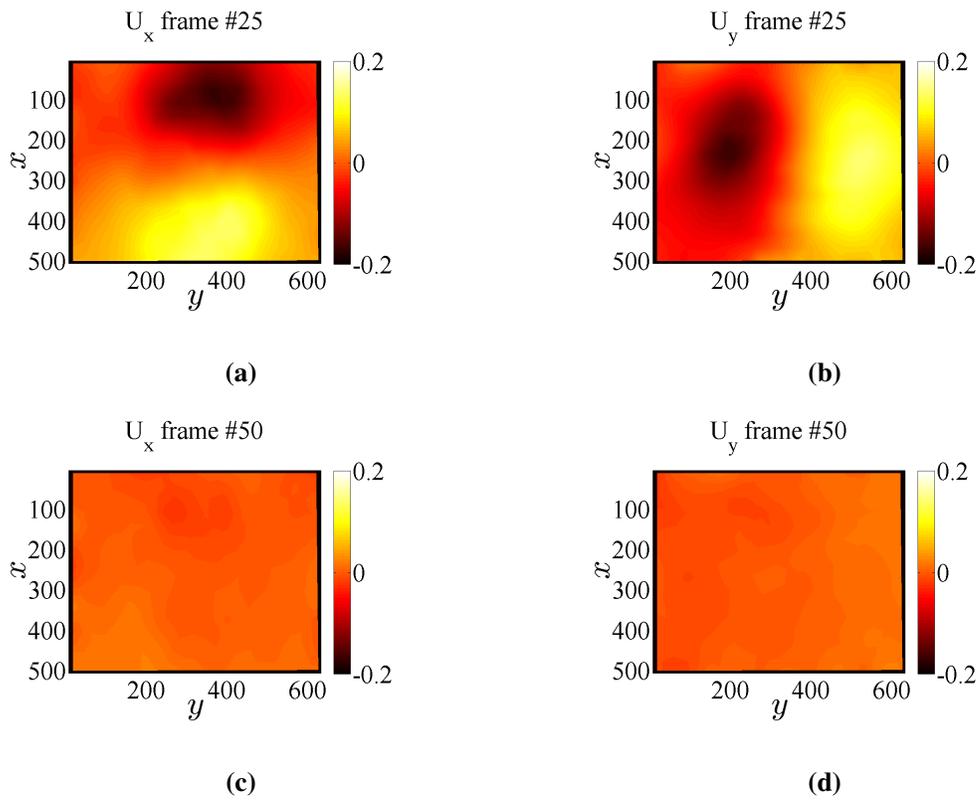


FIGURE 2.41: Les champs U_x et U_y obtenus (a-b) juste après et (c-d) à la fin du choc thermique (figure 2.38).

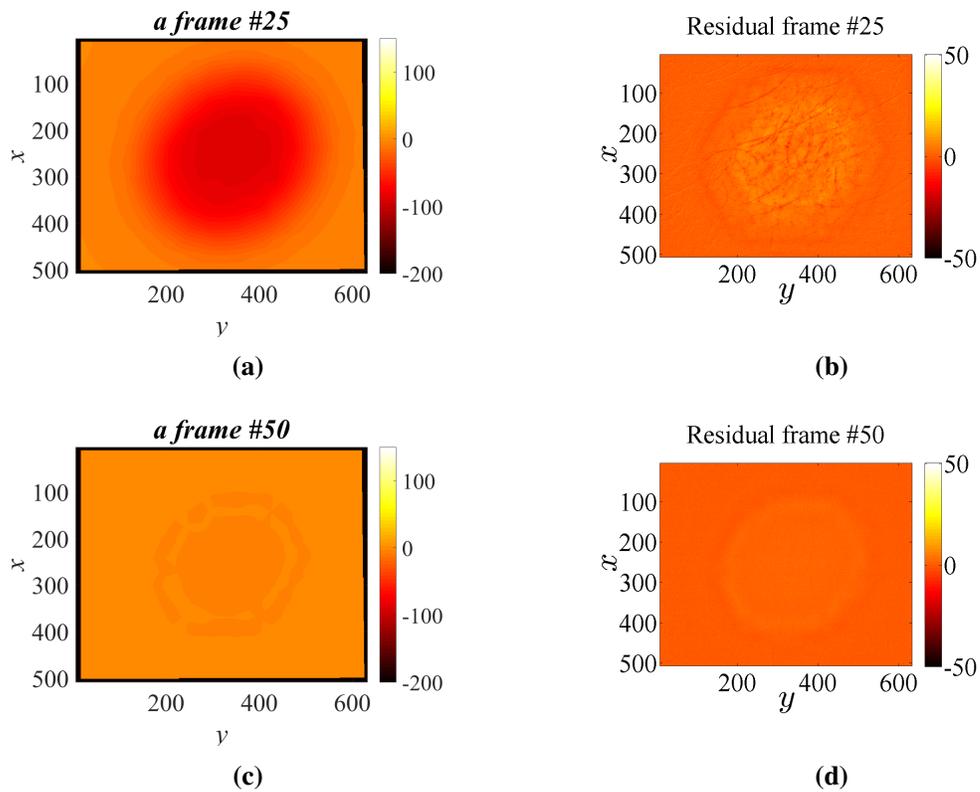


FIGURE 2.42: Les champs brillance et cartes de résidus obtenus (a-b) quelques instants après et (c-d) à la fin du choc thermique (figure 2.38).

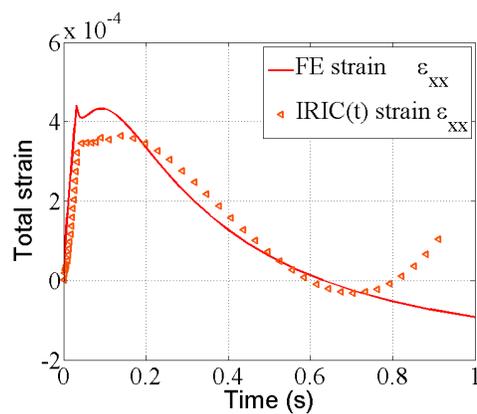


FIGURE 2.43: Évolution des niveaux de déformation obtenue avec la régularisation spatiotemporelle au centre de la tache au cours du temps.

(axe y) les niveaux de déformation sont deux fois plus importants et surestime donc les amplitudes attendues malgré l'application de la rotation du repère. Ceci peut être un effet de la taille de l'élément qui ici est grossière (32 pixels). Si des phénomènes de localisation ont lieu cela peut affecter de manière non négligeable les niveaux de déformation car les modes temporels, issus de la simulation, ne sont pas sensés permettre d'identifier les modes spatiaux correspondant à de tels effets.

Le même exercice est réalisé sur un cas où des champs de déplacement fantômes sont introduits (effet de la convection).

2.3 Cas pathologique : effet de la convection

Il faut se souvenir que les essais sont réalisés à haute température et qu'une ambiance d'Hélium est générée à l'aide d'un circuit fermé permettant de maintenir l'enceinte FLASH à une température de travail correcte (40-60 °C). Ceci a le mauvais goût de perturber l'acquisition des images car le mouvement du gaz, dont la température est inhomogène, crée des distorsions sur les champs de déplacement. En effet même si le milieu que traversent les rayons optiques est identique, gaz d'Hélium, ce dernier voit son indice de réfraction varier avec la température. Ce coefficient est dépendant de la masse volumique et donc de la température. Ainsi le chemin optique subit des déviations et peut créer de faux déplacements d'une image à l'autre. Ces effets sont plus prononcés sur les images acquises par la caméra travaillant dans le domaine du visible (surement dû à son inclinaison). Une acquisition pendant un tir laser a été réalisée tout en laissant circuler l'Hélium. L'algorithme de CIN standard sans régularisation temporelle est lancé et les résultats sont comparés à ceux obtenus avec l'approche proposée dans cette sous-section. Les champs de déplacement (correspondant à la figure 2.38 mais à des niveaux de température différents) mesurés sans régularisation temporelle sont présentés sur la figure 2.44. Les champs de déplacement reflétant l'état de déformation biaxial ne sont pas faciles à identifier. Lorsque la régularisation spatiotemporelle est appliquée sur les mêmes images les champs attendus sont retrouvés (voir figure 2.45). Le suivi des déformations au centre du faisceau est plus lisible comme l'indique figure 2.46. Dans cette sous-partie il a été montré à travers deux cas comment l'usage d'informations issues de la simulation peuvent être exploitées pour enrichir les codes CIN. Cette approche a pour avantage de nécessiter seulement les modes temporels (les tendances) ce qui implique qu'une seule simulation suffit. D'ailleurs pour les deux cas présentés ici les modes temporels issus de la même simulation ont été exploités. L'autre point positif est qu'avec l'application d'une telle méthode les fluctuations temporelles sont naturellement effacées. Des cas pathologiques peuvent alors être exploités pour l'analyse d'essai de fatigue. Elle permettrait aussi d'envisager de réaliser des chocs froids, nécessitant alors l'injection de gaz à basse température. Un dernier point positif mais qui peut ne pas être négligeable vient de la quantité de données générées à l'issue d'un calcul CIN qui serait alors réduite aux quelques modes nécessaires.

Il faut toutefois prendre des précautions et maîtriser la décomposition de la séquence d'images. En effet pour pouvoir exploiter au mieux cette technique il faut que les images

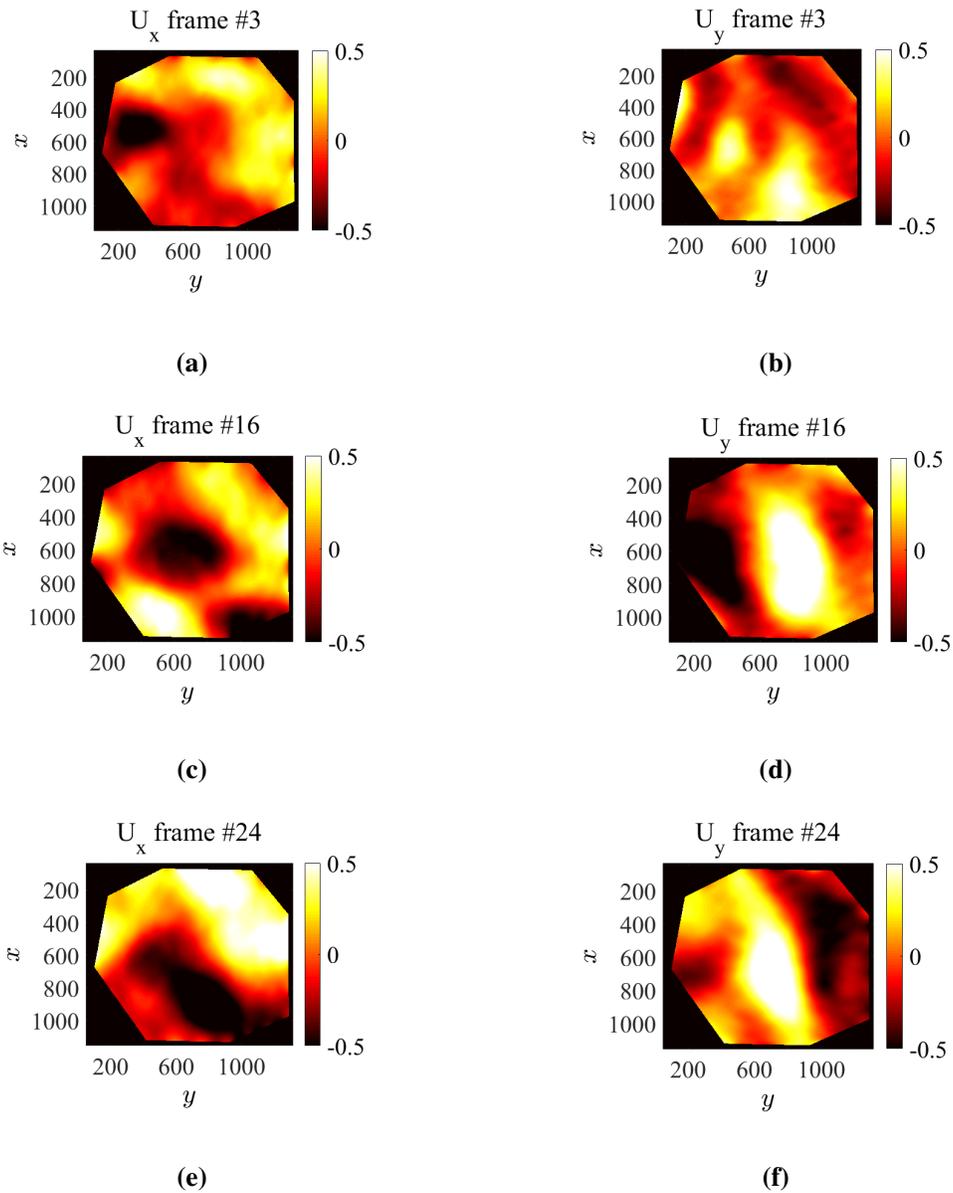


FIGURE 2.44: Les champs U_x et U_y obtenus sans régularisation temporelle (a-b) au début et (c-f) pendant le choc thermique.

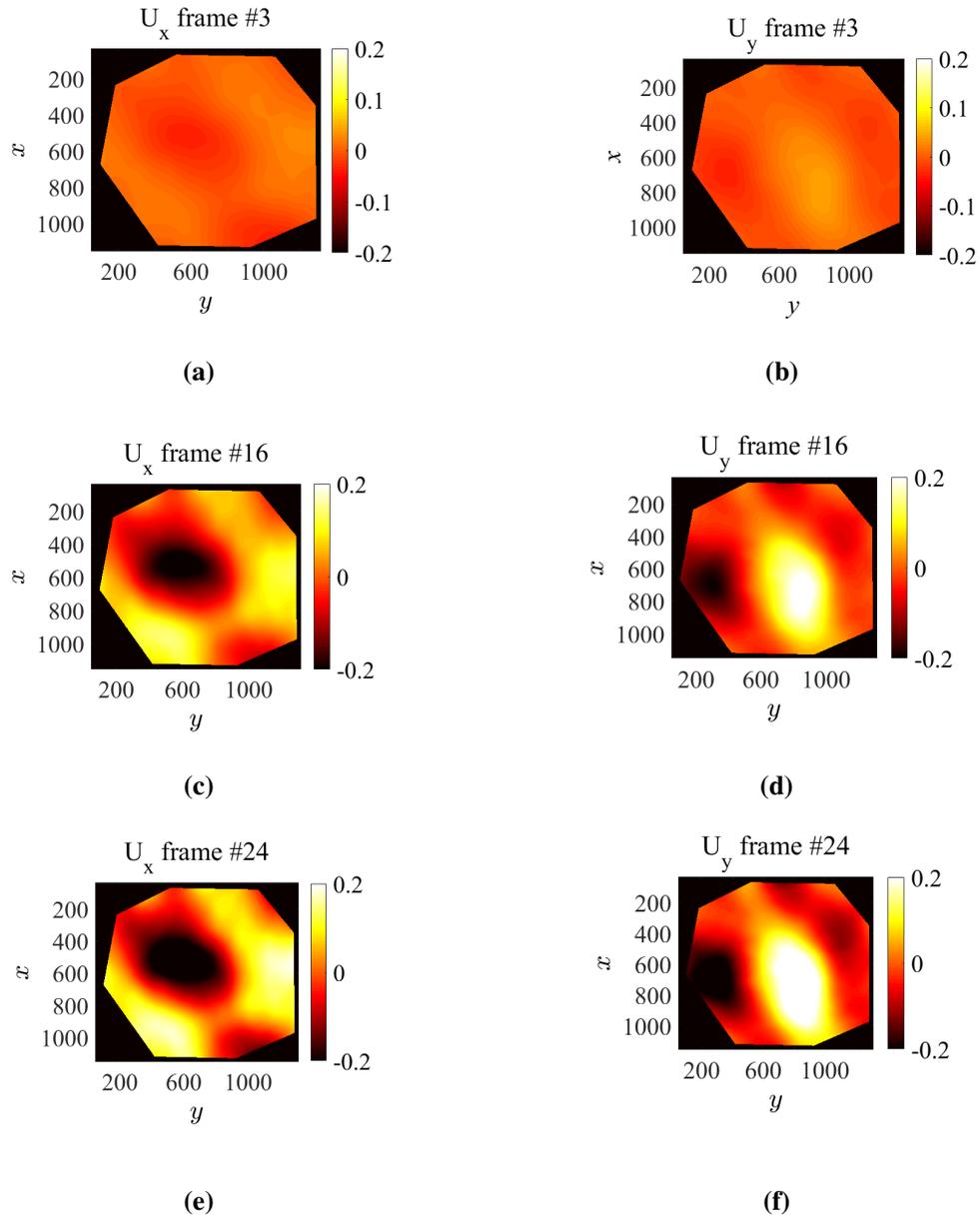


FIGURE 2.45: Les champs U_x et U_y obtenus avec régularisation temporelle (a-b) au début et (c-f) pendant le choc thermique.

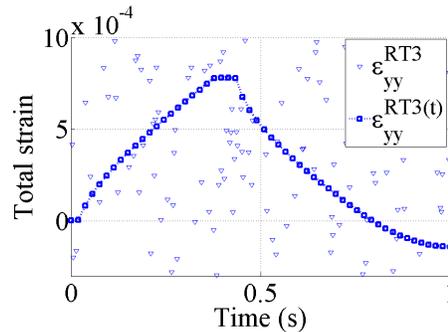


FIGURE 2.46: Évolution des niveaux de déformation expérimentaux mesurés par la caméra visible au centre de la tache au cours du temps obtenus avec ou sans régularisation temporelle.

décrivent au mieux les instants simulés (avoir les bonnes tendances). Pour cela, il faudrait réaliser une identification du chargement thermique sur l'ensemble de l'historique du choc laser. Ainsi un trajet assez similaire sera garanti. La seconde précaution sera alors de déterminer au mieux les images qui correspondent aux instants simulés. Sur la phase de montée en température cette détermination est simple car chaque pas est calculé alors que pendant la phase de refroidissement une optimisation du pas de temps de sauvegarde est réalisée. Si un décalage est créé cela peut perturber l'identification des modes spatiaux.

3 Vers une mesure de champ (thermo-)mécanique 3D

Cette partie traite des mesures de champ 3D à l'aide des caméras utilisées dans la configuration FLASH. D'après les simulations les déplacements de plus fortes amplitudes sont hors-plan. Pour pouvoir mesurer de tels champs de déplacements (3D surfaciques) il existe une technique communément utilisée en mécanique qui est la stéréocorrélation (SC) [Orteu, 2009]. La difficulté principale dans ce genre de mesure reste la phase d'étalonnage [Tsai, 1987, Salvi *et al.*, 2002] permettant alors de trouver les matrices de projection de l'espace 3D (scène observée) à l'espace 2D des caméras [Faugeras *et al.*, 1998]. Plusieurs applications dans l'étude de la mécanique des matériaux ont été illustrées [Garcia *et al.*, 2002, Sutton *et al.*, 2008, Orteu, 2009, Besnard *et al.*, 2012a, Dufour *et al.*, 2015a].

La seule possibilité ici est de combiner les deux moyens de mesure optique qui sont les caméras qui travaillent dans des domaines de longueurs d'onde différents. Il existe dans la littérature quelques auteurs qui ont combiné les deux moyens de mesure pour par exemple générer une cartographie 3D de température pour des applications en génie civil [Prakash *et al.*, 2007]. Les premières mesures de champ de températures et de déplacements 3D ont été proposées par [Orteu *et al.*, 2008]. La technique exploite la sensibilité des caméras (travaillant alors dans le domaine des longueurs d'onde du visible) aux longueurs d'onde proches IR pour la mesure de champ de température et de déplacement 3D.

Dans la configuration FLASH la caméra IR est nécessaire pour la mesure de champ de température. La caméra travaillant dans le visible est aussi sensible aux longueurs d'onde du proche IR mais l'application de la technique proposée par [Orteu *et al.*, 2008] est rendue difficile car la surface caractérisée est peu émissive.

Le choix retenu consiste à exploiter les moyens de mesure mis à disposition par FLASH soit les deux caméras qui travaillent à des plages de longueurs d'onde différentes. Grâce à la méthode proposée par [Dufour, 2015] une combinaison de caméras de définition et résolution différentes est rendue possible [Charbal *et al.*, 2016b]. D'ailleurs si une caméra supplémentaire est rajoutée l'algorithme proposée par [Dufour *et al.*, 2015a] permet la réalisation de SC multi-vues. L'approche de SC proposée par [Beaubier *et al.*, 2014] a été suivie. Toutefois, comme l'échantillon caractérisé est une surface plane, un étalonnage en deux étapes est nécessaire. Une première validation sur deux configurations particulières a été proposée dans [Charbal *et al.*, 2016b]. Ici la même procédure est suivie mais appliquée à la configuration FLASH. Une seconde méthode d'étalonnage est proposée qui utilise une mire plane et des mouvements de corps rigide (CR) hors-plan. Cette dernière approche permettra de déterminer plus précisément le facteur d'échelle.

Enfin l'application de l'ensemble de la procédure sur des chocs laser sera alors illustrée sur des images exploitées pour les mesures 2D discutées précédemment.

3.1 Les challenges et stratégies pour la stéréocorrélation hybride

Les challenges que proposent la stéréocorrélation hybride sont multiples. Certains sont dans les faits identiques à ceux qu'on retrouve dans les cas de stéréovision en général. Il faut corriger les distorsions induites par les optiques. Cette phase de l'étalonnage a déjà été discutée dans la partie 1.2.1.

Ensuite il faut trouver la relation entre l'espace 3D, où se trouve l'échantillon à caractériser, et l'espace 2D des images. La difficulté ici vient du fait que les deux imageurs ont des caractéristiques bien différentes. L'encodage des niveaux digitaux ou de gris dépend fortement de la physique du capteur (ceci est aussi vrai pour deux caméras qui travaillent dans le même domaine de longueur d'onde et qui ont des capteurs différents). Les caméras dans la configuration FLASH travaillent à des longueurs d'onde différentes. Ceci peut engendrer que d'un imageur à l'autre le mouchetis varie alors que le même état de surface est caractérisé. Ceci arrive notamment lorsque le mouchetis est issu de la simple pré-oxydation et de l'état de surface de l'échantillon. L'interaction d'une onde et d'un obstacle (tache d'oxyde, rayure ou de manière générale la rugosité de la surface) dépend fortement de sa longueur d'onde et de la taille de ces mêmes obstacles. Il en résulte que les rayures ne sont quasiment pas observées (seules quelques rayures épaisses sont distinguables) sur l'image IR alors que les taches dues à l'oxydation sont plus mises en valeur sur ces images. Sur la caméra travaillant dans le domaine du visible les rayures sont bien distinguables et les taches d'oxydes, quant à elles, ne sont quasiment pas identifiées. Le fait de ne pas obtenir le même mouchetis d'une caméra à l'autre peut nuire à la phase d'étalonnage qui nécessite la comparaison des images inter-imageurs. Si on prend l'exemple de l'étape où il faut reconnaître des points particuliers pour apparier les

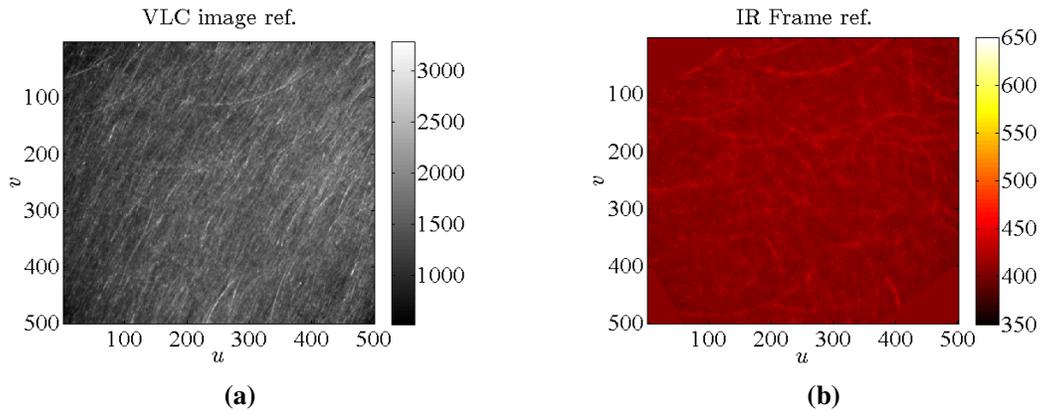


FIGURE 2.47: Mouchetis naturel observé par la caméra travaillant dans le domaine (a) du visible et (b) de l'IR

caméras [Beaubier *et al.*, 2014] l'usage d'un tel mouchetis (pré-oxydation) avec de telles caméras nécessitera de faire un étalonnage en deux étapes. La première étape utilisera alors une mire dont le mouchetis a des longueurs caractéristiques telles que les mêmes dessins soient obtenus de part et d'autre du système stéréoscopique.

3.1.1 Étalonnage du système de stéréovision hybride

L'étalonnage qui est appliquée ici repose sur la procédure proposée par [Beaubier *et al.*, 2014]. Sur chacune des images des points singuliers dont la position dans l'espace 3D est connue sont prédéfinis. Dans les cas présentés ici les étalonnages (et donc les phases nécessitant une telle comparaison) sont réalisés à l'aide de mires dont le mouchetis fournit les mêmes contours sur les deux types d'image. Une décomposition aux valeurs singulières (SVD) est ensuite appliquée pour résoudre le problème. Cette première estimation sert à initialiser l'algorithme de CIN-Intégrée qui optimise les paramètres des matrices de projection obtenues en se basant sur les images. Seuls les facteurs d'échelle ne sont pas optimisés dans ce dernier formalisme CIN et sont maintenus aux valeurs déterminées par la SVD. Les étapes qui sont considérées lors de la phase d'étalonnage sont :

- Initialisation : à l'aide de points connus sur la géométrie considérée pour la phase d'étalonnage.
- Un algorithme de CIN-Intégrée est utilisé pour optimiser les paramètres des matrices de projections en se basant sur l'information contenue dans les images.

3.1.2 Étalonnage avec une mire 3D

L'algorithme de SC intégrée [Beaubier *et al.*, 2014] permet l'optimisation des matrices de projection en utilisant une pseudo-base cinématique contenant les champs de sensibilités de chacun des paramètres à optimiser. En travaillant dans l'espace paramétrique, les images de définitions différentes peuvent être comparées. La représentation NURBS

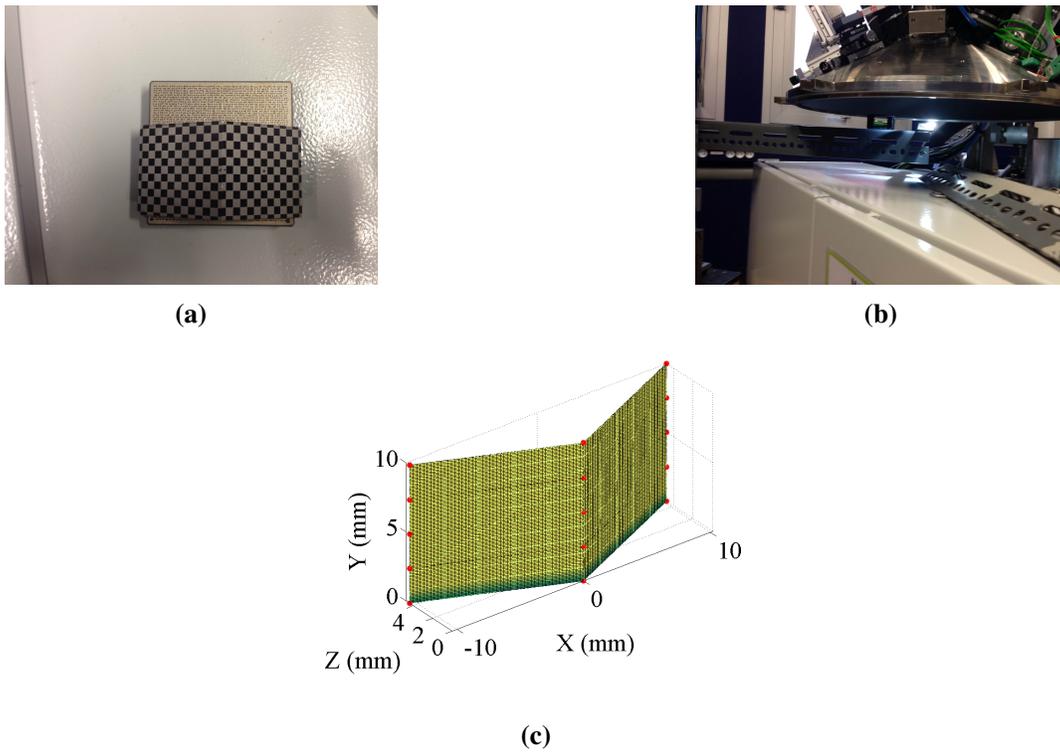


FIGURE 2.48: (a) Mire d'étalonnage 3D (b) positionnée dans la configuration expérimentale et (c) son modèle numérique.

[Piegl et Tiller, 1997] de la surface 3D de la mire est définie dans l'espace paramétrique $(\alpha, \beta) \in [0, 1]^2$ telle que les coordonnées 3D sont décrites par

$$\mathbf{X}(\alpha, \beta) = \frac{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n N_{i,p}(\alpha) N_{j,q}(\beta) \omega_{ij} \mathbf{P}_{ij}}{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n N_{i,p}(\alpha) N_{j,q}(\beta) \omega_{ij}} \quad (2.66)$$

avec

$$\forall \alpha \in [0, 1], N_{i,0} = \begin{cases} 1 & \text{quand } \alpha_i \leq \alpha \leq \alpha_{i+1} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.67)$$

et les α_i sont les composantes du vecteur des points de contrôle $\{\alpha_0, \dots, \alpha_i, \dots, \alpha_m\}$ tenant compte de $\alpha_i \leq \alpha_{i+1}$ et

$$N_{i,p}(\alpha) = \frac{\alpha - \alpha_i}{\alpha_{i+p} - \alpha_i} N_{i,p-1}(\alpha) + \frac{\alpha_{i+p+1} - \alpha}{\alpha_{i+p+1} - \alpha_{i+1}} N_{i+1,p-1}(\alpha) \quad (2.68)$$

où les $N_{i,p}$ et $N_{j,q}$ sont les fonctions de mélange pour les deux composantes α et β de l'espace paramétrique [Piegl et Tiller, 1997]. Le nombre de points de contrôle est $n_p = (m+1)(n+1)$ (dans le cas présenté pour la mire 3D $n_p = 15$), (p, q) sont les degrés attribués au fonction décrivant la surface (ici des fonctions de degré 1) et $P_{ij} = (X_{P_{ij}}, Y_{P_{ij}}, Z_{P_{ij}})$ sont les coordonnées des points de contrôles, ω_{ij} correspond au poids (ici ce poids est égal à 1 ce qui réduit la surface NURBS à un patch de Bezier [Piegl et Tiller, 1997]).

La relation entre l'espace 3D du modèle de l'objet et de l'espace 2D des images peut être exprimée de la façon suivante

$$[\mathbf{M}^{l,r}] \{\bar{\mathbf{X}}\} = \{\mathbf{x}^{l,r}\} \quad (2.69)$$

avec

$$\{\mathbf{x}^{l,r}\} = \begin{cases} s^{l,r} x^{l,r} \\ s^{l,r} y^{l,r} \\ s^{l,r} \end{cases} \quad (2.70)$$

avec $[\mathbf{M}^{l,r}]$ est les matrices 3×4 de projection pour la caméra de gauche (visible) et droite (IR) liées aux coordonnées homogènes $\{\bar{\mathbf{X}}\}$ définies dans l'espace paramétrique, $x^{l,r}$ et $y^{l,r}$ sont les coordonnées dans l'espace des images (en pixel) et $s^{l,r}$ sont les facteurs d'échelle pour la caméra de gauche et droite. Les résultats seront donc discutés dans l'espace du modèle numérique 3D. Pour alléger les notations la dépendance des paramètres sera omise

$$f^{l,r} = f(\mathbf{x}^{l,r}(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^{l,r}]))) \quad (2.71)$$

L'algorithme de SC considérant la relaxation de la conservation des niveaux de gris s'écrit alors

$$\phi_{SC-C} = \sum_{ROI} (a^l + (1 + b^l)(f^l) + \sum_{t=1}^N c_t^l (G_t * f^l) - f^r)^2 \quad (2.72)$$

Les quantités de brillance (a^l), contraste (b^l) et de poids attribués au noyau gaussien (G de largeur t) flou (c_t^l) doivent être manipulées avec les considérations suivantes

$$a^l = a(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) \quad (2.73)$$

$$b^l = b(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) \quad (2.74)$$

$$c^l = c(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) \quad (2.75)$$

En utilisant une méthode de Newton-Raphson, l'image de gauche est corrigée relativement à l'image de droite

$$f_{n+1}^l = a_{n+1}^l + \sum_{i=0}^N b_{n+1,i}^l G_i * f_0^l \quad (2.76)$$

à chaque itération n car la solution au problème (linéarisé) est

$$[\mathbf{K}^n] \{d\mathbf{m}\} = \{\mathbf{r}^n\} \quad (2.77)$$

où les incréments de chacune des inconnues sont rassemblés dans un vecteur colonne

$$\{d\mathbf{m}\} = \left\{ \begin{array}{c} \{d\mathbf{M}\} \\ \{d\mathbf{a}\} \\ \{d\mathbf{b}\} \\ \{d\mathbf{c}\} \end{array} \right\} \quad (2.78)$$

dans lequel le vecteur colonne $\{d\mathbf{M}^{l,r}\}$ contient toutes les composantes liées à la correction des matrices de projection exceptées $M_{34}^{l,r}$ qui ont été déterminées par SVD dans la phase de pré-étalonnage [Beaubier *et al.*, 2014]. La taille de ce vecteur est donc de 22×1 . Le vecteur colonne $\{d\mathbf{a}\}$ contient les n_a incréments d'amplitudes associés à la correction de brillance, $\{d\mathbf{b}\}$ contient les n_b incréments d'amplitudes associés à la correction de contraste et enfin $\{d\mathbf{c}\}$ contient les $N \times n_c$ incréments d'amplitudes associés aux poids par noyau gaussien de largeur t . La matrice de corrélation d'images $(22 \times n_a \times n_b \times n_c) \times (22 \times n_a \times n_b \times n_c)$ s'écrit

$$[\mathbf{K}^n] = \sum_{ROI} \{\mathbf{k}^n\} \{\mathbf{k}^n\}^t \quad (2.79)$$

et le vecteur $(22 + n_a + n_b + Nn_c) \times 1$ des résidus résultant est formulé comme suit

$$[\mathbf{r}^n] = \sum_{ROI} \{\mathbf{k}^n\} (f^l - f^r) \quad (2.80)$$

pour lequel $\{\mathbf{k}^n\}$ est défini pour chaque point \mathbf{x} de l'espace paramétrique comme

$$\{\mathbf{k}^t\} = \left\{ \{\Psi^l\}^t, \{\Psi^r\}^t, \{\phi_a\}^t, \{\phi_b\}^t, \{\phi_c\}^t \right\} \quad (2.81)$$

où $\{\Psi^l\}$ est le vecteur colonne contenant les 11 produits scalaires $\Psi_{ij}^l \cdot \nabla f^l$ et $\{\Psi^r\}$ est le vecteur colonne contenant les 11 produits scalaires $\Psi_{ij}^r \cdot \nabla f^r$. $\{\phi_a\}$ est le vecteur colonne contenant les n_a valeurs des champs de niveaux de gris et ϕ_k , $\{\phi_b\}$ est le vecteur colonne contenant les n_b produits et enfin $\phi_k(\mathbf{x})g^n$, $\{\phi_c\}$ est le vecteur colonne contenant les Nn_c

produits $\phi_k(\mathbf{x})(G_t * g)$. Les champs de sensibilité $\{\Psi^{l,r}\}$ de $\mathbf{x}^{l,r}$ des paramètres $M_{i,j}^{l,r}$ de la matrice de projection s'écrivent

$$\{\Psi^{l,r}\} = \frac{\partial \mathbf{x}^{l,r}}{\partial \mathbf{M}_{i,j}^{l,r}} \quad (2.82)$$

avec

$$\{\mathbf{x}^{l,r}\} = \begin{cases} \mathbf{x}^{l,r} = \frac{M_{1i}^{l,r} \mathbf{X}(\alpha, \beta)}{M_{3i}^{l,r} \mathbf{X}(\alpha, \beta)} \\ \mathbf{y}^{l,r} = \frac{M_{2i}^{l,r} \mathbf{X}(\alpha, \beta)}{M_{3i}^{l,r} \mathbf{X}(\alpha, \beta)} \end{cases} \quad (2.83)$$

Dans les cas rencontrés, pour la phase d'étalonnage du système hybride, des fonctions polynomiales de bas ordres sont suffisantes (voir tableau 2.2).

Ces corrections supplémentaires apportent une amélioration en termes de résidus de corrélation et ont une influence sur l'estimation des paramètres [Charbal *et al.*, 2016b]. Les résidus globaux atteignent un niveau de 28.6 % de la dynamique de l'image et sont réduits à 0.9 % lorsque des champs d'ordre 2 sont utilisés ainsi qu'un noyau gaussien (voir figure 2.49).



FIGURE 2.49: Les résidus obtenus (a) avant et (b) après correction des niveaux de gris pendant la phase d'étalonnage.

3.1.3 Étalonnage avec une surface 2D

Une méthode alternative consiste à utiliser une mire 2D pour la phase d'étalonnage, sur laquelle des points bien définis y figurent et sur laquelle des mouvements de corps rigide hors-plan, avec une bonne précision, sont imposés³. Une telle technique a été étudiée car pour le cas expérimental où des chocs lasers sont appliqués et où des mouvements hors-plan de l'ordre de quelques micromètres seront mesurés l'usage de l'objectif G1 (grossissement $\times 1$) est nécessaire. La mire en livre ouvert a des dimensions et mouchetis qui peuvent être limitants. En effet la profondeur de champ limitée ($100 \mu\text{m}$) génère une défocalisation sur la majeure partie de la mire 3D qui a un angle d'ouverture de 48° .

3. La platine utilisée à cet effet est certifiée chaque année. Des tests sur des extensomètres étalonnés et certifiés eux aussi ont montré que la platine pouvait avoir une résolution inférieure au micromètre.



FIGURE 2.50: (a) Mire d'étalonnage 2D positionnée (b) sur la platine.

Ceci corrélé à des tailles de carreau de 2.5 mm, définissant le mouchetis, peut induire des étalonnages de faible qualité.

La mire 2D est tout d'abord considérée à sa position initiale (dite aussi de référence) $(x = 0, y = 0, z = 0) \mu\text{m}$. L'usage d'une platine micrométrique autorise une certaine confiance dans la génération d'une image 3D (à l'aide de mouvements hors plan). Ensuite des mouvements selon l'axe Z sont réalisés à diverses amplitudes $(x = 0, y = 0, z = \delta z) \mu\text{m}$. Pour chaque mouvement appliqué, il faut générer une surface 2D à la position Z. Ceci permet de construire un "objet" 3D qui procure l'information 3D nécessaire pour la phase d'étalonnage. Il est possible d'utiliser seulement deux paires d'images à des positions distinctes (dont les matrices de sensibilité soient supérieures à l'effet du bruit) pour pouvoir inverser le problème de corrélation. Le mieux est tout de même d'utiliser autant de paires d'images que possible (qui couvrent la gamme des amplitudes qui seront mesurées lors de l'expérience). En effet ceci permet d'une part d'avoir un étalonnage robuste en limitant par exemple les effets du bruit, biais ou encore erreur sur le déplacement imposé sur une paire d'images. Ceci permet aussi de tester, une fois les matrices de projection estimées, l'erreur de mesure. Pour cet exercice particulier il serait préférable d'utiliser des images sur lesquelles l'étalonnage n'a pas été fait pour éviter l'inter-corrélation d'erreurs (erreurs d'étalonnage/mesures).

Les étapes sont identiques à celles nécessaires lorsque la mire 3D est utilisée, c'est-à-dire que des points bien définis sont tout d'abord sélectionnés sur les paires d'images. Une première estimation des matrices de projection à l'aide d'une SVD est obtenue et utilisée pour initialiser le calcul de CIN-Intégrée dédié à l'optimisation de ces mêmes paramètres.

Il faut ensuite générer deux paires de piles d'images 3D (prises pendant la phase d'étalonnage) qui sont stockées dans un vecteur. Un vecteur contenant les déplacements prescrits est aussi généré. Ainsi le modèle 3D qui contient la succession des surfaces 2D aux différentes positions Z est généré. Si P paires d'images sont utilisées, alors il faudra générer P surfaces et calculer P matrices de corrélation (seulement à la première itération) et P résidus (à chaque itération). Enfin, il est ensuite possible de sommer les P matrices

et résidus pour inverser un seul système linéaire

$$\sum_{p=1}^P [\mathbf{K}_p^n] \{\mathbf{d}\mathbf{m}\} = \sum_{p=1}^P \{\mathbf{b}_p^n\} \quad (2.84)$$

Il faut remarquer que la comparaison est "inter-imageurs" c'est à dire que les p images de chaque instrument de mesure sont comparées deux à deux pour une position donnée. Il serait aussi possible d'utiliser la comparaison "intra-imageur" pour optimiser le paramètre du facteur d'échelle qui est fixé depuis le pré-étalonnage. Ceci n'a pas été testé ici.

Les mêmes problématiques de conservation de niveaux de gris sont rencontrés lors de la comparaison "inter-imageurs". On pourrait croire que ceci introduit trop de degrés de liberté supplémentaires, car on pourrait penser que pour chaque paire P il faut des champs de contraste, brillance et flous. En réalité ceci n'est pas nécessaire car il est possible de faire une hypothèse, qui consiste à dire que la conservation de niveaux de gris n'est certes pas respectée d'un imageur à l'autre mais elle l'est bien pour la succession d'images prises avec la même caméra. De ce fait, il ne faudra déterminer qu'une famille de champ correctifs de niveaux de gris applicables sur l'ensemble des images. D'une autre façon, il est possible d'introduire pour chaque matrice de corrélation de la paire P des champs de corrections de niveaux de gris. Ces mêmes matrices, étant additionnées, fourniront l'équivalent de champ moyens appliqués à l'ensemble des images d'une même caméra. Ceci a l'avantage d'alléger et de faciliter l'implémentation numérique. De plus il sera montré que cette approximation est suffisante. La figure 2.51 montre l'ensemble des cartes des résidus pour chacune des P paires. La barre de couleur a été contrainte pour bien illustrer le fait que les points sont bien appariés prouvant ainsi une bonne convergence du code. Le niveau des résidus permet de considérer qu'une telle approche semble satisfaisante. En effet les résidus sont, à convergence, réduits à 3 % de la dynamique de l'image visible contre 52 % à l'itération 1.

Quelle que soit la mire utilisée, 3D ou 2D, le fait de faire un étalonnage sur une zone déportée induit de possibles erreurs d'alignement entre les référentiels de la mire d'étalonnage et celui de la surface caractérisée.

3.1.4 Mesures de champ 3D par SC hybride

L'algorithme qui permet la mesure par SC consiste alors à minimiser simultanément deux résidus globaux, qui sont, ceux de la caméra de gauche (visible) et de la caméra de droite (IR). Les deux résidus sont alors liés par le fait que l'optimisation est basée sur la position des pôles définissant le modèle NURBS. La fonctionnelle globale à optimiser s'écrit alors

$$\tau = \sum_{ROI} (f^r - g^r)^2 + \sum_{ROI} (f^l - g^l)^2 \quad (2.85)$$

Pour alléger les notations la dépendance des paramètres a été omise

$$f^{l,r} = f(\mathbf{x}^{l,r}(\alpha, \beta, \mathbf{P}_{i,j})) \quad (2.86)$$

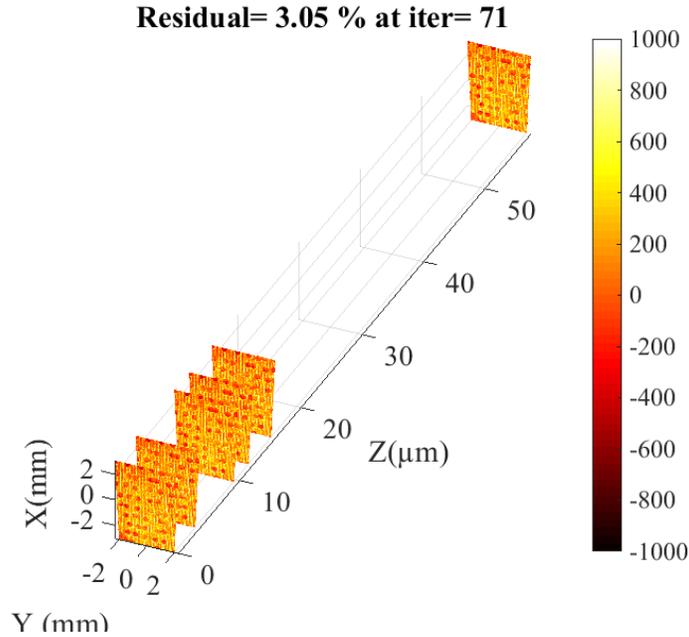


FIGURE 2.51: Résidus de corrélation pendant la phase d'étalonnage à l'aide de la mire 2D.

où \mathbf{P}_{ij} sont les positions des points de contrôle initiaux de la surface NURBS (i.e. $3n_p$ coordonnées). Les mouvements sont obtenus en estimant les incréments $d\mathbf{P}_{ij}$ des images déformées $g^{l,r}$ par rapport aux images références $f^{l,r}$. Lorsque les mesures sont réalisées en se basant sur des cas où la température ne varie pas, l'hypothèse de conservation de niveau gris est satisfaite. Il n'est donc pas utile d'enrichir le formalisme d'appariement proposé en équation (2.85). Lorsque les images IR de chocs lasers seront exploitées, la correction des niveaux de gris sera alors nécessaire. La correction des niveaux de gris et la mesure de champ sont découplées par souci de simplicité. Il faudra alors considérer g^l comme étant une image sur laquelle les corrections de niveaux de gris, si nécessaire, sont déjà appliquées.

Le système linéarisé est résolu avec un schéma itératif de Newton-Raphson

$$[\mathbf{C}] \{d\mathbf{p}\} = \{\boldsymbol{\rho}\} \quad (2.87)$$

où la matrice $3n_p \times 3n_p$ de SC s'exprime

$$[\mathbf{C}] = \sum^{ROI} \{s^r\} \{s^r\}^t + \{s^l\} \{s^l\}^t \quad (2.88)$$

avec $\{s^{r,l}\}$ le vecteur colonne contenant les $3n_p$ produits scalaires des champs de sensibilité $\frac{\delta \mathbf{x}^{r,l}}{\delta \mathbf{P}_{ij}^{r,l}}$ avec le gradient correspondant de chacune des images références $\nabla f^{r,l}$ pour

chaque point défini dans l'espace paramétrique $\mathbf{x}^{r,l}(\alpha, \beta)$. $\{\mathbf{dp}\}$ est le vecteur colonne contenant les $3n_p$ incréments de déplacements des points de contrôle, et le vecteur $3n_p \times 1$ de résidus SC s'écrit

$$\{\mathbf{p}\} = \sum_{ROI} \{s^r\} (f^r - \tilde{g}^r) + \{s^l\} (f^l - \tilde{g}^l) \quad (2.89)$$

pour l'itération actuelle, où les images $\tilde{g}^{r,l}$ sont les images déformées projetées dans la surface déformée $\mathbf{P}_{ij} + d\mathbf{P}_{ij}$.

Cette formulation est la plus générale et s'applique à tous les cas possibles. Il est toutefois possible de réduire la base cinématique, en contraignant la recherche à de simples translations. La matrice de corrélation est réduite à un système 3×3 de la façon suivante

$$[\mathbf{C}_{rbl}] = [\mathbf{\Gamma}]^t [\mathbf{C}] [\mathbf{\Gamma}] \quad (2.90)$$

où ici $[\mathbf{\Gamma}]$ est réduit seulement aux mouvements de translations

$$[\mathbf{\Gamma}] = \begin{bmatrix} \{\mathbf{1}\} & \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{0}\} \\ \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{1}\} & \{\mathbf{0}\} \\ \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{1}\} \end{bmatrix} \quad (2.91)$$

avec $\{\mathbf{0}\}$ un vecteur colonne contenant n_p zéros, et $\{\mathbf{1}\}$ un vecteur colonne contenant n_p 1. Le vecteur 3×1 de résidus est réduit à

$$\{\mathbf{p}_{rbl}\} = [\mathbf{\Gamma}]^t [\mathbf{p}] \quad (2.92)$$

3.2 Première validation au travers de mouvements de corps rigides

La validation sera basée sur des cas simplifiés et maîtrisés. L'application de mouvements de corps rigide à l'aide d'une platine micrométrique permet d'imposer des mouvements d'amplitudes connues et d'une bonne précision.

Avant de rentrer dans les discussions, il est nécessaire de connaître la résolution des mesures. Pour chaque position une acquisition de 5 images est considérée. Un calcul dans lequel l'image de référence est une moyenne de la succession des 5 images prises à la position $(0, 0, \delta z)$ est lancé avec pour images "déformées" celles qui sont acquises pour cette même position. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2.3. Il semblerait qu'une erreur de $2 \mu m$ soit constatée. Dans les cas étudiés dans l'article [Charbal *et al.*, 2016b] l'erreur était inférieure à $1 \mu m$. Ceci vient certainement du fait que les caméras sont sur un support qui est susceptible de vibrer. En effet la machine FLASH est allumée lorsque ces mesures sont réalisées. Le couvercle sur lequel les caméras reposent est solidaire des zones pouvant générer de telles perturbations. L'erreur constatée est donc une somme d'erreurs induites par le bruit et les effets de mouvements parasites. Ceci n'est pas gênant en soit, il faudra juste considérer cette erreur dans l'analyse des résultats.

Les méthodes d'étalonnage à l'aide de la mire 3D et 2D sont discutées dans les deux prochaines sous-sections.

$Image_{p,i}$	$Image_{p,1}$	$Image_{p,2}$	$Image_{p,3}$	$Image_{p,4}$
$\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 Image_{p=1,i}$	1.8	2.6	1.4	0.7
$\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 Image_{p=4,i}$	1.5	1.8	1.3	1.7
$\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 Image_{p=8,i}$	1.4	0.7	2.2	0.7

TABLE 2.3: Erreurs causées par des mouvements parasites (exprimé en μm)

3.2.1 Validation pour l'étalonnage réalisé avec une mire 3D

Seuls des mouvements selon l'axe Z (hors-plan) sont appliqués. A priori rien ne devrait être détecté selon les axes X et Y. Les résultats pour la cas de la mire 3D sont illustrés sur la figure 2.52. Il est alors possible de constater que selon les axes X et Y des mouvements sont détectés et sont corrélés à ceux appliqués dans la direction hors-plan. Ces écarts ne sont pas dus à une erreur aléatoire mais viennent du fait que le référentiel dans lequel les mouvements sont réalisés et celui du modèle numérique de la géométrie ne coïncident pas. La norme-2 en déplacement, qui n'est par définition pas affectée par les rotations, corrobore bien l'hypothèse d'une mauvaise estimation de ce facteur (voir figure la 2.53). Cet écart est plus élevé que celui qui a été obtenu dans [Charbal *et al.*, 2016b]. La sensibilité sur la connaissance des dimensions de la géométrie est plus grande au vu des résolutions plus fines des caméras. Lorsque ce facteur d'échelle est corrigé, en divisant par le coefficient directeur le coefficient $M_{34}^{r,l}$ des matrices de projection, les amplitudes en déplacement sont nettement mieux estimées (voir figure la 2.54). D'ailleurs une façon de valider que l'étalonnage est bien réalisé et que cette correction est valable est de réaliser les mêmes mesures sur une mire plane en considérant ces mêmes matrices de projection. Les résultats sont illustrés sur la figure 2.55. A travers l'étude de simples mouvements de corps rigide il est possible de mettre en évidence les divers problèmes qui peuvent être rencontrés lors des mesures de champs thermomécaniques ou encore de l'étalonnage pour considérer les effets de la parallaxe si la mire 3D est considérée. Le premier est l'alignement des référentiels du modèle et de l'objet sur lequel les mesures sont faites. Le facteur d'échelle est très sensible aux dimensions de l'objet. Ceci implique qu'une mauvaise appréciation (comparée à la résolution des caméras) peut induire des erreurs sur l'estimation de ce dernier paramètre. Ces écarts peuvent alors introduire des erreurs sur l'estimation des déplacements (en amplitudes) qui ne sont pas négligeables. C'est ce qui explique en partie pourquoi l'étalonnage pour la parallaxe n'a pas été réalisé. Il faut noter que ces phases de mouvements de corps rigide peuvent en eux-même correspondre à des phases supplémentaires d'étalonnage. Le second point est que les rotations du référentiel de la micro-platine automatique par rapport au référentiel de la mire peuvent affecter les déplacements.

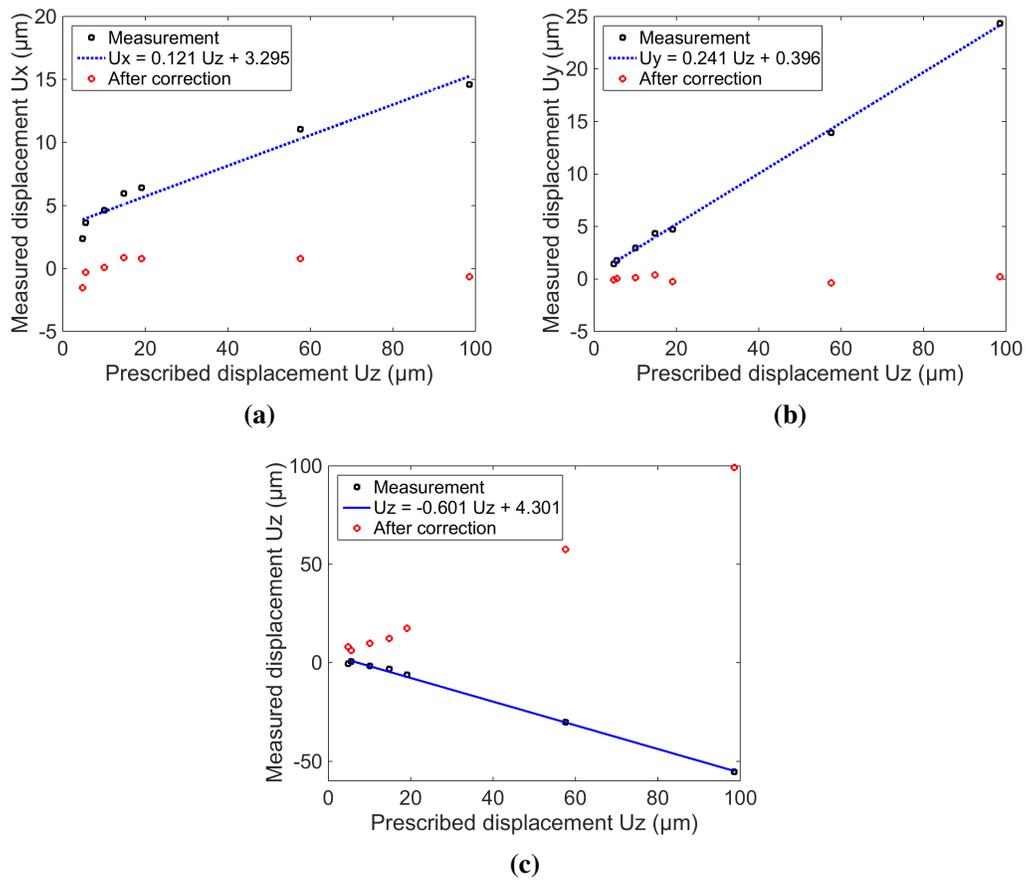


FIGURE 2.52: Mouvements de corps rigide mesurés le long de l'axe (a) X, (b) Y et (c) Z en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z.

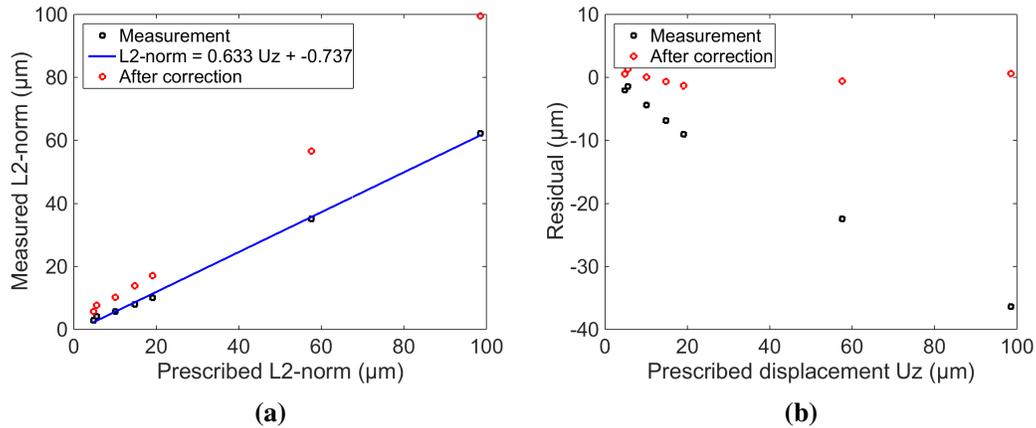


FIGURE 2.53: (a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z.

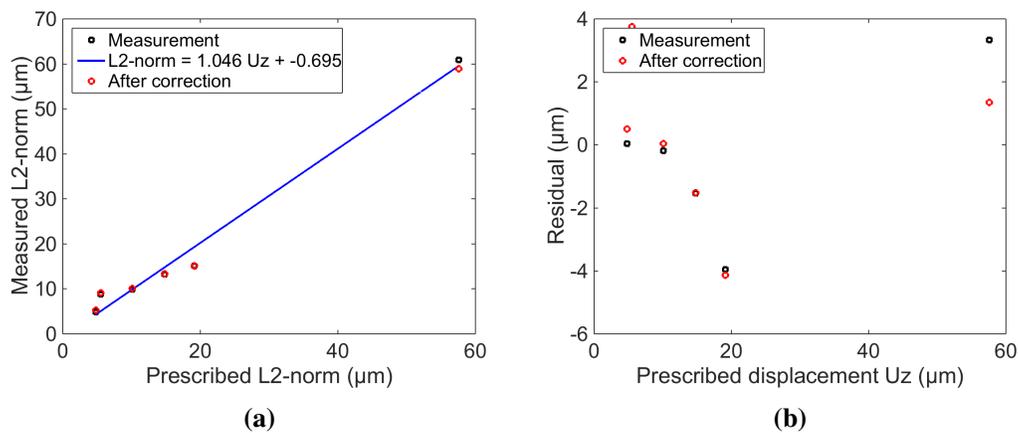


FIGURE 2.54: (a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés selon l'axe Z après correction du facteur d'échelle.

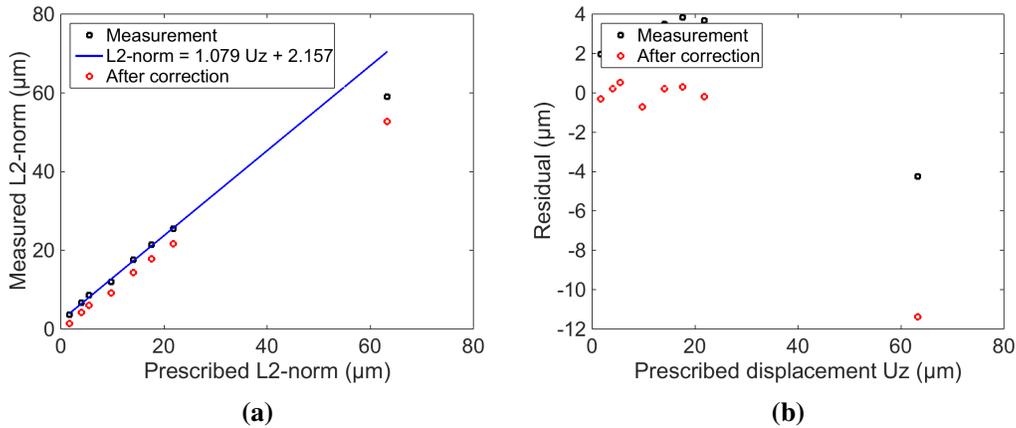


FIGURE 2.55: (a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 2D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 3D) selon l'axe Z après correction du facteur d'échelle.

3.2.2 Validation pour l'étalonnage réalisé avec une mire 2D

Les performances d'étalonnage avec la mire 2D sont maintenant analysées. Les déplacements sont là aussi affectés par les rotations. Le facteur d'échelle semble être mieux estimé comme peut l'indiquer la figure 2.56. L'offset est de l'ordre de grandeur du biais

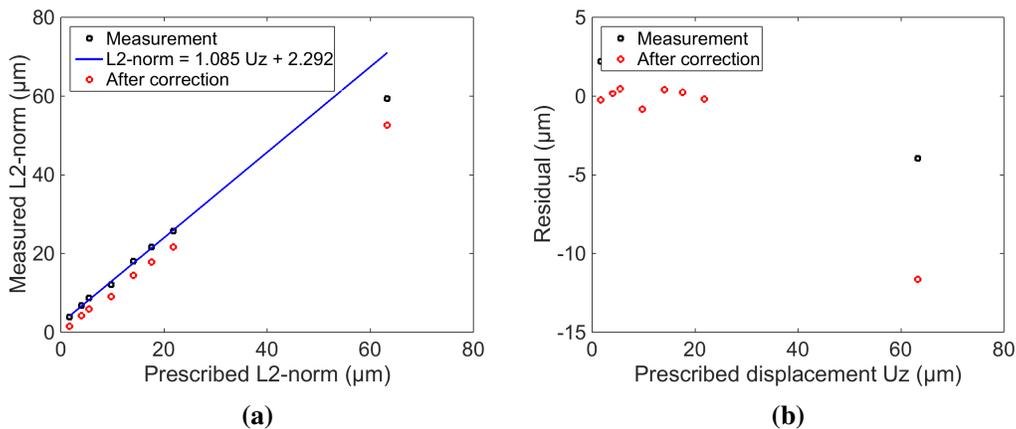


FIGURE 2.56: (a) Norme-2 du déplacement mesuré et (b) les résidus obtenus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 2D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 2D) selon l'axe Z.

dû au mouvements parasites (vibrations). Le fait que l'estimation est meilleure en utilisant la mire 2D s'explique par le fait que les points sont mieux définis et leurs positions connues avec une relativement bonne précision. De plus les amplitudes sur lesquelles les

mouvements hors-plan sont appliqués pour la génération de "l'image 3D" et "objet 3D" pendant la phase d'étalonnage restent dans la gamme de la profondeur de champ de la caméra IR avec l'objectif G1. La mire en livre ouvert (avec un mouchetis grossier par rapport aux résolutions des caméras) n'autorise pas une discrétisation en Z (ni en X et Y) plus fine. L'étalonnage est vérifié en appliquant des mouvements de corps rigide à la mire 3D. Les résultats montrent que l'étalonnage avec la mire 2D semble mieux adapté pour

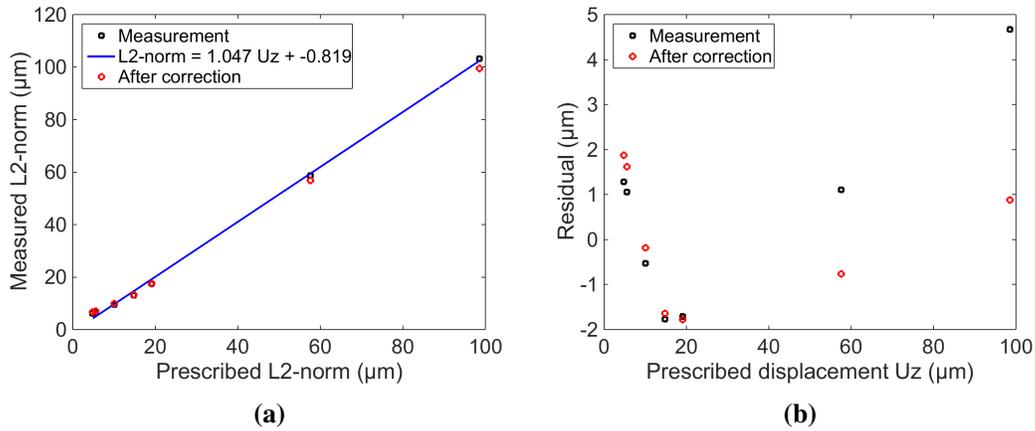


FIGURE 2.57: (a) Norme-2 mesurées et (b) résidus en fonction des déplacements imposés (sur la mire 3D alors que l'étalonnage a été réalisé sur la mire 2D) selon l'axe Z.

l'estimation du facteur d'échelle. Les problèmes de rotation persistent sur l'ensemble des techniques d'étalonnage. Ce point peut être corrigé notamment en réalisant une correction de forme [Beaubier *et al.*, 2014] mais la comparaison inter-imageurs peut limiter cet usage si celle-ci devait s'appliquer dans les cas de tirs laser (où les échantillons ont pour mouchetis l'effet de l'oxydation et la rugosité de surface).

3.3 Premiers pas vers les champs thermomécaniques 3D

Malgré les difficultés d'étalonnage des mesures de champ 3D ont été réalisées pendant des chocs laser. La plupart des essais de fatigue ont la même configuration, il suffit donc d'étalonner une fois pour toutes les caméras pour pouvoir ensuite mesurer les champs thermomécaniques 3D d'un essai à l'autre. Pour la phase de SC il est nécessaire de corriger les effets du faisceau sur les images IR. La méthode retenue utilise la décomposition EF des champs de brillance et contraste. Les champs ainsi déterminés sur le calcul 2D sont utilisés pour le traitement des images déformées. Les champs de déplacement sont assez proches de ce qui est attendu c'est-à-dire des mouvements hors-plan selon l'axe Z et un état de déformation biaxial dans le plan. Toutefois les champs semblent être affectés par des rotations. En effet les champs de déplacement U_x et U_y obtenus dans le plan sont affectés par les mouvements hors-plan. La correction des rotations est apportée comme

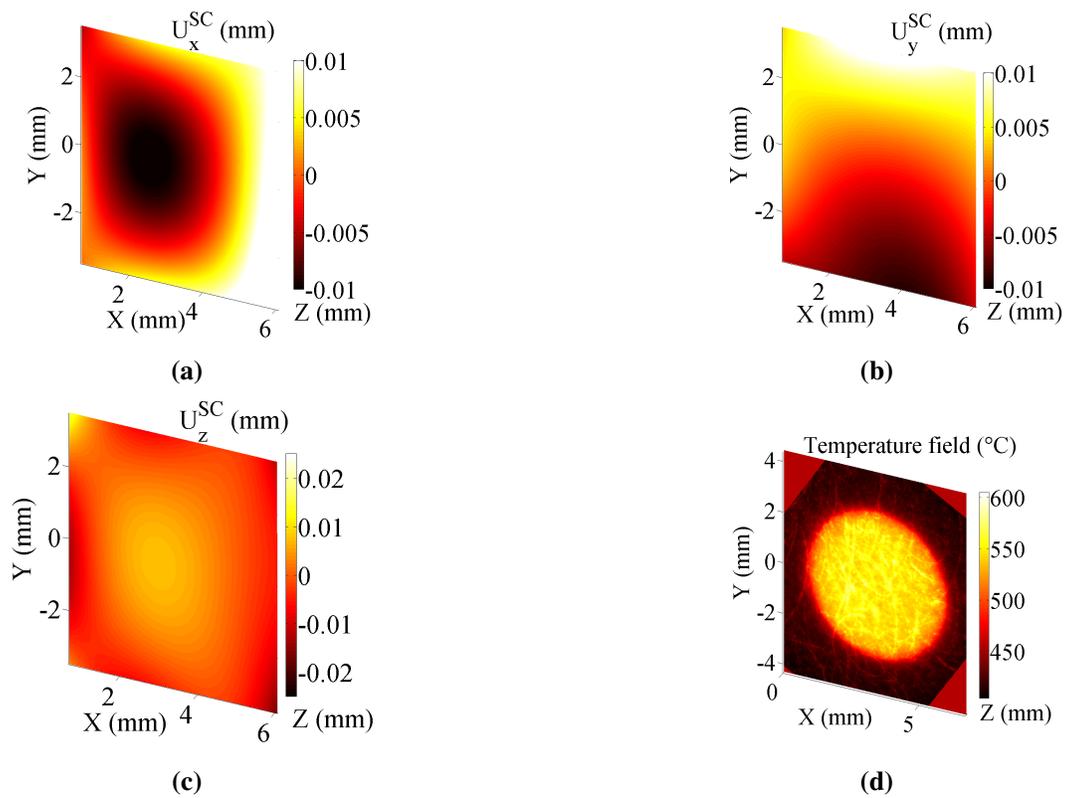


FIGURE 2.58: Champs de déplacements (a) U_x , (b) U_y , (c) U_z et de température (d) mesurés au maximum du chargement thermique [Charbal *et al.*, 2017].

suit

$$\{\mathbf{U}\} = [\mathbf{R}] \{\mathbf{U}^{SC}\} \quad (2.93)$$

où $[\mathbf{R}]$ représente la matrice des rotations 3D et $\{\mathbf{U}\}$ le vecteur des déplacements dans le référentiel de l'échantillon alors que $\{\mathbf{U}^{SC}\}$ est le vecteur des déplacements déterminé dans la configuration contenant les rotations. Un algorithme d'optimisation de type Levenberg-Marquadt peut être exploité pour optimiser les angles de rotations en minimisant l'écart entre les champs 2D mesurés par la caméra IR et les champs obtenus par SC hybride,

$$\tau_U = \sum_{ROI} (\{\mathbf{U}^{SC}\} - \{\mathbf{U}^{2D}\})^2 \quad (2.94)$$

Les résultats obtenus reflètent mieux les champs de déplacement attendus (voir figure 1.30). D'un point de vu qualitatif les champs sont bien estimés et permettent de valider le modèle

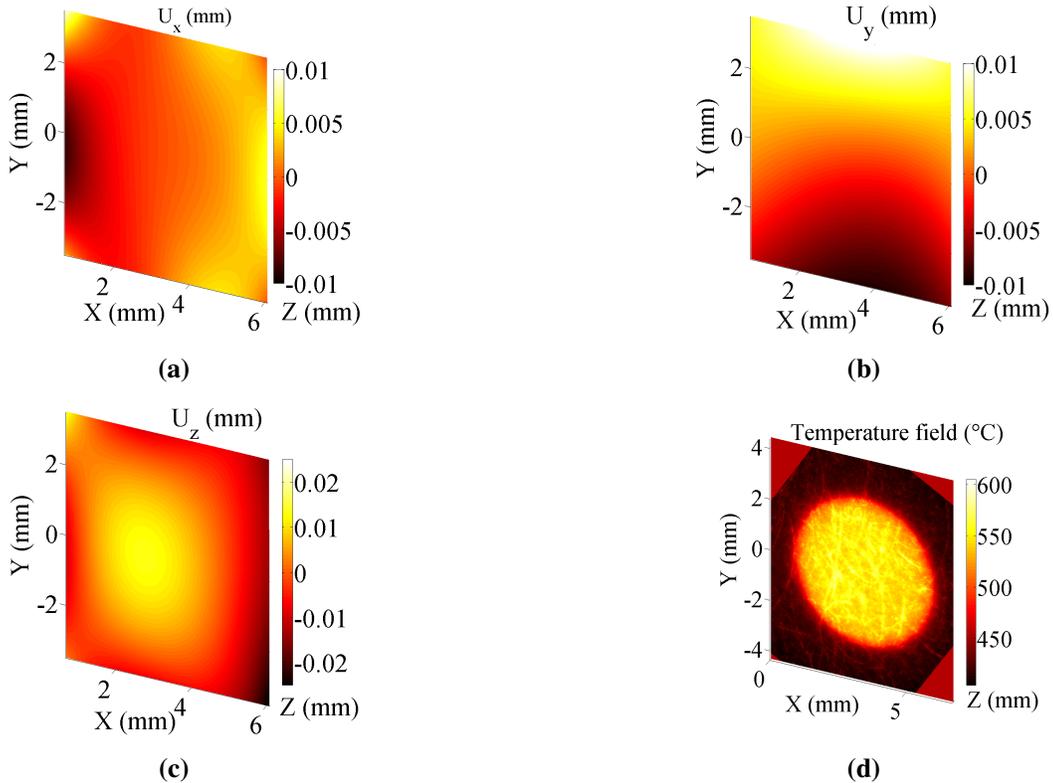


FIGURE 2.59: Champs de déplacements (a) U_x , (b) U_y , (c) U_z corrigés de rotations et le champ de température (d) mesurés au maximum du chargement thermique [Charbal *et al.*, 2017].

thermomécanique.

Quantitativement le modèle a été en partie validé (sur les composantes 2D) à l'aide des mesures 2D. Bien que pour la validation quantitative il faille estimer l'erreur de mesure,

qui ici est fortement liée à la phase d'étalonnage qui on l'a vu peut être délicate notamment à cause de la phase de transition entre l'étalonnage et la phase d'essai (tirs) qui n'est pas encore maîtrisée, une première estimation peut tout de même être obtenue.

Le champ de température contient une information clé qui peut donner une idée sur la qualité de la phase d'étalonnage pour la mesure 3D. En effet, les dimensions du faisceau laser peuvent être obtenues après projection et voir si celles-ci correspondent bien à ce qui est attendu. Les rayons de l'ellipse sont de 2.5 et 2.8 mm qui sont à comparer avec 2.9 et 3.1 mm obtenus par identification des conditions aux limites. D'après l'angle d'incidence du laser (20 °) et les dimensions du faisceau (5 mm) les rayons attendus sont plutôt 2.3 et 2.7 mm.

Les déplacements obtenus sont aussi comparables aux simulations thermomécaniques, avec pour valeurs maximales (en valeur absolue) 4-5 contre 2.5 μm (et 5 μm à l'aide des mesures 2D) et de l'ordre de 10 μm contre 8 μm pour respectivement les champs de déplacement dans le plan et dans la direction hors-plan. Ces premiers résultats de mesure 3D concordent bien avec les simulations numériques et permettent d'ajouter un peu plus de poids à la validation du modèle thermomécanique. Cette mesure pourrait en plus de valider le modèle 3D et donner la possibilité d'utiliser ces mesures expérimentales pour l'identification de certains paramètres. La méthode consistant alors à utiliser un maillage EF pour les mesures par SC [Dubreuil *et al.*, 2016, Pierré *et al.*, 2017] pourrait aussi être envisagée dans le futur pour pouvoir implémenter directement les corrections de champ de niveaux de gris et aussi appliquer des régularisations "thermomécaniques". Des stratégies d'étalonnage plus adaptées doivent toutefois être considérées pour aboutir à une mesure fiable et robuste.

Une manière de corriger les effets de rotation serait de corriger la forme de la surface 2D comme proposé par [Beaubier *et al.*, 2014, Dufour *et al.*, 2015b]. Un algorithme se basant sur la comparaison des images de droite et de gauche permet de corriger le modèle géométrique en se basant sur l'information contenue dans les images. Dans plusieurs cas cette méthode s'est avérée performante et satisfaisante [Beaubier *et al.*, 2014, Dufour *et al.*, 2015b]. Il faudra alors tenir compte d'un dernier problème. Les images acquises de la surface de l'acier caractérisé par les caméras IR et visible ne peuvent être comparées directement car les mouchetis sont différents. La différence est causée par le fait que les hétérogénéités de surface qui servent de mouchetis naturel ne se comporte (interaction avec la lumière) pas de la même manière dans les différentes plages de longueur d'onde. Il faudrait pour cela appliquer un mouchetis plus maîtrisé qui donnerait des contours identiques d'une caméra à l'autre.

4 Conclusions et perspectives

Après avoir établi une relation entre une image parfaite (binaire) et une image expérimentale (IR) une formulation de CIN avec variation de brillance, contraste et flou a été introduite. Celle-ci a été appliquée à l'estimation des distorsions optiques des caméras. La méthode proposée par [Dufour *et al.*, 2014] a été suivie. Celle-ci consiste à compa-

rer l'image prise d'une mire d'étalonnage à une image binaire ayant le même mouchetis avec une formulation CIN-I dont la base cinématique considère des fonctions permettant de corriger les biais générés par les optiques [Brown, 1966, Brown, 1971]. L'ajout des corrections de niveaux de gris, avec notamment l'addition de noyaux gaussiens, a permis d'obtenir une qualité de CIN meilleure. Les niveaux d'erreur sur les paramètres et champs de déplacement qui sont discutés dans l'annexe D montrent que de telles considérations sont bénéfiques. Dans le cas des distorsions optiques les variations de niveaux de gris, entre l'image de référence binaire et déformée expérimentale, les champs de correction varient lentement dans l'espace. L'étude sur ce cas pratique a montré qu'une suite de fonctions polynomiales est suffisante et celle-ci a été introduite dans un formalisme CIN-I. Seuls le poids de chaque fonction a été déterminé. Des fonctions d'ordre 2 et deux noyaux gaussiens suffisent pour corriger convenablement l'image binaire lors de l'estimation des distorsions de la caméra IR.

Lorsque les variations de niveaux de gris n'évoluent pas lentement dans l'espace, des fonctions plus adaptées doivent être insérées pour pouvoir corriger les images. C'est le cas lorsque les images IR, acquises pendant le tir laser, sont exploitées pour déterminer la réponse thermomécanique pendant le choc thermique. Deux possibilités ont été présentées. La première consiste à introduire une suite de super-gaussiennes dans la base de fonction de la CIN-I et d'identifier dans un schéma itératif les poids de chaque fonction. La seconde possibilité est d'exploiter les résultats de la simulation EF où les champs de température sont obtenus pendant la phase de tir laser. Une décomposition de Karhunen-Loève a été appliquée aux champs spatiotemporels de température. Trois modes spatiaux principaux ont été extraits de cette décomposition et ont été introduits comme fonction dans la base de CIN-I où seuls les poids ont été identifiés pour chaque image. Cette dernière décomposition a permis de s'affranchir du fait que le trajet simulé ne corresponde pas parfaitement à celui réalisé expérimentalement. La force de ces méthodes repose sur le fait que seuls les poids sont à identifier et elles permettent le découplage entre la correction des champs de niveaux de gris et l'estimation des déplacements. Cela est possible car les champs de corrections de niveaux de gris et les déplacements ont des longueurs caractéristiques bien différentes (quelques centaines de pixels contre du subpixel). L'une des faiblesses est que la forme du faisceau (rayon notamment) et la position sur l'image IR doivent être connues au préalable. Si pour une quelconque raison ces paramètres changent alors la base cinématique des corrections des niveaux de gris devra être réadaptée.

Dans un souci d'appliquer à des cas plus généraux la formulation de corrections de niveaux de gris et flou, celle-ci a été introduite dans un formalisme de CIN-EF. Les champs de brillance, contraste et flou ont été décomposés sur un maillage EF. Une régularisation des champs de correction a été appliquée pour pénaliser les fluctuations qui sont issues d'instabilités (causées en partie par le fait que le problème est mal posé). Un filtre qui se base sur l'équilibre "thermique" a été inséré pour appliquer la régularisation. Les champs de déplacement ont aussi été régularisés à l'aide d'un filtre élastique [Tomicevic *et al.*, 2013]. La régularisation "thermique" est bénéfique lorsque de petites tailles d'élément sont utilisées.

Les champs cinématiques obtenus par la caméra travaillant dans le domaine de l'IR et

du visible durant la phase de tir laser ont été comparés aux simulations numériques. Pour la caméra IR une rotation tensorielle a été nécessaire pour pouvoir interpréter les champs de déformation. Ceux-là sont assez proches, qualitativement et quantitativement, de ceux obtenus par la prévision numérique. Les mesures de la caméra travaillant dans le domaine du visible sont aussi comparables aux simulations excepté la composante qui est dans la direction de l'axe d'inclinaison. Il semble que l'effet de parallaxe et/ou du mouvement hors-plan soit moins négligeables que ce qui a été étudié dans une configuration pré-FLASH (voir annexe A).

Cette comparaison a permis de valider en partie le modèle thermomécanique qui a été proposé dans le chapitre 2.3 et qui sera exploité dans le chapitre 3 pour l'interprétation des essais de fatigue thermique. Les confrontations des déformations mesurées et simulées ont montré que des fluctuations existent dans les résultats expérimentaux. Celles-ci sont dues au fait que les quantités recherchées sont faibles et peuvent être sensibles à des perturbations comme des effets de convection locale ou plus simplement de bruit de mesure.

Une stratégie de régularisation spatiotemporelle a été introduite pour tenir compte de ces fluctuations. La méthode consiste à exploiter les résultats de simulation, dépendant du temps et de l'espace, pour en extraire seulement les modes temporels (à l'aide toujours d'une transformée de Karhunen-Loève). Ces derniers modes sont introduits dans le formalisme CIN et seuls les modes spatiaux sont identifiés. Les avantages d'une telle méthode est d'une part de pouvoir gommer les perturbations temporelles et d'autre part de gagner de l'espace mémoire (de stockage) car sur l'ensemble de la séquence d'images traitée (50 images ici) seuls 3 modes spatiaux sont déterminés et sauvegardés pour chaque inconnue du problème.

L'application à deux cas pathologiques a montré que même des cas qui à première vue semblent perdus (images polluées par de forts effets de convection) peuvent être analysés. Cette méthode a pour restriction la bonne maîtrise de la simulation numérique sur la description temporelle. En effet une mauvaise correspondance entre les séquences simulées et expérimentales peut engendrer des erreurs dans l'identification des modes spatiaux.

Dans le futur une autre stratégie pourrait être considérée. L'usage de résultats expérimentaux obtenus par CIN-EF, sans régularisation temporelle sur laquelle une décomposition en mode spatiotemporelle est réalisée, permettrait d'obtenir des résultats similaires. Les modes temporels seraient alors adaptés pour toutes les expériences pour lesquelles la même stratégie de sauvegarde et paramètres de tir laser seraient appliquées. Il faudra tout de même prendre la précaution que les résultats expérimentaux considérés pour la décomposition en modes propres ne présentent pas de biais qui pourraient alors se répercuter sur l'ensemble des résultats. On pourrait aller encore plus loin et décomposer les modes spatiaux de la même manière [Passieux et Périé, 2012]. Il faudrait alors considérer dans la séquence d'images la zone qui présente le plus de sensibilité et n'identifier que les modes spatiaux 1D à l'aide des deux autres qui seraient introduits dans le formalisme.

Enfin des mesures de champs thermomécaniques 3D, pendant la phase de tir, ont été réalisées. La stéréocorrélation hybride a pu être appliquée à l'aide notamment de l'algorithme de CIN proposé par [Beaubier *et al.*, 2014, Dufour *et al.*, 2015b]. Pour l'apparie-

ment des caméras deux méthodes d'étalonnage ont été suivies. La première exploite une mire 3D dont les dimensions sont connues. La seconde utilise une mire 2D sur laquelle des mouvements de translation dans la direction hors-plan (maîtrisés) sont appliqués pour générer une "image" 3D.

Dans le premier cas la qualité du mouchetis (carreaux blanc/noir de taille 2.5 mm) est trop grossière pour déterminer convenablement les facteurs d'échelles. Toutefois des mouvements de translation connus permettent de corriger ce dernier coefficient. L'étalonnage a été testé sur des mesures de mouvement de translation appliqué à la mire 3D et 2D tout en utilisant les paramètres de projection obtenus avec la mire 3D. Les résultats, après correction du facteur d'échelle, montrent un bon accord avec un coefficient directeur entre les déplacements mesurés et appliqués de 1.

Dans le deuxième cas la qualité du mouchetis est meilleure et les positions des points mieux connues. Le facteur d'échelle est mieux déterminé sans correction particulière. Les mesures sur des translations, appliquées à la mire 2D ou 3D, montrent un très bon accord (les coefficients directeurs entre les déplacements mesurés et appliqués sont égaux à 1 pour les deux cas).

Les deux types d'étalonnage sont réalisés sur des zones déportées du lieu où la caractérisation du matériau est réalisée. Cela a pour conséquence d'introduire dans les matrices de projection des biais. Des rotations ou le mauvais positionnement de l'état de référence (0,0,0) sur les axes optiques des caméras défini dans la phase d'appariement détériorent les mesures 3D durant le tir laser. Les résultats proposés, après avoir corrigé les rotations, fournissent tout de même une très bonne description qualitative et sont comparables aux champs obtenus par les prévisions mécaniques. Les dimensions du faisceau et l'amplitude des déplacements ont fourni des résultats assez proches et ont permis de valider en complément des mesures 2D seules le modèle thermomécanique.

Dans le futur il faudrait être en mesure d'apparier les caméras sur la zone de tir laser pour éviter tous ces problèmes ou du moins en minimiser les conséquences. Il faudrait concevoir une mire 3D qui pourrait se positionner à la place de l'éprouvette caractérisée pendant la phase de tir. Il faudra tenir compte du fait que la caméra IR avec l'objectif G1 a une faible profondeur de champ.

Chapitre 3

Résultats de fatigue FLASH

L'interprétation des essais de fatigue thermique FLASH est proposée dans ce chapitre. L'analyse des résultats expérimentaux à travers les mesures de température obtenues par pyrométrie IR montre une bonne stabilité du chargement thermique au cours des cycles. Les nombres de cycles à amorçage sont déduits d'une analyse d'image où les cartes de résidus de CIN sont exploitées. Ces résultats couplés aux déformations équivalentes de Tresca obtenues par simulation numériques pour les chargements thermiques étudiés permettent de positionner les points de fatigue FLASH sur des courbes obtenues avec d'autres dispositifs de fatigue thermique ou encore des essais uniaxiaux isothermes. Les comparaisons sont présentées et discutées.

Sommaire

1	Méthode utilisée pour l'analyse des essais de fatigue	155
1.1	Chargement thermique au cours des cycles	155
1.2	Traitement d'images pour la détection de fissures	158
2	Analyse des essais de fatigue FLASH	160
2.1	Variation de température $\Delta T = 150$ °C	160
2.2	Variation de température $\Delta T = 190$ °C	166
2.3	Variation de température $\Delta T = 200$ °C	173
2.4	Variation de température $\Delta T = 210$ °C	178
3	Comparaison des résultats de FLASH avec la littérature	186
3.1	Comparaison des résultats avec des essais de fatigue thermique me- nés au CEA	186
3.2	Comparaison des résultats FLASH avec des essais mécaniques iso- thermes uniaxiaux	188
4	Conclusions et perspectives	190

1 Méthode utilisée pour l'analyse des essais de fatigue

Pour pouvoir interpréter les essais de fatigue thermique FLASH il faut exploiter les informations acquises et simulées. Dans un premier temps il faut déterminer le chargement thermique et s'assurer que la même sollicitation est appliquée au cours des cycles. Une dérive en température peut impacter sur la durée de "vie" du matériau et rendre plus difficile l'interprétation des essais. Les acquisitions par les pyromètres permettent d'avoir un suivi en temps réel pendant l'essai.

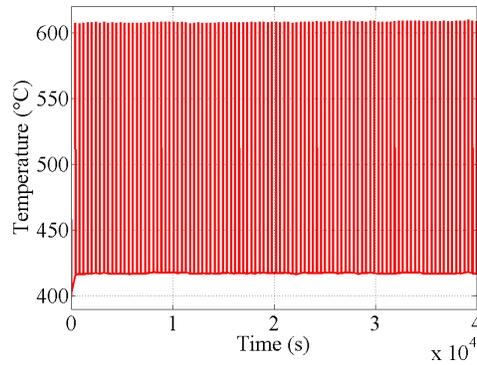
Ce chargement thermique, on l'a vu (au chapitre 2), génère une réponse thermomécanique 3D du matériau. L'extraction de la réaction mécanique du matériau rend alors possible la comparaison des résultats d'essais obtenus sur ce dispositif avec ceux d'essais plus conventionnels. Il faudra avoir recours aux déformations équivalentes pour pouvoir comparer les résultats des différents dispositifs expérimentaux entre eux. La dernière information à déterminer est le nombre de cycles à amorçage (de fissure). Des images prises à différents instants seront utilisées, à l'aide notamment de la CIN, pour révéler la présence ou l'absence de fissure(s).

Les méthodes, permettant de vérifier ou obtenir les trois points discutés dans les paragraphes précédents, sont présentées dans leurs sous parties respectives.

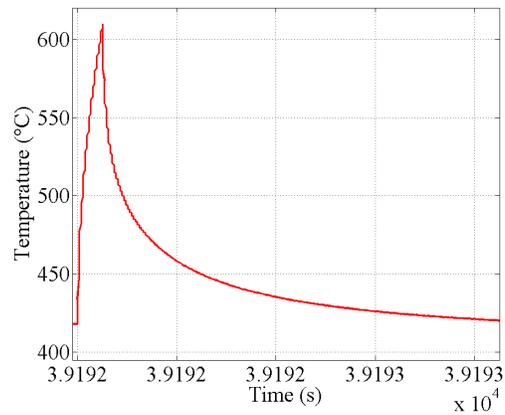
1.1 Chargement thermique au cours des cycles

Le suivi, en temps réel, du chargement thermique est rendu possible grâce aux pyromètres qui travaillent à haute fréquence (1 kHz). La sauvegarde des données est quant à elle optimisée pour éviter le stockage de fichiers trop volumineux. Un exemple d'enregistrement est illustré sur la figure 3.1 où seuls les paquets de cycles conservés sont représentés. Cette même figure montre qu'après avoir atteint un régime stabilisé, les mêmes amplitudes de variations de température au cours des cycles sont imposées.

Lorsque des sollicitations thermiques sont réalisées sur une longue période (plusieurs heures) il est nécessaire de vérifier que l'état de surface du matériau ne change pas (causé en partie par l'oxydation). Cette information est en partie fournie par les mesures du détecteur de puissance. Celles-ci sont aussi réalisées au cours de l'essai et permettent de vérifier qu'une telle dérive n'a pas lieu. Généralement, sur l'ensemble des essais sous Hélium, ces mêmes mesures montrent que l'absorptivité de la surface varie lentement au cours des cycles. Un exemple d'évolution du coefficient d'absorptivité est illustré sur la figure 3.2. A l'aide de cette donnée complémentaire (à celle du chargement thermique) la puissance du laser peut être modulée en conséquence. Il faut alors s'assurer que l'émissivité déterminée pour les pyromètres ne varie pas parallèlement à l'absorptivité. Un tel changement induirait une mauvaise appréciation de la température réellement appliquée en surface. Des arrêts périodiques sont réalisés pour vérifier l'éventuelle évolution de l'émissivité. Les essais réalisés sous Hélium n'ont pas montré de dérive de ce dernier paramètre malgré les faibles variations de l'absorptivité. Une raison pouvant expliquer alors cette différence, obtenue entre ces deux moyens de mesure, est que l'effet de la couche d'oxyde n'a pas le même impact d'une longueur d'onde à l'autre. Pour des cas où les es-

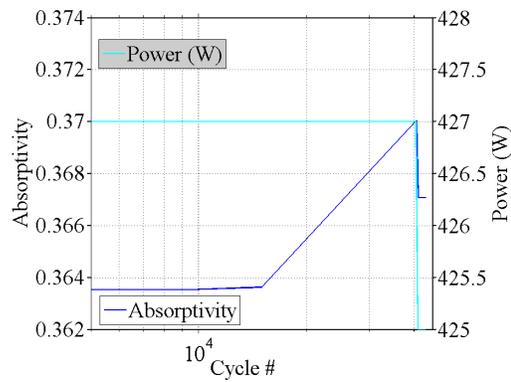


(a)

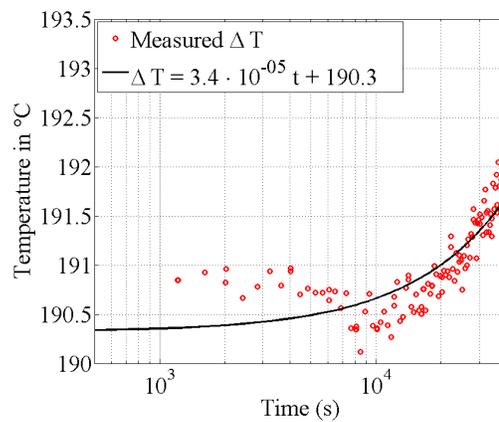


(b)

FIGURE 3.1: Chargement thermique au cours des cycles de fatigue thermique pendant (a) une séquence de 40500 cycles et (b) un zoom sur un pic donnant le chargement thermique au centre de la zone de choc.



(a)



(b)

FIGURE 3.2: Variations (a) du coefficient d'absorptivité et de la puissance crête pour pouvoir maintenir un (b) chargement thermique constant.

sais ont été réalisés sous air, et où l'oxydation évolue plus rapidement au cours des cycles (voir annexe F), l'émissivité évolue de manière non négligeable.

Dans la prochaine sous-partie la stratégie qui permet de révéler la présence ou pas de fissure est détaillée.

1.2 Traitement d'images pour la détection de fissures

Dans l'idée de pouvoir placer des points dans une courbe de fatigue il faut déterminer un nombre de cycles à rupture ou amorçage. Ici la rupture totale (comme celle rencontrée dans le cadre des essais uniaxiaux par exemple) est difficilement atteignable. En effet la sollicitation sur une très petite zone d'un échantillon massif rend la propagation de fissures difficile. Le phénomène de faïençage thermique prédomine pour de telles sollicitations thermomécaniques [Maillot *et al.*, 2005]. De plus pour des raisons qui sont purement pratiques, la rupture totale pourrait être dangereuse pour les moyens de mesure sans contact. Les réflexions (aléatoires) du faisceau laser, qui en résulteraient, pourraient détériorer les capteurs.

Les essais sont donc réalisés jusqu'à un certain nombre de cycles ou jusqu'à détecter l'amorçage de fissure(s). C'est l'acquisition d'images à différents cycles qui permettra d'analyser si l'amorçage de fissure a lieu. L'usage des images brutes ne pourrait pas mettre en valeur de telles fissures (du moins aux premiers instants). En effet dans les cas rencontrés, l'ouverture de fissure est de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$ (voir figure 3.3) ce qui est bien inférieur à la résolution des caméras utilisées ($10\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$ pour les caméras qui travaillent dans les domaines du visible et IR respectivement). Il est donc nécessaire de trouver des outils

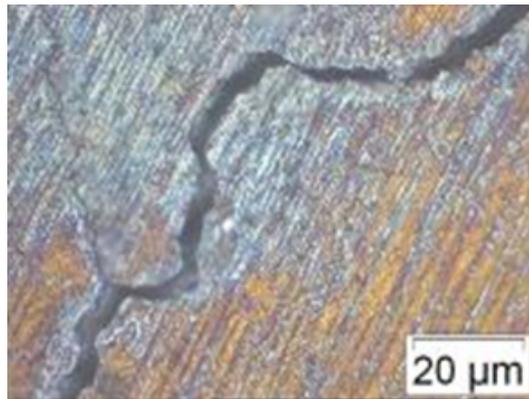


FIGURE 3.3: Ouverture de la lèvres d'une fissure issue d'un essai de fatigue FLASH observé au microscope optique.

pouvant traiter ces données brutes et révéler de telles discontinuités.

La CIN globale est de nouveau exploitée pour traiter les images. A partir des champs de déplacement qui résultent de ces calculs l'accès aux informations spatiotemporelles est rendu possible (voir chapitre 2). Les champs de déplacement peuvent mettre en valeur les modes d'ouverture de la fissure [Roux *et al.*, 2009] et potentiellement une évolution du

comportement au cours des cycles en plus de la réponse du matériau causée par la sollicitation [Poncelet *et al.*, 2010]. La difficulté sera donc de décorrélérer l'effet du laser aux deux autres possibilités, si la même stratégie de CIN que celle utilisée dans la partie 1 est adoptée (qui compare des images issues d'un même cycle). La réponse thermomécanique de l'échantillon risque de dominer sur l'effet de la fissure lorsque celle-ci sera encore de petite taille.

Une autre stratégie qui permet d'effacer la réponse du matériau est alors suivie. Les images sont toujours prises aux mêmes instants (dans le cycle de chargement thermique) quel que soit le cycle de fatigue considéré (voir figure 3.4). Celle-ci est rendue possible grâce à la synchronisation et déclenchement des caméras avec le laser.

La CIN entre deux états, censés être identiques, peut être appliquée (en début et en fin d'essais par exemple) dans le but de ne faire ressortir du champ de déformation (ou de déplacement) que l'évolution de l'endommagement surfacique ou du comportement mécanique de l'échantillon.

Le seul souhait ici est de déterminer le nombre de cycle à amorçage, seules les cartes de résidus seront exploitées. Celles-ci seront alors le reflet des informations qui n'ont pu être captées par le formalisme CIN-EF. L'apparition de fissure génère des zones qui ne sont pas définies sur l'image référence (où aucune discontinuité n'est observée). Quelques perturbations peuvent toutefois engendrer des difficultés d'interprétation comme l'évolution de l'oxydation ou l'apparition de bandes de glissement. La carte des résidus dénonceraient aussi la présence de ces modifications d'état de surface. De fausses zones de "localisation" seraient détectées et qui peuvent être interprétées comme des fissures. Pour minimiser cet effet, l'usage de la différence des résultats obtenus à deux niveaux de chargement distincts est appliquée. Pour le même cycle considéré deux calculs sont lancés, le premier à un chargement thermique nul (juste avant un tir) et le second lorsque la sollicitation est maximale (voir figure 3.4). La différence de ces deux résultats obtenus pour l'étude d'un même cycle est réalisée et permet d'effacer l'effet de l'oxydation. Il faut noter que pour les images prises au maximum de la sollicitation, la zone centrale est en état mécanique de bi-compression. Cet état a donc tendance à refermer la fissure alors qu'en phase de refroidissement ou de décharge la zone est en état de bi-traction du fait de la plasticité du matériau. Une illustration, présentant alors peu d'oxydation, des deux états à travers des résidus de CIN est présentée sur la figure 3.5. La fissure se referme lorsque les images sont prises pendant la phase de tir (voir figure 3.5b). Dans ce cas où l'oxydation n'est pas prononcée l'interprétation des résidus est convenable et ne nécessite pas forcément d'avoir recours à la stratégie proposée. Considérons maintenant le cas suivant (voir figure 3.6) qui a un niveau d'oxydation plus important lorsque les cycles comparés sont le 1000^e (pas de fissure) et le 18000^e. Les points qui sont le fruit de l'oxydation persistent d'une carte de résidus à l'autre. La différence entre ces deux résidus efface les singularités qui sont invariantes d'un niveau de chargement à l'autre.

Il faut maintenant définir le nombre de cycles à amorçage. Dans l'analyse qui est proposée ici, le nombre de cycles à amorçage est défini pour une fissure faisant une taille de l'ordre 100-200 μm .

Pour être en mesure de positionner les résultats de fatigue FLASH sur des courbes

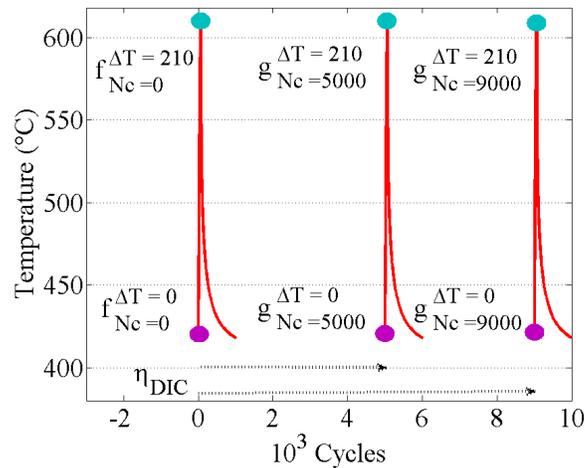


FIGURE 3.4: Schéma illustrant la stratégie de CIN pour la détection de fissures.

de conception, dans lesquelles les résultats sont issus d'essais uniaxiaux standardisés, il faut pouvoir combiner ces nombres de cycles à amorçage à des niveaux de contrainte ou de déformation. La déformation équivalente de Tresca (utilisée dans les codes de dimensionnement RCC-MRx), pour chacun des niveaux de chargement thermique réalisés, a été calculée à l'aide des simulations présentées dans la partie 2.4 du chapitre 1.

Cette information permettra de positionner les points, déformation-nombre de cycles à amorçage, sur des courbes de fatigue obtenues avec d'autres méthodes expérimentales.

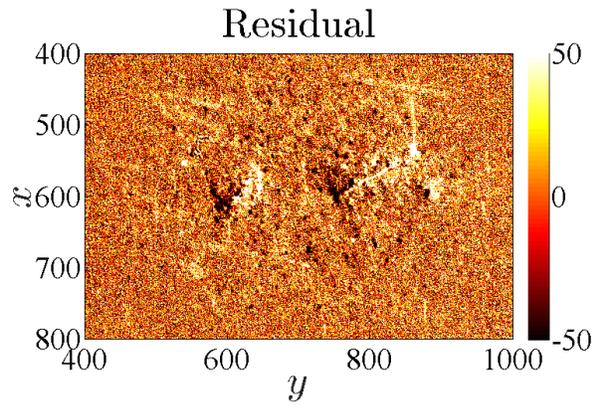
L'analyse des différents essais de fatigue réalisés avec la configuration FLASH est discutée dans la prochaine partie.

2 Analyse des essais de fatigue FLASH

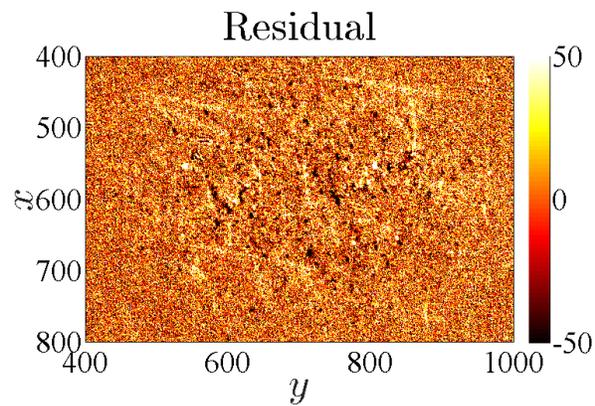
Des variations de température allant de 150 °C à 210 °C ont été explorées et seront discutées dans la suite. La détection de fissures se fait alors par la méthode proposée dans la partie 1.2 de ce même chapitre. Le suivi du chargement thermique sera aussi illustré pour chacun des essais et permettra de s'assurer que le test de fatigue a été réalisé avec un chargement stable.

2.1 Variation de température $\Delta T = 150$ °C

Les variations de déformations équivalentes de Tresca atteignent $\Delta \epsilon_{tresca} = 0.41$ % dans la zone chauffée pour un chargement thermique de 150 °C. Les conditions de l'essai



(a)



(b)

FIGURE 3.5: Résidus (niveaux de gris) obtenus lorsque des images (a) sans (ouverture de la fissure) et (b) avec chargement thermique (fermeture de la fissure) sont comparées deux à deux. Les cycles comparés ici sont le 500^e et le 41000^e de l'essai de fatigue réalisé sur un acier 316L(N).

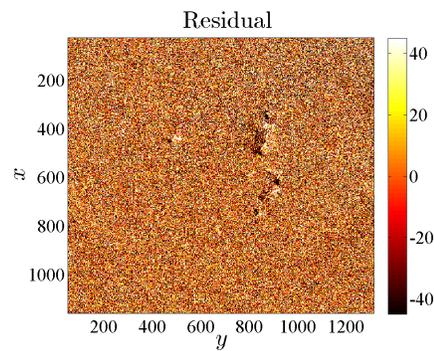
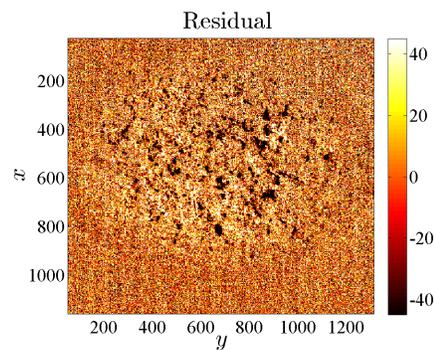
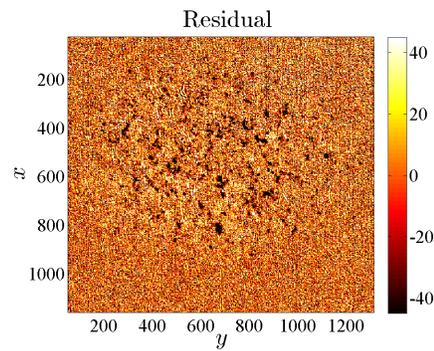


FIGURE 3.6: Résidus (niveaux de gris) obtenus entre les images de référence prises au 1000^e cycle et les images déformées prises au 18000^e cycle pour les phases de (a) refroidissement et (b) chauffe. Ces deux cartographies révèlent la présence de tâches d'oxyde rendant difficile la détection de fissure. (c) La différence de ces deux résultats permet d'effacer ces dernières traces et de distinguer les fissures.

sont retranscrites dans le tableau 3.1. Dans cette configuration d'essai, le chargement ther-

Référence	P_{vide}^{ini} (mbar)	f_{laser}^{tir} (Hz)	$P_{laser}^{crête}$ (W)	D_{laser}^{pulse} (ms)	A_{laser}	ΔT (°C)
K46T8-09	0.013	1	330	50	0.438	150

TABLE 3.1: Paramètres de l'essai réalisé à $\Delta T = 150^\circ\text{C}$.

mique se stabilise au bout de quelques centaines de cycles. Le chargement thermique est illustré sur la figure 3.7. La dérive du chargement thermique est présentée sur la figure 3.8.

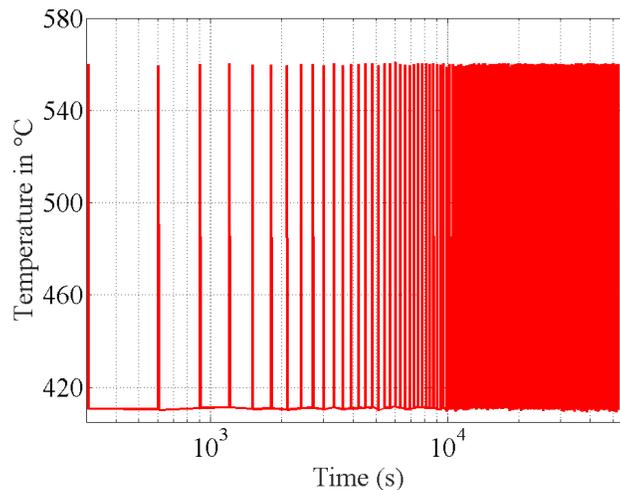


FIGURE 3.7: Suivi du chargement thermique sur l'échantillon K46T8-09 sur une période de 150000 cycles.

Sur plus de 500000 cycles l'écart en variation de température est inférieur à 1°C . Une dérive minimale est constatée au niveau de l'absorbeur qui est due à la présence d'oxygène résiduel. L'arrêt au 500000^e cycle a permis de vérifier que l'émissivité estimée par les pyromètres est restée constante.

L'analyse d'image montre que l'amorçage ne semble pas avoir eu lieu. Les cartes de résidus de la figure 3.9 n'illustrent que le bruit du capteur. Ces résultats sont appuyés par la recherche de fissure au microscope optique sur lequel aucune singularité n'a pu être détectée (à des grossissements allant jusqu'à $\times 200$). Des essais à des plages de température équivalentes ont été menés sur un acier 304L. Des résultats assez proches en termes du nombre de cycles à amorçage ont été constatés. Le résumé des résultats est fourni dans le tableau 3.2.

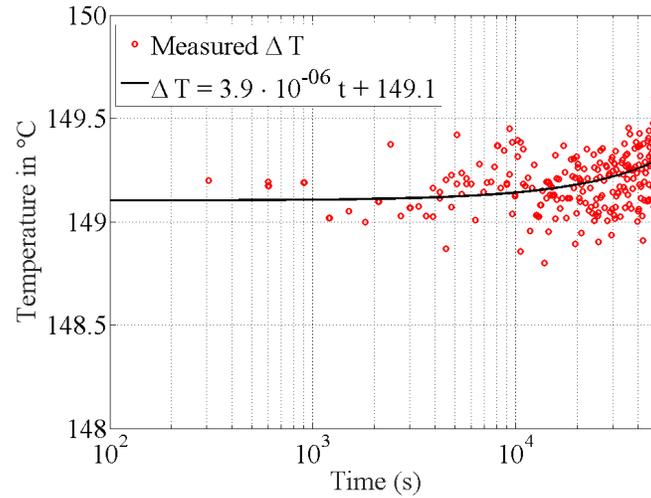
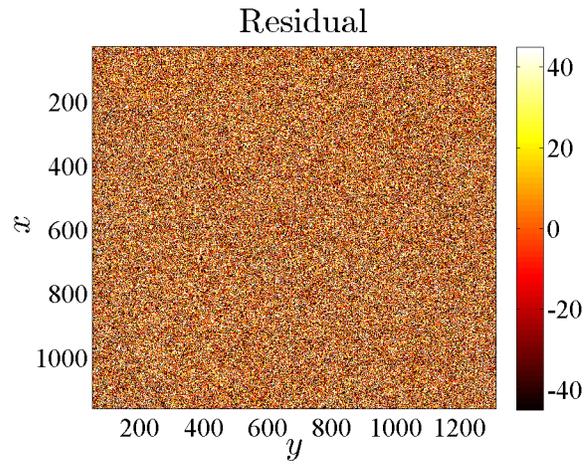


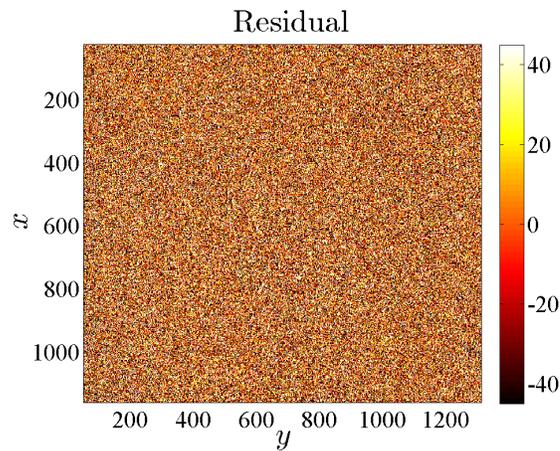
FIGURE 3.8: Dérive du chargement thermique sur l'échantillon K46T8-09 sur une période de 150000 cycles.

Référence	Dérive de ΔT $^{\circ}\text{C}$	N_a	N_{tot}	$\Delta \epsilon_{eq}$ (%)
K46T8-09	$3.9 \cdot 10^{-6} \cdot t + 149.1$	> 816000	816000	0.41

TABLE 3.2: Résumé du résultat de fatigue réalisé à $\Delta T = 150^{\circ}\text{C}$



(a)



(b)

FIGURE 3.9: Les cartes de résidus (niveaux de gris) obtenues (a) au 15000^e et au (b) 756000^e cycle ne révèlent aucune fissure (le cycle de référence étant le 500^e) sur l'éprouvette K46T8-09 sur laquelle un chargement thermique de 150 °C a été appliquée.

2.2 Variation de température $\Delta T = 190$ °C

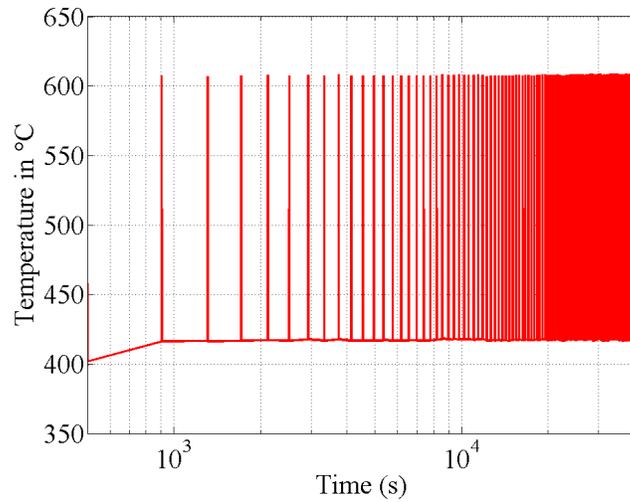
Deux essais ont été réalisés avec une variation de température égalant 190 °C. Les niveaux de déformation équivalente de Tresca pour ce type de chargement sont $\Delta \epsilon_{tresca} = 0.72$ %. Les conditions de chacun des essais sont résumées dans le tableau 3.3. Les états

Référence	P_{vide}^{ini} (mbar)	f_{laser}^{tir} (Hz)	$P_{laser}^{crête}$ (W)	D_{laser}^{pulse} (ms)	A_{laser}	ΔT (°C)
K46T8-08	0.14	1	436	50	0.363	190
K46T8-12	0.3	1	430	50	0.366	190

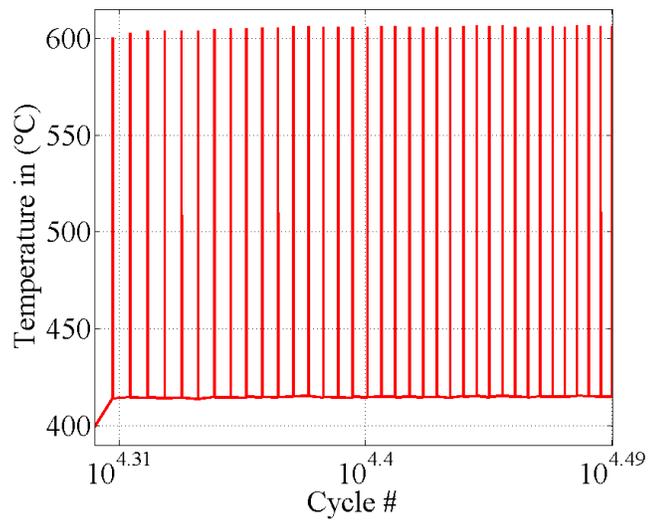
TABLE 3.3: Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 190$ °C

de surface (absorptivité et émissivité) sont très proches et la puissance crête nécessaire pour atteindre le chargement thermique est en adéquation avec ce constat. Les chargements thermiques sont très proches et sont tracés sur la figure 3.10. La dérive au cours des cycles pour chacun des deux essais est présentée sur la figure 3.11. L'essai sur l'éprouvette K46T8-08 a été réalisé en deux étapes contenant 10000 cycles chacune. A la fin de ces deux acquisitions pyrométriques les écarts sur le chargement thermique sont de 1.33 et 1.34 °C sur l'ensemble des points dans le régime stabilisé (la phase transitoire n'est logiquement pas considérée). Pour ce qui est de l'essai réalisé sur l'éprouvette K46T8-12 l'acquisition est réalisée sur 40000 cycles et montre une dérive de 1.36 °C (dans la phase stabilisée). En fin de chacun des deux essais une vérification de l'émissivité est réalisée et ne montre aucune variation par rapport à l'état initial. On peut conclure que ces deux essais ont été réalisés selon des chargements thermiques stables.

Pour l'échantillon référencé K46T8-08 l'essai n'a pas été poussé jusqu'à un nombre de cycles suffisant pour voir une longue fissure sur la carte des résidus. Toutefois il est possible de détecter avec un peu d'attention qu'une amorce a bien lieu sur celle présentée sur la figure 3.12 (se focaliser sur les coordonnées $(x = 780, y = 600)$ pixels). L'amorçage semble avoir lieu au 18200^e cycle, ou plutôt entre le 15500^e et le 18200^e cycle. La taille de la fissure est de l'ordre de 100 μm car la zone affectée est de l'ordre de 10 pixels (il faut multiplier par la résolution de la caméra qui est de 10 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Cette fissure est retrouvée lors des observations au microscope. Sa taille est comparable à celle obtenue au cycle 19950 (voir figure 3.13). La même analyse est réalisée sur l'échantillon K46T8-12. Les cartes de résidus à différents cycles sont présentées sur la figure 3.14. Si un regard est porté sur les résidus en suivant une chronologie inverse, il est possible de suivre la propagation de fissure et de revenir à sa première apparition. Au 9500^e cycle des points singuliers sont déjà perçus. Ceux-ci concordent bien avec les zones où les fissures apparaissent ensuite. Leur taille est toutefois inférieure à 100 μm l'amorçage n'est donc pas

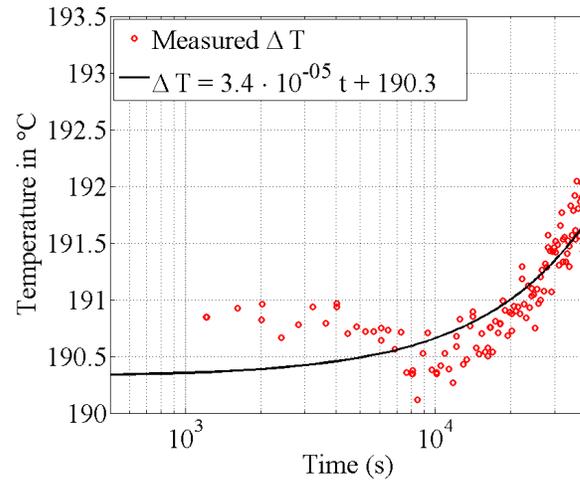


(a)

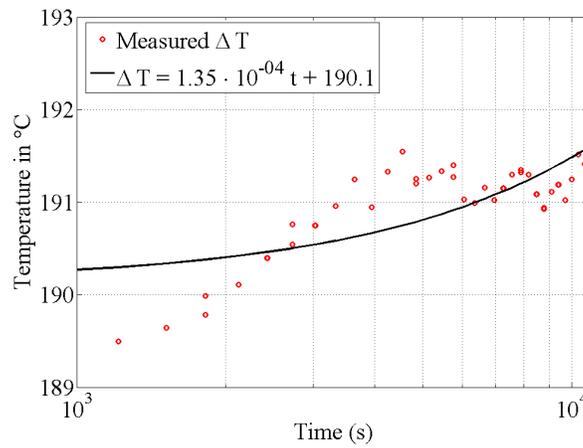


(b)

FIGURE 3.10: Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-12 et K46T8-08 sur respectivement une période de 35000 et 20000 cycles.

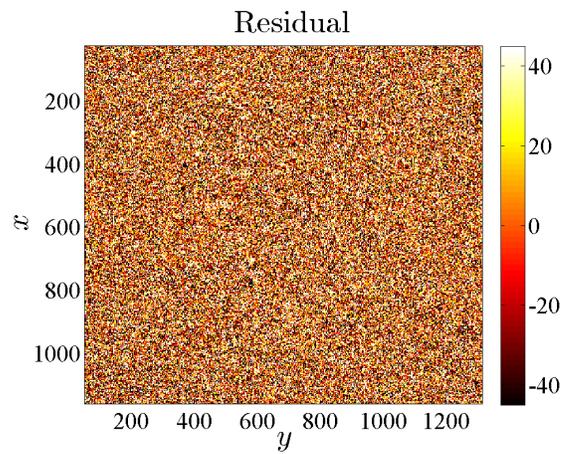


(a)

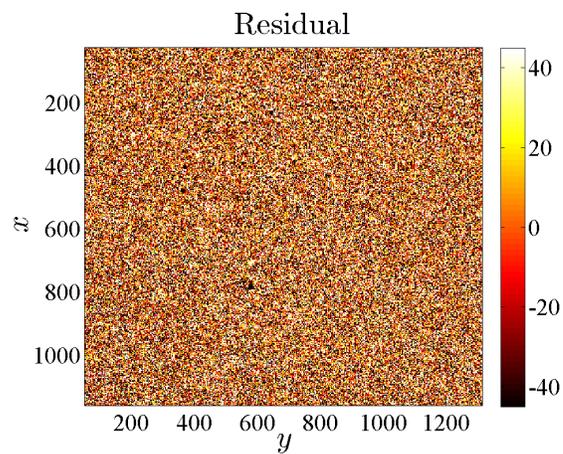


(b)

FIGURE 3.11: Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-12 et K46T8-08 sur respectivement une période de 35000 et 20000 cycles.

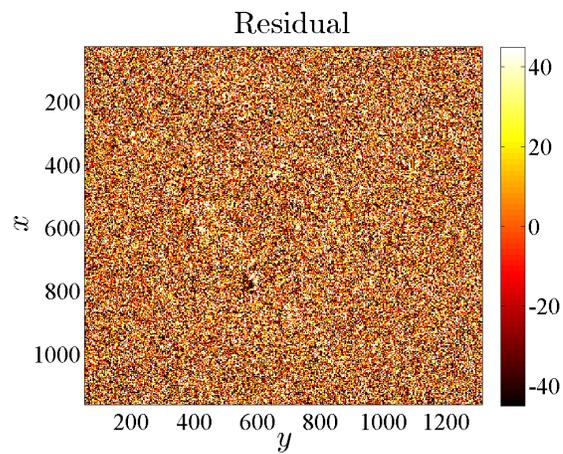


(a)

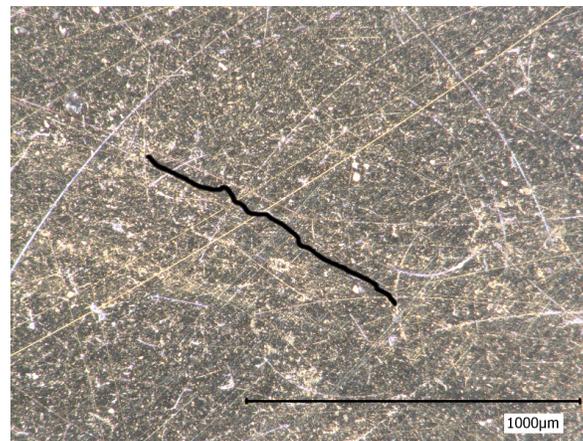


(b)

FIGURE 3.12: Détection de fissure (a) au 15500^e (pas de fissure) et au (b) 18200^e cycle (fissure) pour l'échantillon K46T8-08.

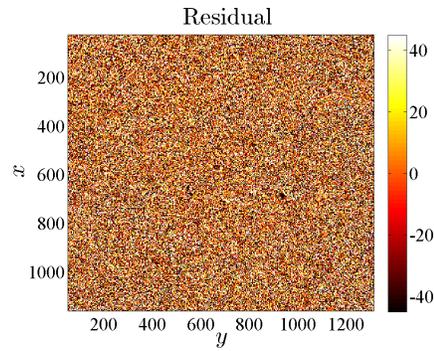


(a)

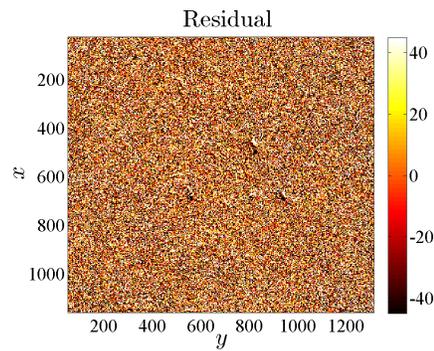


(b)

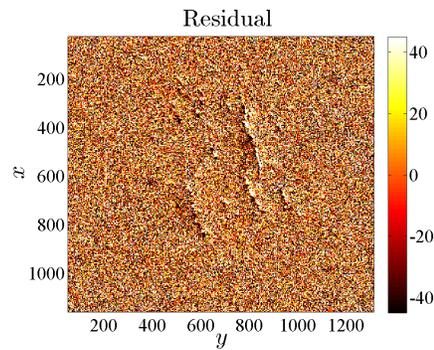
FIGURE 3.13: Confirmation de la présence d'une fissure dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 19950^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'éprouvette K46T8-08.



(a)



(b)

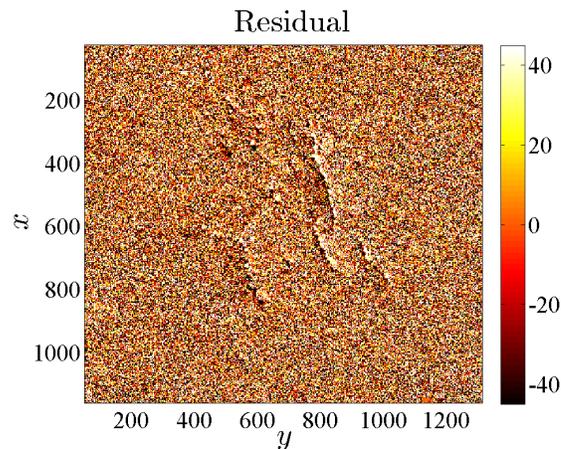


(c)

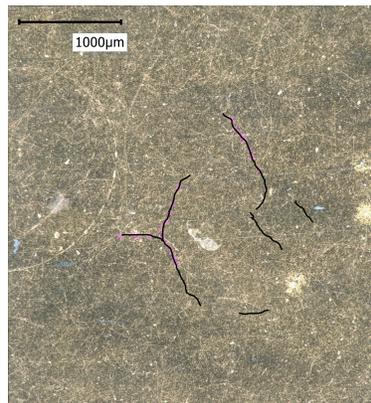
FIGURE 3.14: Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 9500^e (pas de fissures), (b) 15000^e et (d) 41000^e cycles pour l'échantillon K46T8-12.

établi comme il a été défini. Dans la séquence suivante deux fissures plus longues qui ont une taille de l'ordre de $200\ \mu\text{m}$ sont constatées. Il est possible de dire que l'amorçage a lieu entre 9500 et 15000 cycles. Ceci est cohérent avec l'essai précédent ($N_i = 18200$ cycles).

Le réseau de fissures est bien détecté par la méthode de traitement d'image proposée. L'observation au microscope met en évidence les mêmes signatures (voir figure 3.15). Les



(a)



(b)

FIGURE 3.15: Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 43000^{e} cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-12.

résultats des essais pour un chargement de $190\ ^{\circ}\text{C}$ sont résumés dans le tableau 3.4.

Référence	Dérive de ΔT °C	N_a	N_{tot}	$\Delta \epsilon_{eq}$ (%)
K46T8-08	$3.4 \cdot 10^{-5} \cdot t + 190.3$	18200	20000	0.72
K46T8-12	$1.3 \cdot 10^{-4} \cdot t + 190.1$	15500	43000	0.72

TABLE 3.4: Résumé des résultats de fatigue réalisés à $\Delta T = 190$ °C.

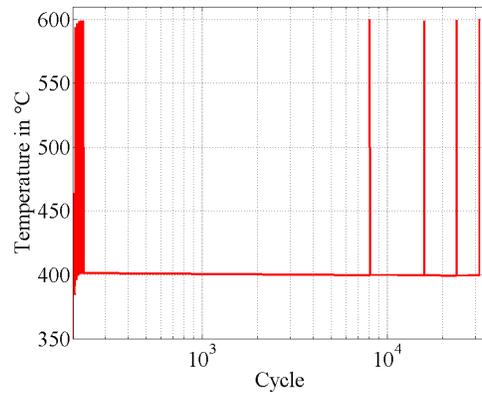
2.3 Variation de température $\Delta T = 200$ °C

Deux essais ont également été réalisés avec une variation de température de 200 °C. Ces essais donnent des niveaux de déformation équivalente de Tresca de $\Delta \epsilon_{tresca} = 0.81$ %. Les conditions d'essai sont résumées dans le tableau 3.5. Les états de surface sont

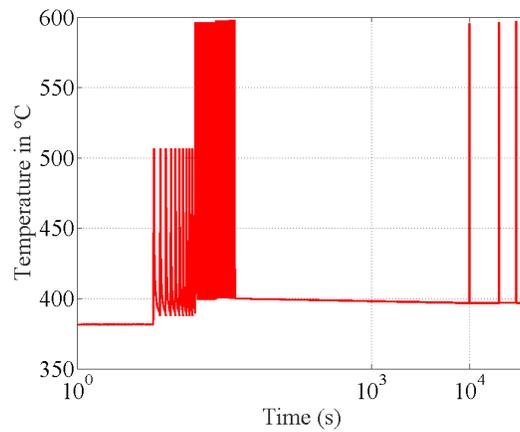
Référence	P_{vide}^{ini} (mbar)	f_{laser}^{tir} (Hz)	$P_{laser}^{crête}$ (W)	D_{laser}^{pulse} (ms)	A_{laser}	ΔT (°C)
K46T8-13	0.002	1	285	50	0.774	200
K46T8-16	0.002	1	290	50	0.746	200

TABLE 3.5: Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 200$ °C.

assez similaires d'un essai à l'autre. En effet la puissance crête nécessaire pour atteindre le chargement thermique est en adéquation avec les valeurs d'absorptivité. Les chargements thermiques sont tracés sur la figure 3.16. La stabilité au cours des cycles est illustrée par la figure 3.17 où la dérive de la variation de température est tracée en fonction du temps pour chacun des essais. Sur les deux essais une dérive de 1.36 °C est obtenue sur l'ensemble des points acquis dans le régime stabilisé. La détection de fissures est proposée sur la figure 3.18. L'amorçage a lieu au 16000^e cycle (voir figure 3.18 coordonnées (x,y) = (490,590) pixels). Au 16000^e cycle la fissure fait une quinzaine de pixels ce qui donne une taille approximative de 150 μm et au 25000^e cycle la fissure atteint quasiment le millimètre. L'observation au microscope révèle également une fissure (voir figure 3.19b) d'une taille de l'ordre du millimètre. La fissure a tout de même progressé entre le 25000^e cycle et le 31500^e cycle. En effet l'acquisition au microscope révèle une fissure avec deux branches qui bifurquent.

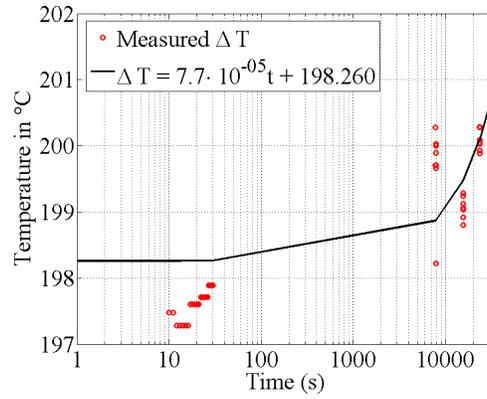


(a)

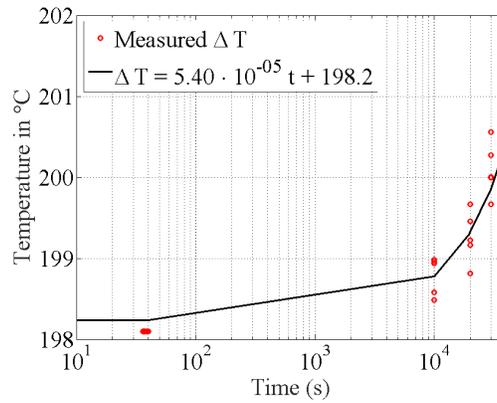


(b)

FIGURE 3.16: Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-13 et K46T8-16 sur respectivement une période de 31400 et 40000 cycles.

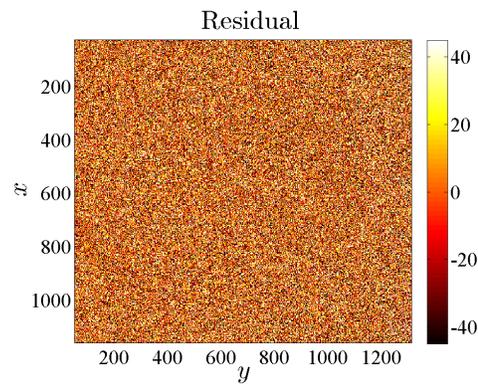


(a)

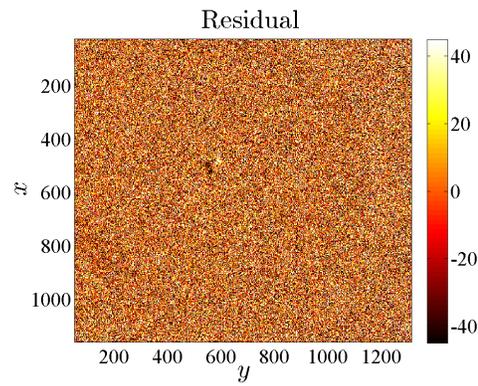


(b)

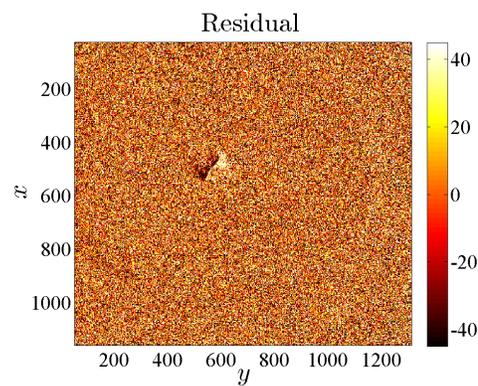
FIGURE 3.17: Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-13 et K46T8-16 sur respectivement une période de 31400 et 40000 cycles.



(a)

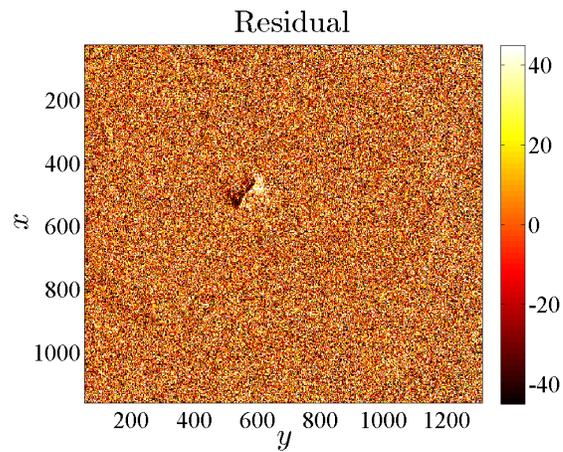


(b)

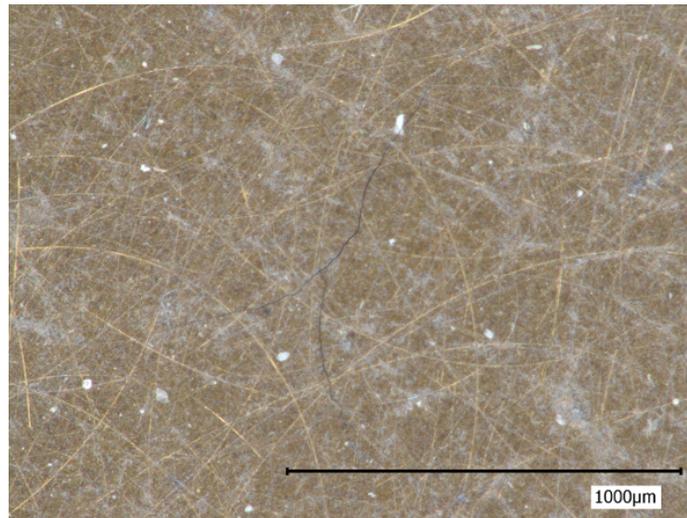


(c)

FIGURE 3.18: Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 8000^e (pas de fissures), (b) 16000^e et (c) 25000^e cycles pour l'éprouvette K46T8-13.



(a)



(b)

FIGURE 3.19: Confirmation de la présence d'une fissure dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 25000^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-13.

La même analyse est réalisée pour l'échantillon K46T8-16. Les cartes de résidus sont illustrées sur la figure 3.20. Même si l'échantillonnage temporel n'est pas assez fin il est possible de constater qu'aucune fissure n'apparaît jusqu'au cycle 10000 (figure 3.20a). Puis deux fissures conséquentes dépassant le millimètre de longueur sont détectées. Pour ce cas l'amorçage a lieu entre 10000 et 41000 cycles. Pour simplifier les discussions le nombre de cycles à amorçage est choisi à 10000 cycles. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.6

Référence	Dérive de ΔT °C	N_a	N_{tot}	$\Delta \epsilon_{eq}$ (%)
K46T8-13	$7.7 \cdot 10^{-5} \cdot t + 198.3$	16000	31500	0.81
K46T8-16	$5.4 \cdot 10^{-5} \cdot t + 198.2$	10000	41000	0.81

TABLE 3.6: Résumé des résultats de fatigue réalisé à $\Delta T = 200$ °C.

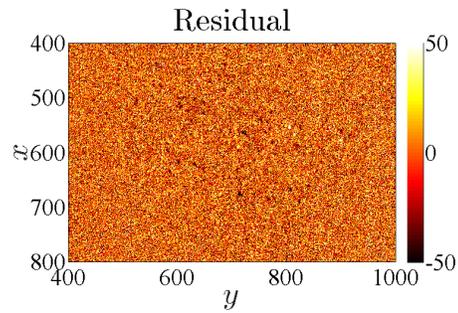
2.4 Variation de température $\Delta T = 210$ °C

Des variations de température d'amplitude 210 °C ont aussi été appliquées sur deux échantillons. Ces sollicitations donnent des amplitudes de déformation équivalente de Tresca $\Delta \epsilon_{tresca} = 0.904$ %. Les conditions d'essai sont résumées dans le tableau 3.7. Dans

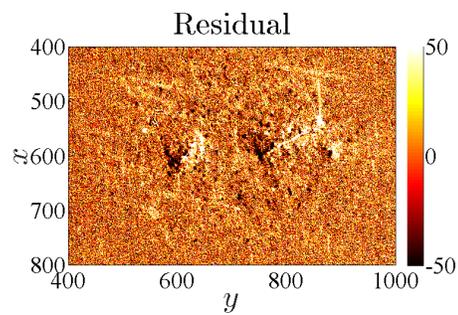
Référence	P_{vide}^{ini} (mbar)	f_{laser}^{tir} (Hz)	$P_{laser}^{crête}$ (W)	D_{laser}^{pulse} (ms)	A_{laser}	ΔT (°C)
K46T8-15	0.002	1	310	50	0.78	210
K46T8-18	0.0015	1	455	50	0.523	210

TABLE 3.7: Paramètres des essais réalisés à $\Delta T = 210$ °C.

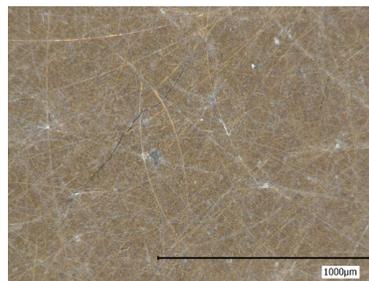
ce cas les états de surface sont différents d'un échantillon à l'autre. L'éprouvette K46T8-15 a une absorptivité de 0.52 contre 0.78 pour le second. Ceci se répercute sur les puissances crêtes nécessaires pour atteindre les chargements souhaités qui sont alors de 310 W pour le premier échantillon et de 455 W pour le second. Les chargements thermiques sont tracés sur la figure 3.21. La stabilité au cours des cycles est représentée sur la figure 3.22



(a)

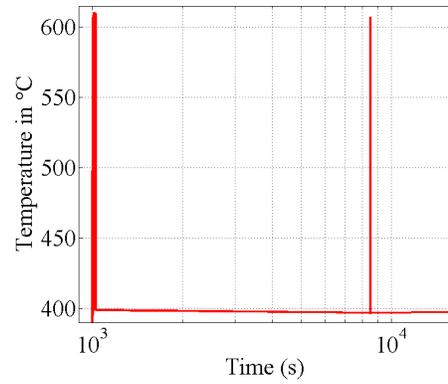


(b)

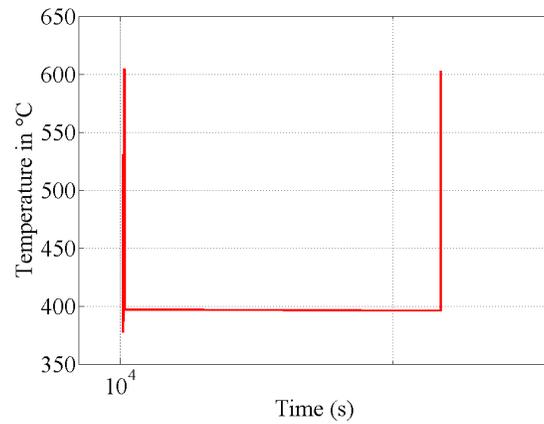


(c)

FIGURE 3.20: Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 10000^e (pas de fissures) et (b) 41000^e. La confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt est obtenue par (c) l'observation au microscope optique de l'éprouvette K46T8-16.



(a)



(b)

FIGURE 3.21: Suivis du chargement thermique sur les échantillons K46T8-15 et K46T8-18 sur respectivement une période de 30000 et 50000 cycles.

où la dérive de la variation de température est tracée en fonction du temps pour chacun des essais. Pour le cas K46T8-15 une dérive de 2 °C sur plus de 10000 cycles est remar-

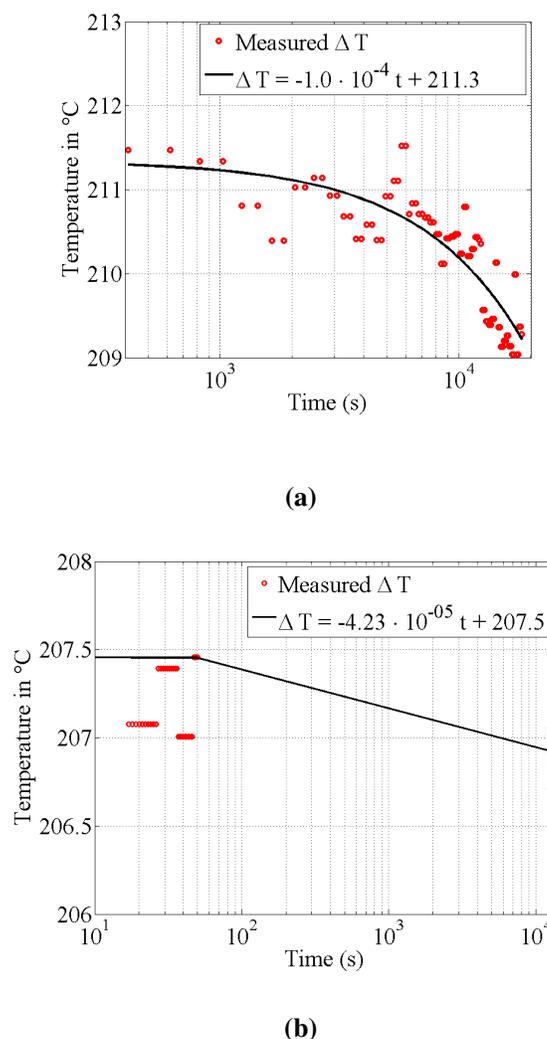


FIGURE 3.22: Évolutions du chargement thermique sur les échantillons K46T8-15 et K46T8-18 sur respectivement une période de 30000 et 50000 cycles.

quée. Cette dérive tend à diminuer la valeur du chargement thermique qui au départ est de 211 °C et à la fin vaut 209 °C. Les résultats sur l'échantillon K46T8-18 montrent une plus grande stabilité au cours des cycles. Au départ le chargement thermique est de 207.5 °C et finit à 207 °C.

La détection de fissure sur l'échantillon K46T8-15 est présentée sur la figure 3.23. Sur la carte de résidus du 4800^e cycle (figure 3.23a) aucune singularité particulière est détectée. Sur la figure suivante (figure 3.23b) une fissure semble apparaître à la coordonnée

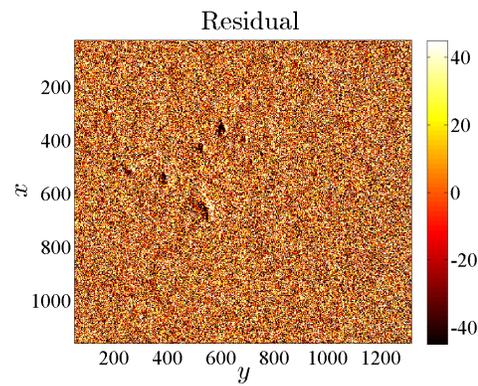
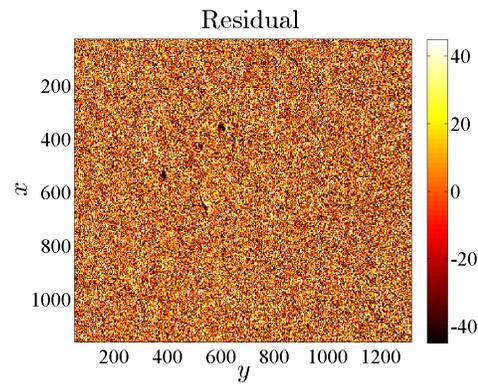
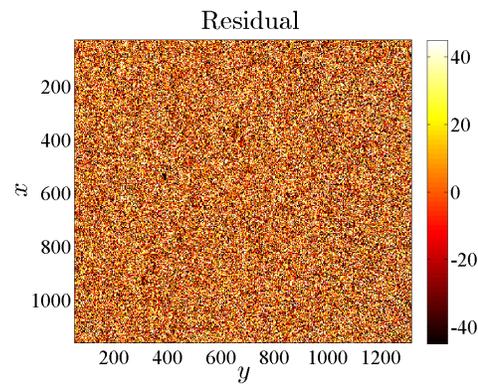


FIGURE 3.23: Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 4800^e (pas de fissures), (b) 8500^e et (c) 12500^e cycles pour l'échantillon K46T8-15.

($x = 610$, $y = 590$) pixels avec une longueur de l'ordre de $120 \mu\text{m}$ qui apparaît alors au 8500^{e} cycles. Celle-ci est bien confirmée par la figure 3.23c (au 12500^{e} cycle) qui met en valeur la même fissure mais avec une longueur plus grande ($250 \mu\text{m}$). Enfin les résidus obtenus pour le 18500^{e} cycle font apparaître un réseau de fissures qui est ensuite retrouvé au microscope optique (voir figure 3.24). La même analyse est réalisée pour le second

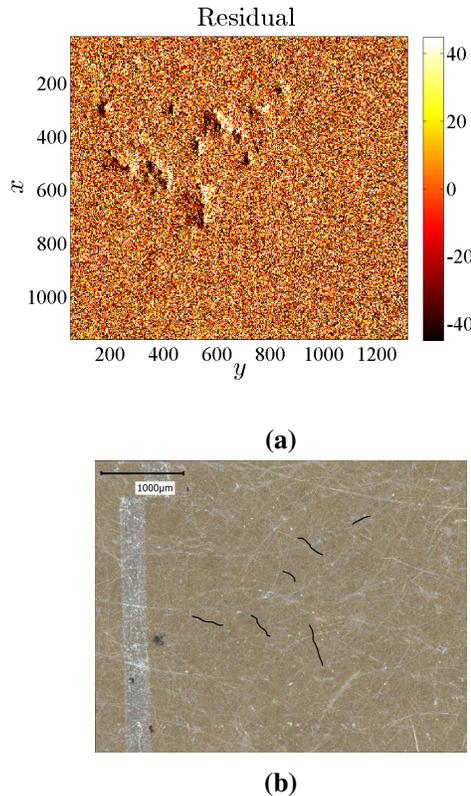
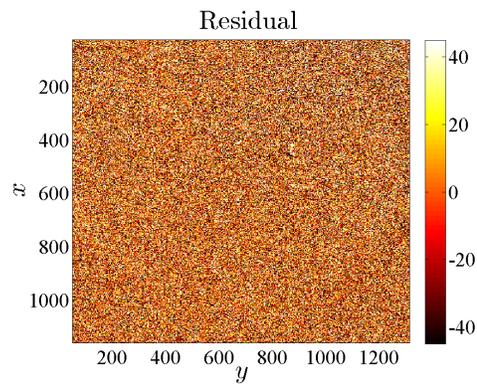
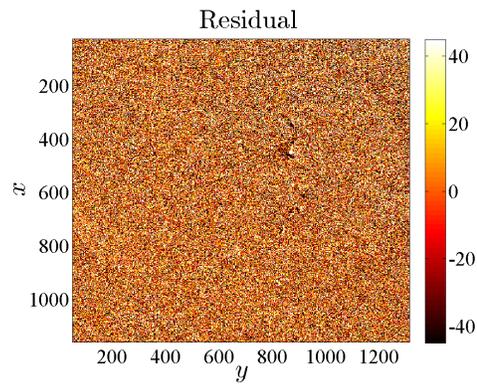


FIGURE 3.24: Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 18500^{e} cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'échantillon K46T8-15.

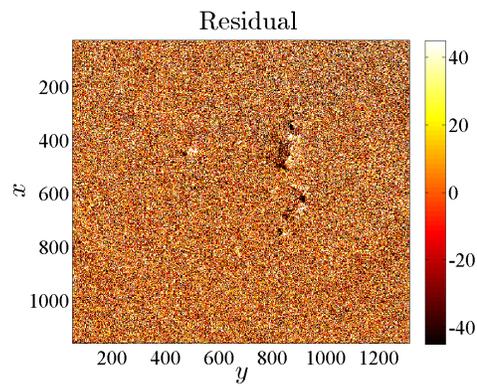
échantillon testé. Les cartes de résidus sont proposées sur la figure 3.25. Au cycle 3000 aucune discontinuité identifiée comme une fissure n'apparaît sur la carte des résidus. Sur la figure 3.25a qui correspond au cycle 10500 on retrouve une fissure ayant une taille de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Celle-ci apparaît mieux lorsqu'un premier regard est porté sur la zone où la fissure apparaît de manière claire au 14000^{e} cycle (voir la figure 3.25b). En revenant alors sur la figure 3.25a du cycle précédent on peut deviner la fissure. Enfin au 18000^{e} cycle celle-ci est plus marquée (figure 3.25c). D'ailleurs les traces que dessinent les fissures sur les résidus obtenus au 22800^{e} cycle sont assez semblables à celles observées au microscope optique (figure 3.26). Les résultats sont résumés dans le tableau 3.8.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.25: Évolution de la fissure détectée à différents cycles (a) 10500^e, (b) 14000^e et (c) 18000^e cycles pour l'éprouvette K46T8-18.

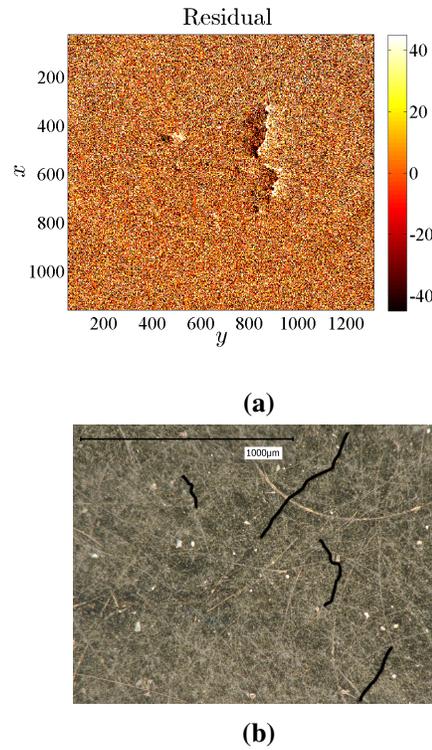


FIGURE 3.26: Confirmation de la présence de fissures dans la zone d'intérêt sur (a) la carte des résidus obtenue au 22800^e cycle par (b) l'observation au microscope optique pour l'éprouvette K46T8-18.

Référence	Dérive de ΔT °C	N_a	N_{tot}	$\Delta \epsilon_{eq}$ (%)
K46T8-15	$-1.0 \cdot 10^{-4} \cdot t + 211.3$	8500	18500	0.904
K46T8-18	$-4.23 \cdot 10^{-5} \cdot t + 207.5$	10500	22800	0.904

TABLE 3.8: Résumé des résultats de fatigue réalisé à $\Delta T = 210$ °C.

3 Comparaison des résultats de FLASH avec la littérature

Dans cette partie les résultats discutés précédemment sont superposés à d'autres essais de fatigue thermique ou uniaxiaux.

3.1 Comparaison des résultats avec des essais de fatigue thermique menés au CEA

Une comparaison est proposée avec les résultats obtenus par d'autres dispositifs expérimentaux. En toute rigueur il faudrait réaliser la même démarche pour extraire les déformations équivalentes à partir des données expérimentales brutes. Dans [Amiable *et al.*, 2006] divers critères sont étudiés dont un permettant de prendre en compte la triaxialité que peuvent générer les sollicitations des divers essais. Les auteurs [Fissolo *et al.*, 2009a] montrent que le chargement biaxial résulte du choc thermique appliqué sur une surface libre et plane. Les trois essais qui sont considérés pour la comparaison sont, FAT3D [Amiable, 2006], SPLASH [Maillot, 2003, Fissolo *et al.*, 2009a] et FAENA [Lejeail et Kasahara, 2005]. Les déformations équivalentes utilisées ici pour les deux premiers dispositifs expérimentaux sont celles calculées dans [Amiable *et al.*, 2006] avec des simulations EF et les nombres de cycles à amorçage sont trouvés dans [Fissolo *et al.*, 2009a]. Pour une étude plus détaillée il faudra se référer aux thèses [Maillot, 2003, Ancelet, 2005]. Pour les essais FAENA les résultats sont tirés d'une communication interne [Lejeail, 2001] dont une partie a été publiée [Lejeail et Kasahara, 2005].

Les résultats ayant une astérisque sont ceux qui ont été interrompus. Les essais FLASH réalisés et discutés dans la sous partie 2 sont ceux indiqués avec la mention K46 pour la coulée d'acier 316L(N), He pour Hélium et leur chargement thermique. Des essais avec pré-FLASH, discutés en annexe F, sont aussi superposés et sont ceux avec la mention air. Des essais FLASH sur des aciers 304L ont aussi été réalisés à température ambiante et auront pour mention A26 et seront associés à leurs environnements et chargements thermiques respectifs. Les équivalents de Tresca sont quant à eux ceux qui ont été calculés dans les simulations à haute température pour un même chargement thermique. Les résultats de fatigue de la figure 3.27 montrent que les essais de fatigue thermique obtenus par FLASH, sous air ou sous Hélium sur la coulée K46, sont proches de ceux obtenus avec l'essai FAENA [Lejeail, 2001].

Les résultats obtenus avec les dispositifs SPLASH et FAT3D sont quant à eux différents de ceux obtenus avec FLASH et semblent indiquer un nombre de cycles à amorçage bien plus précoce pour un niveau de déformation donné. Plusieurs points peuvent être soulignés permettant alors d'expliquer ces écarts.

Le matériau et les températures de travail sont différents. Les essais FAT3D et SPLASH sont réalisés sur des échantillons d'acier 304L et 316L(N) et la température de travail est de 200-360°C. Ceci peut avoir un effet sur le comportement cyclique du matériau [Mottot et Réger, 1991, Alain *et al.*, 1997, Vincent, 2014]. Le point clé est le fait que les deux types

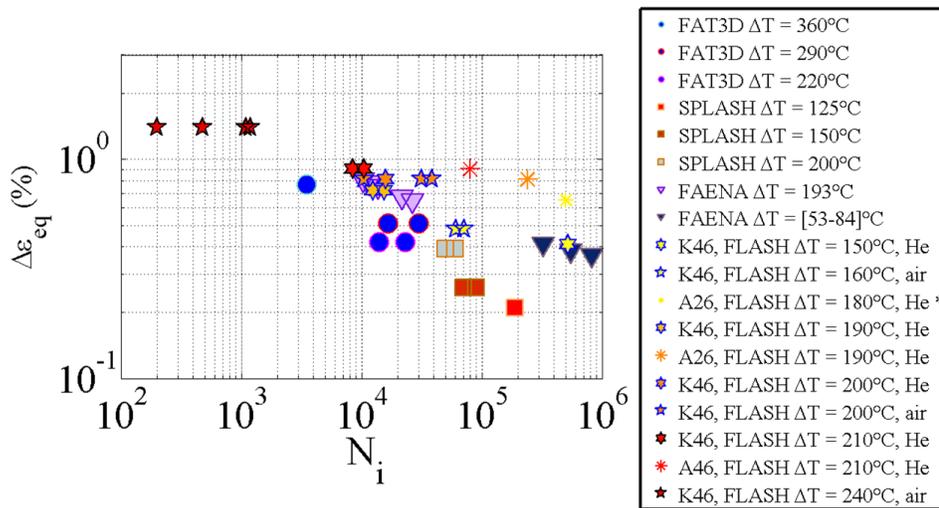


FIGURE 3.27: Résultats de fatigue FLASH superposés aux essais de fatigue thermique SPLASH, FAT3D et FAENA.

de sollicitations sont très différentes bien que les variations de températures, en valeur absolue, soient assez proches. En effet dans un cas des chocs froids sont appliqués et dans le second cas des chocs chauds sont réalisés. Or on sait que la déformation mécanique induite par des chocs froids/chauds seuls est accompagnée d’une contrainte moyenne de bi-traction/bi-compression (dans le plan) pouvant alors être défavorable/favorable à l’endurance du matériau [Vincent, 2012]. L’état de bi-compression moyenne potentiellement présent dans les essais FLASH serait de faible amplitude. En effet d’après les prévisions numériques cette contrainte moyenne est réduite au cours des cycles. Dans le cas où la variation de température appliquée est de $210^\circ C$, la contrainte moyenne au premier cycle est de -40 MPa. Ensuite celle-ci est réduite à -18 MPa au cycle 6 lorsque le comportement mécanique est stabilisé.

Les travaux réalisés par L. Vincent [Vincent, 2012] soulignent l’importance de la présence d’une telle contrainte. Une contrainte moyenne (positive) même petite (50 MPa) peut avoir un impact non négligeable sur la durée de vie (voir figure 3.28). Il est alors possible de supposer qu’une contrainte moyenne de compression aura l’effet inverse et peut potentiellement expliquer pourquoi les durées de vie obtenues avec FLASH sont plus longues¹. Il faut tout de même noter que l’état de contrainte moyenne obtenu par simulations numériques est fortement dépendant de la loi de comportement utilisée.

Une comparaison est maintenant réalisée avec les essais de fatigue uniaxiaux.

1. Il faut se souvenir que le dispositif dispose d’un jet d’Hélium, permettant de générer des pulses de chocs froids, qui pour le moment n’a pas été exploité.

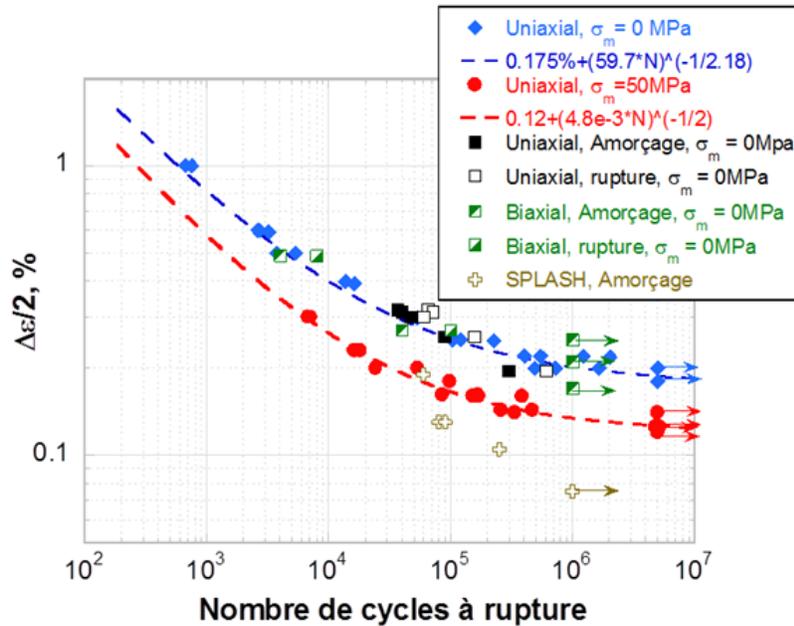


FIGURE 3.28: Résultats de fatigue illustrant les divers effets pouvant expliquer les écarts de durée de vie discutés dans [Vincent, 2012] comme l'effet de la contrainte moyenne.

3.2 Comparaison des résultats FLASH avec des essais mécaniques isothermes uniaxiaux

Les essais qui ont été utilisés dans le chapitre 1, pour l'identification de paramètres de la loi élastoplastique, ont été exploités pour l'étude de la fatigue à grand nombre de cycles et auront pour symbole un triangle à bords orange. De manière générale les résultats obtenus sont cohérents avec les essais mécaniques uniaxiaux réalisés sur la même coulée (K46) ou issus de la littérature [Alain *et al.*, 1997, Date *et al.*, 2008] (voir figure 3.29).

La réalisation des essais sous vide a permis d'établir que les effets de l'environnement, bien que prépondérants, n'expliquent pas à eux seuls la baisse en durée de vie. D'autres phénomènes agissant sur la microstructure et le déplacement des défauts (dislocations) participent à la réduction de l'endurance lorsque les essais sont réalisés à ces niveaux températures [Alain *et al.*, 1997].

Plusieurs points de discussion peuvent encore s'ajouter à ceux abordés lors de la comparaison avec les essais de type chocs thermiques. L'un d'eux étant les erreurs potentielles que les résultats FLASH peuvent contenir. Les équivalents de Tresca sont estimés par simulations numériques. Ceci implique qu'une forte dépendance au modèle et aux paramètres peut être générée. Toutefois la comparaison a posteriori des simulations mécaniques et des mesures, bien que 2D, montre une certaine cohérence. Il faut, pour valider complètement le modèle et la démarche, réaliser cette comparaison pour divers charge-ments thermiques. Dans la mesure du possible l'identification des paramètres les plus sensibles de la partie mécanique devrait être conduite à l'aide des mesures expérimentales

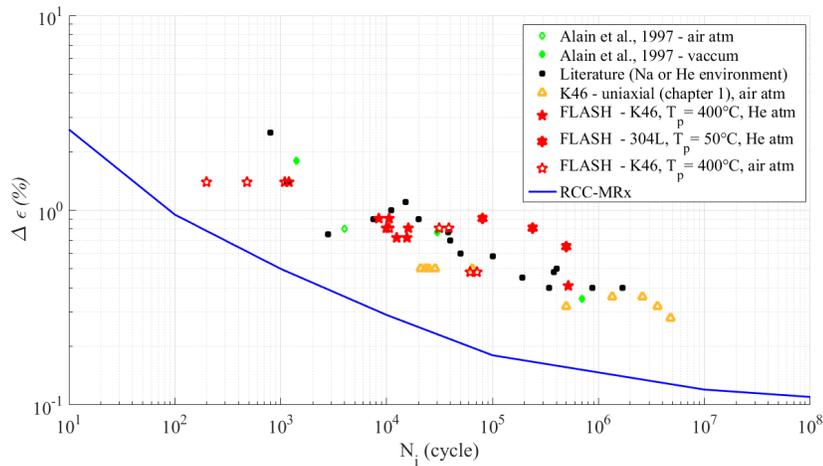


FIGURE 3.29: Résultats de fatigue FLASH superposés aux essais standardisés

spatiotemporelle. Ceci permettrait d'être sûr d'avoir des niveaux de déformation simulés quasiment identiques à ceux mesurés. Ceci permettrait aussi, à travers des cas tests numériques, de déterminer l'erreur de mesure par CIN pour une configuration donnée et en déduire l'erreur sur la déformation équivalente de Tresca simulée. Une façon d'améliorer nettement la comparaison voire l'identification reste la mesure de champs 3D. Cette voie est maintenant ouverte et a montré que ces mesures sont possibles. Il faudra toutefois combler les difficultés d'étalonnage pour ainsi avoir des mesures dont les amplitudes soient quantitativement exploitables.

Supposons maintenant que l'écart (absolu) sur la déformation équivalente de Tresca, extraite de la simulation, soit de 0.1%. On observerait alors que les points obtenus pour des chargements faibles seraient en-dessous des points d'essais uniaxiaux. Ceci impliquerait que ces résultats prédiraient des nombre de cycles à amorçage bien plus précoces. Or il faut se souvenir que la comparaison est réalisée avec des résultats où le nombre de cycles à amorçage est déduite du nombre de cycles à rupture. L'hypothèse consistant à stipuler que la partie de propagation est négligeable (pour des niveaux de chargement faibles) a tendance à surestimer le nombre de cycles à amorçage d'un facteur 2 [Rupil, 2012]. En tenant compte de cette remarque l'erreur de 0.1% sur la déformation de Tresca remettrait les points FLASH dans le nuage des essais uniaxiaux.

4 Conclusions et perspectives

Des essais de fatigue thermique FLASH ont été réalisés sur plusieurs échantillons d'aciers 316L(N) de la coulée K46. Des variations de température allant de 150 °C à 210 °C sont appliquées. La stabilité du chargement thermique imposé a été vérifiée à l'aide de l'acquisition en temps réel des pyromètres IR. Les dérives au cours des essais analysés ne dépassent pas 2 °C voire 1 °C si seuls les cycles avant amorçage sont considérés. L'état de surface (émissivité) a été vérifié périodiquement en arrêtant l'essai de fatigue et en appliquant des rampes thermiques. Ceci a permis de recalibrer l'émissivité si nécessaire. L'oxydation s'est développée pour certains essais de fatigue. Celle-ci est due à la présence d'oxygène résiduel dans l'enceinte malgré une première application de vide secondaire.

Cette oxydation a pour conséquence de faire évoluer l'absorptivité de la surface. Le suivi de ce coefficient a aussi été réalisé en temps réel et a permis de moduler la puissance du laser pour maintenir une variation de température constante. La dérive de l'absorptivité a pu être corrélée à celle de la température. Bien que l'évolution de l'état d'oxydation est mineure et n'a montré quasiment aucun impact sur le chargement thermique, celle-ci a affecté les images en modifiant le mouchetis d'un instant (cycle de référence) à l'autre (acquises à différents cycles).

La détection de fissure a pu être établie à l'aide des images acquises par la caméra travaillant dans le domaine de longueur d'onde du visible. Comme les caméras sont déclenchées pour pouvoir acquérir un cycle (stroboscopique) complet, les images sauvegardées aux différents cycles de fatigue thermique sont prises à des niveaux de chargement identiques (même discrétisation temporelle d'un cycle à l'autre). Ceci a rendu possible la comparaison cycle à cycle. Pour minimiser l'effet de l'oxydation, une stratégie qui consiste à exploiter la différence des résidus, obtenus pour les images comparées au début et au maximum du tir, a permis de révéler la présence seule de fissure(s). Lorsque le matériau est en phase de refroidissement la surface est en état de traction ce qui favorise l'ouverture de la fissure (et donc son apparition sur les cartes de résidus) alors qu'en phase de chauffe la surface est en état de compression et a tendance à la refermer. La différence des deux résidus élimine les éléments persistants de la carte des résidus, soit l'effet de l'oxydation. L'amorçage de fissure est défini comme étant la présence d'une discontinuité sur une longueur de 100-200 μm . Pour l'ensemble des essais, l'amorçage a été détecté sans difficulté. Il faudra toutefois considérer dans le futur une discrétisation plus fine dans le pas de sauvegarde pour permettre une meilleure détermination du nombre de cycles à amorçage.

Ces résultats ont ensuite été combinés aux niveaux de variation de déformation équivalente de Tresca calculés dans les prévisions EF pour des chargements thermiques identiques. Le modèle qui a été validé en partie dans les chapitres 1 et 2 devra être vérifié pour l'ensemble des essais de fatigue thermique à l'aide notamment des comparaisons avec les mesures de CIN. Les expériences de fatigue ont pu être comparées à des essais uniaxiaux isothermes, qui ont été réalisés (chapitre 1) ou qui sont issus de la littérature. Une comparaison avec d'autres dispositifs de fatigue thermique a aussi été proposée.

La première comparaison a montré un bon accord entre les essais FLASH et les essais

uniaxiaux. Toutefois plus les niveaux de déformation sont faibles plus les essais FLASH fournissent des résultats plus favorables à la durée de vie. Ceci a été expliqué par le fait que les essais uniaxiaux sont réalisés avec des niveaux de chargement symétrique en traction/compression (rapport $R = -1$) alors que les essais FLASH (choc chaud) peuvent contenir (d'après les simulations) un état de bicompression. Ces résultats ont pu être interprétés à l'aide des travaux de [Vincent, 2012] qui montrent que la présence même faible d'une contrainte moyenne de traction (50 MPa) peut avoir un grand impact sur la durée de vie d'un échantillon. Ici le corollaire semble prendre effet, l'état supposé de bicompression favoriserait l'endurance de l'échantillon. Les mêmes tendances ont été observées lorsque la comparaison est réalisée avec des essais qui appliquent des chocs froids (état de bitraction [Fissolo *et al.*, 2009a]). Ceci serait alors expliqué à nouveau par l'état de déformation favorable/défavorable (bicompression/bitraction) que génèrent les chocs chaud/froid.

Conclusions générales et perspectives

Dans le but de mieux comprendre le phénomène de fatigue thermique un nouveau dispositif (FLASH) a été utilisé. Celui-ci permet de réaliser des chocs thermiques sans contact à l'aide d'un laser. Des méthodes optiques pour l'acquisition de la réponse thermique et mécanique peuvent être utilisés.

Par thermographie IR, via l'usage de pyromètres et caméra, la mesure du champ thermique est exploitée pour enrichir des simulations numériques. Ces simulations sont la clé pour l'interprétation des expériences de fatigue thermique FLASH. Après diverses étapes d'étalonnage, nécessaires aux mesures IR, les champs de température sont acquis. Une rectification, à l'aide des mesures pyrométriques, est nécessaire pour ramener les niveaux de température, obtenus par la caméra IR, aux valeurs actuelles du chargement thermique. En effet il a été constaté que les mesures par caméra IR sous-estiment de manière non négligeable le niveau de température maximal. L'explication retenue, et obtenue par élimination des autres effets potentiels, est qu'un effet de taille de source, communément rencontré dans les mesures IR lorsque l'étalonnage est réalisé sur une surface émettrice de dimensions bien plus grandes que la source mesurée durant la phase d'essai, perturbe la phase d'étalonnage permettant la détermination de l'émissivité. En termes de perspectives, sur les mesures de champ de température, il faudra caractériser et certifier l'origine de ce biais. Il faudra aussi trouver un moyen d'étalonnage adéquat pour tenir compte de ces écueils. Pour le moment une correction se basant sur la mesure pyrométrique, qui n'est pas sensible à ce phénomène, est appliquée aux champs de température. Cette correction bien que suffisante peut être fragile car les champs de température seront fortement dépendants de la mesure pyrométrique qui elle aussi peut contenir diverses erreurs.

Une fois les champs de température réajustés, ces mêmes mesures sont exploitées pour l'identification des conditions aux limites du modèle thermique simulant le choc laser sur l'acier 316L(N). Les paramètres thermophysiques sont soit identifiés sur la même coulée d'acier ou bien extraits du code de conception lorsqu'aucun moyen expérimental (disponible au laboratoire) ne permet de les identifier. Les résultats des calculs de thermiques sont ensuite insérés dans la partie simulant le comportement mécanique du matériau.

Pour pouvoir exploiter un modèle élastoplastique à deux écrouissages cinématiques, des essais uniaxiaux à déformation imposée ont été réalisés pour l'identification des paramètres constitutifs de cette même loi. Les résultats de simulations 3D ont permis d'une part de conforter le choix de la forme (chapeau haut de forme) du faisceau en montrant que la plus grande composante en déformation est celle obtenue dans la direction hors-plan. Les champs (2D) des déformations principales sont alors comparés aux résultats

obtenus par CIN.

Les mesures de champs cinématiques sont rendues possibles par l'usage de caméras et d'algorithmes CIN adaptés. Plusieurs méthodes ont été proposées pour pouvoir exploiter les images de la caméra IR pour de telles applications. La correction de brillance et de contraste est apportée avec une régularisation "thermique" permettant alors de contraindre la recherche de champs qui sont physiquement admissibles. La régularisation permet alors de pénaliser les fluctuations sur une portée inférieure à la longueur de régularisation choisie. Cette pratique est dérivée du filtre mécanique proposée dans le code CIN initialement utilisé pour la caméra travaillant dans le domaine du visible. Les champs de déformation mesurés permettent alors des comparaisons spatiale et temporelle avec les simulations numériques. Ces confrontations ont permis de valider le modèle thermomécanique utilisé pour l'interprétation des essais de fatigue par choc thermique. Il faudrait, pour améliorer la comparaison, être capable d'identifier les paramètres les plus influents (du modèle mécanique) à partir des mesures de champs expérimentaux pour renforcer la confiance donnée aux quantités extraites de la simulation pour l'interprétation des résultats de fatigue. Il faudrait alors maîtriser les mesures de champs 3D par le biais de la stéréocorrélation hybride. Il a été montré que ces mesures sont envisageables mais nécessitent quelques améliorations dans la phase d'étalonnage (nécessaire pour l'appariement du système stéréoscopique). Ces champs sont ceux présentant le plus de sensibilité aux paramètres de la simulation mécanique.

Le modèle thermomécanique ayant été (en partie) validé, l'interprétation des essais de fatigue réalisés à différents niveaux de chargement est alors facilitée. L'analyse des données obtenues par les pyromètres a permis de vérifier que le chargement thermique reste stable le long des essais. Généralement, sous Hélium, les dérives ne dépassent pas 1-2 °C sur un nombre de cycles incluant l'amorçage. Les moyens de vérification comme l'absorbeur et les pyromètres permettent de détecter en temps réel si une quelconque dérive prend place. La facilité d'arrêt/démarrage de FLASH, rendue possible notamment par les moyens sans contact, permet d'interrompre l'expérience si une telle dérive est observée et ainsi adapter à nouveau les niveaux d'émissivité (si nécessaire). Un traitement d'image, profitant du déclenchement et synchronisation des caméras avec le laser, permet la détection de fissure sans nécessiter le démontage de l'éprouvette pendant la phase d'essai. L'effet de l'évolution de l'oxydation est minimisé à l'aide d'une stratégie consistant à exploiter les résidus de CIN obtenus pour deux phases du chargement thermique. La première, en phase de refroidissement, génère un état de bitraction et donc d'ouverture de fissure. La seconde, en phase de chauffe, génère un état de bicompression et donc de fermeture de fissure. La combinaison des deux cartes de résidus (par différence) permet de soustraire l'effet de l'oxydation. Dans le futur il faudra alors enrichir le code LabView pour l'acquisition plus fine au cours des cycles voire lancer les calculs CIN permettant la détection de fissure pendant la phase d'essai pour optimiser l'usage du laser.

En combinant alors les nombres de cycles à amorçage et les déformations équivalentes de Tresca extraites des simulations permet de placer ces points (obtenus avec FLASH) sur des courbes de fatigue obtenues soit par des essais de type choc thermique ou normalisés (uniaxiaux). Une comparaison directe montre alors que les essais réalisés par chocs

froids semblent être plus critiques que les chocs chauds. Ces résultats sont à tempérer avec le fait que ces deux types de chocs, sur une surface libre, génèrent des états de bitraction/bicompression pouvant alors être défavorable/favorable à l'endurance du matériau. Les mêmes conclusions sont faites lors de la comparaison avec les résultats d'essais uniaxiaux qui sont généralement réalisés à un rapport de $R = -1$ (symétrie en traction/compression et donc sans contrainte moyenne). Les résultats FLASH semblent toutefois en bon accord, car les simulations montrent qu'une faible bicompression moyenne est générée par le choc chaud. En effet ces derniers résultats (FLASH) semblent fournir des durées plus élevées (tendance globale). Il faudra profiter, dans le futur, de la présence du jet d'Hélium froid pour pouvoir réaliser des essais de choc thermique à " $R = -1$ " (il faudrait alors déterminer un chargement thermique permettant de réaliser un état de traction/compression permettant d'atteindre un rapport de charge, il se pourrait que ce même rapport ne soit pas forcément vérifié en variation de température pendant les phases chaude et froide).

Bibliographie

- [Alain *et al.*, 1997] ALAIN, R., VIOLAN, P. et MENDEZ, J. (1997). Low cycle fatigue behavior in vacuum of a 316l type austenitic stainless steel between 20 and 600 C Part I : Fatigue resistance and cyclic behavior. *Materials Science and Engineering : A*, 229(1):87–94.
- [Aleman-Flores *et al.*, 2014] ALEMAN-FLORES, M., ALVAREZ, L., GOMEZ, L. et SANTANA-CEDRÉS, D. (2014). Line detection in images showing significant lens distortion and application to distortion correction. *Pattern Recognition Letters*, 36(0):261 – 271.
- [Amiable, 2006] AMIABLE, S. (2006). *Prédiction de durée de vie de structures sous chargement de fatigue thermique*. Thèse de doctorat, Université de Versailles, l'Université de Versailles.
- [Amiable *et al.*, 2006] AMIABLE, S., CHAPULIOT, S., CONSTANTINESCU, A. et FISSOLO, A. (2006). A comparison of lifetime prediction methods for a thermal fatigue experiment. *International Journal of Fatigue*, 28(7):692–706.
- [Ancelet, 2005] ANCELET, O. (2005). *Étude de l'amorçage et de la propagation des fissures sous chargement thermique cyclique 3D*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, École Nationale Supérieure de Mécanique.
- [Ancelet *et al.*, 2007] ANCELET, O., CHAPULIOT, S., HENAFF, G. et MARIE, S. (2007). Development of a test for the analysis of the harmfulness of a 3d thermal fatigue loading in tubes. *International Journal of Fatigue*, 29(3):549–564.
- [Badulescu *et al.*, 2011] BADULESCU, C., GRÉDIAC, M., HADDADI, H., MATHIAS, J.-D., BALANDRAUD, X. et TRAN, H.-S. (2011). Applying the grid method and infrared thermography to investigate plastic deformation in aluminium multicrystal. *Mechanics of Materials*, 43(1):36–53.
- [Beaubier, 2014] BEAUBIER, B. (2014). *Étude physique et modélisation numérique de procédés d'assemblage par soudo-brasage de sous-ensembles en carrosserie automobile*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Beaubier *et al.*, 2014] BEAUBIER, B., DUFOUR, J.-E., HILD, F., ROUX, S., LAVERNHE, S. et LAVERNHE-TAILLARD, K. (2014). CAD-based calibration and shape measurement with stereoDIC. *Experimental Mechanics*, 54(3):329–341.
- [Bertin *et al.*, 2016] BERTIN, M., HILD, F., ROUX, S., MATHIEU, F., LECLERC, H. et AIMEDIEU, P. (2016). Integrated digital image correlation applied to elastoplastic

- identification in a biaxial experiment. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 51(2):118–131.
- [Besnard *et al.*, 2011] BESNARD, G., GUÉRARD, S., ROUX, S. et HILD, F. (2011). A space-time approach in digital image correlation : movie-DIC. *Optics Lasers Engineering*, 49:71–81.
- [Besnard *et al.*, 2012a] BESNARD, G., HILD, F., LAGRANGE, J.-M., MARTINUZZI, P. et ROUX, S. (2012a). Analysis of necking in high speed experiments by stereocorrelation. *International Journal of Impact Engineering*, 49(0):179–191.
- [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. *Experimental Mechanics*, 46(6):789–803.
- [Besnard *et al.*, 2012b] BESNARD, G., LECLERC, H., ROUX, S. et HILD, F. (2012b). Analysis of image series through digital image correlation. *Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 47(4):214–228.
- [Bodelot *et al.*, 2011] BODELOT, L., CHARKALUK, E., SABATIER, L. et DUFRÉNOY, P. (2011). Experimental study of heterogeneities in strain and temperature fields at the microstructural level of polycrystalline metals through fully-coupled full-field measurements by Digital Image Correlation and Infrared Thermography. *Mechanics of Materials*, 43(11):654–670.
- [Bodelot *et al.*, 2009] BODELOT, L., SABATIER, L., CHARKALUK, E. et DUFRÉNOY, P. (2009). Experimental setup for fully coupled kinematic and thermal measurements at the microstructure scale of an AISI 316l steel. *Materials Science and Engineering : A*, 501(1-2):52–60.
- [Brown, 1966] BROWN, D. (1966). Decentering distortion of lenses. *Photogrammetric Engineering*, pages 444–462.
- [Brown, 1971] BROWN, D. (1971). Close-range camera calibration. *Photogrammetric Engineering*, pages 855–866.
- [Bruck *et al.*, 1989] BRUCK, H. A., MCNEILL, S. R., SUTTON, M. A. et PETERS, W. H. (1989). Digital image correlation using Newton-Raphson method of partial differential correction. *Experimental Mechanics*, 29(3):261–267.
- [Buljac *et al.*, 2016a] BULJAC, A., SHAKOOR, M., NEGGERS, J., BERNACKI, M., BOUCHARD, P.-O., HELFEN, L., MORGENEYER, T. F. et HILD, F. (2016a). Numerical validation framework for micromechanical simulations based on synchrotron 3d imaging. *Computational Mechanics*, pages 1–23.
- [Buljac *et al.*, 2016b] BULJAC, A., TAILLANDIER-THOMAS, T., MORGENEYER, T. F., HELFEN, L., ROUX, S. et HILD, F. (2016b). Slant strained band development during flat to slant crack transition in AA 2198 T8 sheet : in situ 3d measurements. *International Journal of Fracture*, 200(1):49–62.
- [Cailletaud et Pilvin, 1994] CAILLETAUD, G. et PILVIN, P. (1994). Inverse Problems in Engineering. pages 79–86.

- [Carslaw et Jaeger, 1959] CARSLAW, H. S. et JAEGER, J. C. (1959). *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, Oxford.
- [Chaboche, 1989] CHABOCHE, J. (1989). Constitutive equations for cyclic plasticity and cyclic viscoplasticity. *International Journal of Plasticity*, 5(3):247–302.
- [Chapuliot *et al.*, 2005] CHAPULIOT, S., GOURDIN, C., PAYEN, T., MAGNAUD, J. et MONAVON, A. (2005). Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee. *Nuclear Engineering and Design*, 235(5):575–596.
- [Charbal *et al.*, 2016a] CHARBAL, A., DUFOUR, J.-E., GUERY, A., HILD, F., ROUX, S., VINCENT, L. et PONCELET, M. (2016a). Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations : Application to distortion measurements of IR camera. *Optics and Lasers in Engineering*, 78:75–85.
- [Charbal *et al.*, 2016b] CHARBAL, A., DUFOUR, J. E., HILD, F., PONCELET, M., VINCENT, L. et ROUX, S. (2016b). Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras. *Experimental Mechanics*, 52(5):845–860.
- [Charbal *et al.*, 2017] CHARBAL, A., DUFOUR, J.-E., HILD, F., ROUX, S., PONCELET, M. et VINCENT, L. (2017). Hybrid Stereocorrelation for 3d Thermomechanical Field Measurements. In YOSHIDA, S., LAMBERTI, L. et SCIAMMARELLA, C., éditeurs : *Advancement of Optical Methods in Experimental Mechanics, Volume 3 : Proceedings of the 2016 Annual Conference on Experimental and Applied Mechanics*, pages 83–88. Springer International Publishing.
- [Charbal *et al.*, 2016c] CHARBAL, A., ROUX, S., HILD, F. et VINCENT, L. (2016c). Regularized Infrared Image Correlation. 13th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography. page 10.
- [Charbal *et al.*, 2016d] CHARBAL, A., VINCENT, L., HILD, F., PONCELET, M., DUFOUR, J.-E., ROUX, S. et FARCAGE, D. (2016d). Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 13(1):1–18.
- [Chrysochoos, 2012] CHRYSOCHOOS, A. (2012). Thermomechanical Analysis of the Cyclic Behavior of Materials. *Procedia IUTAM*, 4(0):15–26.
- [Chrysochoos *et al.*, 2008] CHRYSOCHOOS, A., BERTHEL, B., LATOURTE, F., GALTIER, A., PAGANO, S. et WATTRISSE, B. (2008). Local energy analysis of high-cycle fatigue using digital image correlation and infrared thermography. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 43(6):411–422.
- [Chrysochoos et Martin, 1989] CHRYSOCHOOS, A. et MARTIN, G. (1989). Tensile test microcalorimetry for thermomechanical behaviour law analysis. *Materials Science and Engineering : A*, 108(0):25–32.
- [Chu *et al.*, 1985] CHU, T. C., RANSON, W. F. et SUTTON, M. A. (1985). Applications of digital-image-correlation techniques to experimental mechanics. *Experimental Mechanics*, 25(3):232–244.

- [Cipièrre et Le Duff, 2002] CIPIÈRE, M. F. et LE DUFF, J. A. (2002). Thermal Fatigue Experience in French Piping : Influence of Surface Condition and Weld Local Geometry. *Welding in the World*, 46(1):23–27.
- [Claire *et al.*, 2004] CLAIRE, D., HILD, F. et ROUX, S. (2004). A finite element formulation to identify damage fields : the equilibrium gap method. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol 61. Num 2. Pages 189-208.
- [Clayton, 1983] CLAYTON, A. (1983). Thermal shock in nuclear reactors. *Progress in Nuclear Energy*, 12(1):57–83.
- [Coates, 1981] COATES, P. B. (1981). Multi-Wavelength Pyrometry. *Metrologia*, 17(3): 103.
- [Curtit, 2004] CURTIT, F. (2004). INTHERPOL thermal fatigue test. Proceedings of the third international conference on fatigue of reactor components Seville (Spain)
- [Date *et al.*, 2008] DATE, S., ISHIKAWA, H., OTANI, T., TAKAHASHI, Y. et NAKAZAWA, T. (2008). Study on environmental effect on fatigue and creep-fatigue strength of 316fr stainless steel in sodium at elevated temperature. *Nuclear Engineering and Design*, 238(2):353 – 367. Japanese Study for the Improvement of Structural Design Methods for Fast Breeder Reactor Plants.
- [Dubreuil *et al.*, 2016] DUBREUIL, L., DUFOUR, J.-E., QUINSAT, Y. et HILD, F. (2016). Mesh-Based Shape Measurements with Stereocorrelation. *Experimental Mechanics*, 56(7):1231–1242.
- [Dufour, 2015] DUFOUR, J. . E. (2015). *Mesures de forme, de déplacement, et de paramètres mécaniques par stéréo-corrélation d'images isogéométrique*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Dufour *et al.*, 2015a] DUFOUR, J. . E., HILD, F. et ROUX, S. (2015a). Shape, displacement and mechanical properties from isogeometric multiview stereocorrelation. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 50(7):470 – 487.
- [Dufour *et al.*, 2015b] DUFOUR, J.-E., BEAUBIER, B., HILD, F. et ROUX, S. (2015b). CAD-based Displacement Measurements with Stereo-DIC : Principle and First Validations. *Experimental Mechanics*, 55(9):1657–1668.
- [Dufour *et al.*, 2014] DUFOUR, J.-E., HILD, F. et ROUX, S. (2014). Integrated digital image correlation for the evaluation and correction of optical distortions. *Optics and Lasers in Engineering*, 56(0):121 – 133.
- [Dufour *et al.*, 2016] DUFOUR, J.-E., LECLERCQ, S., SCHNEIDER, J., ROUX, S. et HILD, F. (2016). 3d surface measurements with isogeometric stereocorrelation-Application to complex shapes. *Optics and Lasers in Engineering*, 87:146–155.
- [Duquesne, 2015] DUQUESNE, L. (2015). *Caractérisation thermique de structures composites SiCf/SiC tubulaires pour applications nucléaires*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech - Campus de Bordeaux.
- [Esnoul *et al.*, 2013] ESNOL, C., VINCENT, L., PONCELET, M., HILD, F. et ROUX, S. (2013). On the use of thermal and kinematic fields to identify strain amplitudes in

- cyclic laser pulses on AISI 304l stainless steel. Photomechanics 2013, Montpellier (France).
- [Faidy, 2004] FAIDY, C. (2004). Thermal Fatigue in Mixing Tees : Status and Justification of French Assessment Method. *12th International Conference on Nuclear Engineering, Volume 2*, pages 197–204.
- [Farcage, 2015] FARCAGE, D. (2015). Mesure du profil de densité spatiale du faisceau laser émis par le Trupulse 156, à 290mm de distance de l'optique de focalisation D35 - Document interne.
- [Faugeras *et al.*, 1998] FAUGERAS, O., ROBERT, L., LAVEAU, S., CSURKA, G., ZELLER, C., GAUCLIN, C. et ZOGHLAMI, I. (1998). 3-D Reconstruction of Urban Scenes from Image Sequences. *Computer Vision and Image Understanding*, 69(3):292–309.
- [Fissolo *et al.*, 2009a] FISSOLO, A., AMIABLE, S., ANCELET, O., MERMAZ, F., STELMASZYK, J., CONSTANTINESCU, A., ROBERTSON, C., VINCENT, L., MAILLOT, V. et BOUCHET, F. (2009a). Crack initiation under thermal fatigue : An overview of CEA experience. Part I : Thermal fatigue appears to be more damaging than uniaxial isothermal fatigue. *International Journal of Fatigue*, 31(3):587–600.
- [Fissolo *et al.*, 2009b] FISSOLO, A., GOURDIN, C., ANCELET, O., AMIABLE, S., DEMASSIEUX, A., CHAPULIOT, S., HADDAR, N., MERMAZ, F., STELMASZYK, J., CONSTANTINESCU, A., VINCENT, L. et MAILLOT, V. (2009b). Crack initiation under thermal fatigue : An overview of CEA experience : Part II (of II) : Application of various criteria to biaxial thermal fatigue tests and a first proposal to improve the estimation of the thermal fatigue damage. *International Journal of Fatigue*, 31(7):1196–1210.
- [Garcia *et al.*, 2002] GARCIA, D., ORTEU, J. et PENAZZI, L. (2002). A combined temporal tracking and stereo-correlation technique for accurate measurement of 3d displacements : application to sheet metal forming. *Journal of Materials Processing Technology*, 125-126(0):736–742.
- [Gaussorgues, 1999] GAUSSORGUES, G. (1999). *La thermographie infrarouge*. TEC&DOC, 4 édition.
- [Gavin, 2013] GAVIN, H. (2013). Levenberg Marquardt curve-fitting : minimize sum of weighted squared residuals.
- [Gras *et al.*, 2015] GRAS, R., LECLERC, H., HILD, F., ROUX, S. et SCHNEIDER, J. (2015). Identification of a set of macroscopic elastic parameters in a 3d woven composite : uncertainty analysis and regularization. *International Journal of Solids and Structures*, 55:2–16.
- [Guery *et al.*, 2014] GUERY, A., LATOURTE, F., HILD, F. et ROUX, S. (2014). Characterization of SEM speckle pattern marking and imaging distortion by digital image correlation. *Measurement Science and Technology*, 25(1):015401.
- [Guidez et Bonin, 2014] GUIDEZ, J. et BONIN, B. (2014). *Réacteurs nucléaires à caloporteur sodium*. e-den, Une monographie de la Direction de l'énergie nucléaire. CEA Saclay.

- [Herne, 1953] HERNE, H. (1953). The theoretical characteristics of bichromatic pyrometers. *British Journal of Applied Physics*, 4(12):374.
- [Hild *et al.*, 2015] HILD, F., BOUTERF, A. et ROUX, S. (2015). Damage measurements via DIC. *International Journal of Fracture*, 191(1):77–105.
- [Hild *et al.*, 2011] HILD, F., FANGET, A., ADRIEN, J., MAIRE, E. et ROUX, S. (2011). Three dimensional analysis of a tensile test on a propellant with digital volume correlation. *Archives of Mechanics*, 63(5-6):1–20.
- [Hild et Roux, 2006] HILD, F. et ROUX, S. (2006). Measuring stress intensity factors with a camera : Integrated digital image correlation (I-DIC). *Comptes Rendus de Mécanique*, 334(1):8 – 12.
- [Hild et Roux, 2012a] HILD, F. et ROUX, S. (2012a). Comparison of Local and Global Approaches to Digital Image Correlation. *Experimental Mechanics*, 52(9):1503–1519.
- [Hild et Roux, 2012b] HILD, F. et ROUX, S. (2012b). Digital Image Correlation. In *Optical Methods for Solid Mechanics : A Full-Field Approach*. Wiley-VCH, Berlin (Germany). P. Rastogi and Editor E. Hack (Edts.).
- [Kawasaki *et al.*, 2006] KAWASAKI, N., KOBAYASHI, S., HASEBE, S. et KASAHARA, N. (2006). SPECTRA Thermal Fatigue Tests Under Frequency Controlled Fluid Temperature Variation : Transient Temperature Measurement Tests. Volume 3 : Design and Analysis, Vancouver, BC, Canada. ASME.
- [Kerezsi *et al.*, 2000] KEREZSI, B., KOTOUSOV, A. et PRICE, J. (2000). Experimental apparatus for thermal shock fatigue investigations. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 77(7):425–434.
- [Kerezsi et Price, 2002] KEREZSI, B. B. et PRICE, J. W. (2002). Using the ASME and BSI codes to predict crack growth due to repeated thermal shock. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 79(5):361–371.
- [Kleinendorst *et al.*, 2016] KLEINENDORST, S. M., HOEFNAGELS, J. P. M., FLEERAKERS, R. C., van MARIS, M. P. F. H. L., CATTARINUZZI, E., VERHOOSEL, C. V. et GEERS, M. G. D. (2016). Adaptive Isogeometric Digital Height Correlation : Application to Stretchable Electronics. *Strain*, 52(4):336–354.
- [Leclerc *et al.*, 2009] LECLERC, H., PÉRIÉ, J.-N., ROUX, S. et HILD, F. (2009). Integrated Digital Image Correlation for the Identification of Mechanical Properties. In GAGALOWICZ, A. et PHILIPS, W., éditeurs : *Computer Vision/Computer Graphics Collaboration Techniques : 4th International Conference, MIRAGE 2009, Rocquencourt, France, May 4-6, 2009. Proceedings*, pages 161–171. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [Lejeail, 2001] LEJEAIL, Y. (2001). Synthèse des études de faïencage thermique réalisées dans le cadre des Réacteurs à Neutrons Rapides - NT-SERI/LCSI-01/4005.
- [Lejeail et Kasahara, 2005] LEJEAIL, Y. et KASAHARA, N. (2005). Thermal fatigue evaluation of cylinders and plates subjected to fluid temperature fluctuations. *International Journal of Fatigue*, 27(7):768–772.

- [Lewis *et al.*, 1988] LEWIS, M., HARRISON, M. et TONG, D. (1988). Supersomite - a large test facility for the study of thermal striping in liquid metal fast breeder reactors. *Société Française d’Energie Nucleaire, International Conference on Liquid Metal Engineering and Technology; Avignon (France)*, 2:426.1–426.10.
- [Lucas et Kanade, 1981] LUCAS, B. D. et KANADE, T. (1981). An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision. pages 674–679.
- [Maierhofer *et al.*, 2014] MAIERHOFER, C., MYRACH, P., REISCHEL, M., STEINFURTH, H., RÖLLIG, M. et KUNERT, M. (2014). Characterizing damage in CFRP structures using flash thermography in reflection and transmission configurations. *Composites Part B : Engineering*, 57:35–46.
- [Maillot, 2003] MAILLOT, V. (2003). *Amorçage et propagation de réseaux de fissures de fatigue thermique dans un acier inoxydable austénitique de type X2 CrNi18-09 (AISI 304 L)*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lille.
- [Maillot *et al.*, 2005] MAILLOT, V., FISSOLO, A., DEGALLAIX, G. et DEGALLAIX, S. (2005). Thermal fatigue crack networks parameters and stability : an experimental study. *International Journal of Solids and Structures*, 42(2):759–769.
- [Marsh, 1981] MARSH, D. J. (1981). A thermal shock fatigue study of type 304 and 316 stainless steels. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 4(2):179–195.
- [Martin et Fauchais, 1980] MARTIN, C. et FAUCHAIS, P. (1980). Mesure par thermographie infrarouge de l’émissivité de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Influence de l’état de surface, de l’oxydation et de la température. *Revue de Physique Appliquée (Paris)*, 15(9):1469–1478.
- [Mathieu *et al.*, 2012] MATHIEU, F., HILD, F. et ROUX, S. (2012). Identification of a crack propagation law by digital image correlation. *International Journal of Fatigue*, 36(1):146 – 154.
- [Mathieu *et al.*, 2015] MATHIEU, F., LECLERC, H., HILD, F. et ROUX, S. (2015). Estimation of elastoplastic parameters via weighted FEMU and integrated-DIC. *Experimental Mechanics*. Vol 55. Num 1. Pages 105-119. 2015.
- [Matthies *et al.*, 1989] MATTHIES, L., KANADE, T. et SZELISKI, R. (1989). Kalman filter-based algorithms for estimating depth from image sequences. *International Journal of Computer Vision*, 3(3):209–238.
- [Maynadier, 2012] MAYNADIER, A. (2012). *Couplage thermomécanique dans les Alliages à Mémoire de Forme : mesure de champs cinématiques et thermiques et modélisation multiéchelle*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Maynadier *et al.*, 2012] MAYNADIER, A., PONCELET, M., LAVERNHE-TAILLARD, K. et ROUX, S. (2012). One-shot Measurement of Thermal and Kinematic Fields : Infra-Red Image Correlation (IRIC). *Experimental Mechanics*, 52(3):241–255.
- [Maynadier *et al.*, 2013] MAYNADIER, A., PONCELET, M., LAVERNHE-TAILLARD, K. et ROUX, S. (2013). One-shot thermal and kinematic field measurements : Infra-Red

- Image Correlation. In PROULX, T., éditeur : *Application of Imaging Techniques to Mechanics of Materials and Structures, Volume 4*, Conference Proceedings of the Society for Experimental Mechanics Series, pages 243–250. Springer New York.
- [McNeill *et al.*, 1987] MCNEILL, S., PETERS, W. et SUTTON, M. (1987). Estimation of stress intensity factor by digital image correlation. *Engineering Fracture Mechanics*, 28(1):101–112.
- [Mottot et Réger, 1991] MOTTOT, M. et RÉGER, M. (1991). Synthèse des résultats obtenus à 550 C et 600 C (en fatigue continue et fatigue-relaxation sur S produits en acier inoxydable austénitique 17-12 au molybdène (Nuance ICL 167 SPH) - N.T. SRMA 91-1883.
- [Neggens *et al.*, 2014] NEGGERS, J., HOEFNAGELS, J., HILD, F., ROUX, S. et GEERS, M. (2014). Direct Stress-Strain Measurements from Bulged Membranes Using Topography Image Correlation. *Experimental Mechanics*, 54(5):717–727.
- [Neggens *et al.*, 2015] NEGGERS, J., HOEFNAGELS, J. P. M., GEERS, M. G. D., HILD, F. et ROUX, S. (2015). Time-resolved integrated digital image correlation. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 103(3):157–182.
- [Nguyen, 2015] NGUYEN, T. (2015). Plans de prélèvement d'éprouvettes dans la tôle K46 - DT-LC2m 15-0150.
- [Ohtsuka et Bedford, 1989] OHTSUKA, M. et BEDFORD, R. (1989). Measurement of size-of-source effects in an optical pyrometer. *Measurement*, 7(1):2–6.
- [Orteu, 2009] ORTEU, J.-J. (2009). 3-D computer vision in experimental mechanics. *Optics and Lasers in Engineering*, 47(3-4):282–291.
- [Orteu *et al.*, 2008] ORTEU, J.-J., ROTROU, Y., SENTENAC, T. et ROBERT, L. (2008). An Innovative Method for 3-D Shape, Strain and Temperature Full-Field Measurement Using a Single Type of Camera : Principle and Preliminary Results. *Experimental Mechanics*, 48(2):163–179.
- [Ozisk, 1980] OZISK, M. N. (1980). *Heat conduction*. Wiley, New York.
- [Passieux et Périé, 2012] PASSIEUX, J.-C. et PÉRIÉ, J.-N. (2012). High resolution digital image correlation using proper generalized decomposition : PGD-DIC. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 92(6):531–550.
- [Piegl et Tiller, 1997] PIEGL, L. et TILLER, W. (1997). *The NURBS Book*. Monographs in Visual Communication. Springer, 2 édition.
- [Pierré *et al.*, 2017] PIERRÉ, J.-E., PASSIEUX, J.-C. et PÉRIÉ, J.-N. (2017). Finite Element Stereo Digital Image Correlation Measurement for Plate Model. In YOSHIDA, S., LAMBERTI, L. et SCIAMMARELLA, C., éditeurs : *Advancement of Optical Methods in Experimental Mechanics, Volume 3 : Proceedings of the 2016 Annual Conference on Experimental and Applied Mechanics*, pages 199–202. Springer International Publishing, Cham.
- [Poncelet, 2007] PONCELET, M. (2007). *Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.

- [Poncelet *et al.*, 2010] PONCELET, M., BARBIER, G., RAKA, B., COURTIN, S., DESMORAT, R., LE-ROUX, J. et VINCENT, L. (2010). Biaxial High Cycle Fatigue of a type 304L stainless steel : Cyclic strains and crack initiation detection by digital image correlation. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 29(5):810–825.
- [Poncelet *et al.*, 2011] PONCELET, M., WITZ, J.-F., PRON, H. et WATTRISSE, B. (2011). A study of irfpa camera measurement errors : radiometric artefacts. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 8(1):3–20.
- [Prakash *et al.*, 2007] PRAKASH, S., LEE, P. Y. et ROBLES-KELLY, A. (2007). Stereo techniques for 3d mapping of object surface temperatures. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 4(1):63–84.
- [Rabeau, 2016] RABEAU, V. (2016). Métallographie pour déterminer la taille de grains d'acier 316L(N) - DT-LA2m-993.
- [RCC-MRX, 2012] RCC-MRX (2012). *Règles de Conception et de Construction des Matériels Mécaniques des Ilots Nucléaires RNR*. Afcen.
- [Reynolds, 1964] REYNOLDS, P. M. (1964). A review of multicolour pyrometry for temperatures below 1500 C. *British Journal of Applied Physics*, 15(5):579.
- [Roux et Hild, 2006] ROUX, S. et HILD, F. (2006). Stress intensity factor measurements from digital image correlation : post-processing and integrated approaches. *International Journal of Fracture*, 140(1/4):141–157.
- [Roux *et al.*, 2009] ROUX, S., RÉTHORÉ, J. et HILD, F. (2009). Digital image correlation and fracture : an advanced technique for estimating stress intensity factors of 2d and 3d cracks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(21):214004.
- [Réthoré *et al.*, 2010] RÉTHORÉ, J., ELGUEDJ, T., SIMON, P. et CORET, M. (2010). On the Use of NURBS Functions for Displacement Derivatives Measurement by Digital Image Correlation. *Experimental Mechanics*, 50(7):1099–1116.
- [Réthoré *et al.*, 2007] RÉTHORÉ, J., ROUX, S. et HILD, F. (2007). From pictures to extended finite elements : extended digital image correlation (X-DIC). *Comptes Rendus Mécanique*, 335(3):131 – 137.
- [Réthoré *et al.*, 2009] RÉTHORÉ, J., ROUX, S. et HILD, F. (2009). An extended and integrated digital image correlation technique applied to the analysis of fractured samples. *European Journal of Computational Mechanics*, 18(3-4):285–306.
- [Rupil, 2012] RUPIL, J. (2012). *Multifissuration en fatigue uniaxiale et biaxiale de l'acier inoxydable 304L*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Rupil *et al.*, 2011] RUPIL, J., ROUX, S., HILD, F. et VINCENT, L. (2011). Fatigue microcrack detection with digital image correlation. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 46(6):492–509.
- [Ruybalid *et al.*, 2016] RUYBALID, A. P., HOEFNAGELS, J. P. M., van der SLUIS, O. et GEERS, M. G. D. (2016). Comparison of the identification performance of conventional FEM updating and integrated DIC. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 106(4):298–320.

- [Salvi *et al.*, 2002] SALVI, J., ARMANGUÉ, X. et BATLLE, J. (2002). A comparative review of camera calibrating methods with accuracy evaluation. *Pattern Recognition*, 35(7):1617–1635.
- [Schaus et Pohl, 1998] SCHAUS, M. et POHL, M. (1998). Nd-YAG-laser simulated thermal shock and thermal fatigue behaviour of railroad steel. *Metall (Berlin, West)*, 52(7-8):464–470.
- [Seghir *et al.*, 2012] SEGHIR, R., BODELOT, L., CHARKALUK, E. et DUFRÉNOY, P. (2012). Numerical and experimental estimation of thermomechanical fields heterogeneity at the grain scale of 316l stainless steel. *Computational Materials Science*, 53(1):464–473.
- [Seghir *et al.*, 2010] SEGHIR, R., CHARKALUK, E., DUFRÉNOY, P. et BODELOT, L. (2010). Thermomechanical couplings in crystalline plasticity under fatigue loading. *Procedia Engineering*, 2(1):1155–1164.
- [Shealy et Hoffnagle, 2006] SHEALY, D. L. et HOFFNAGLE, J. A. (2006). Laser beam shaping profiles and propagation. *Applied Optics*, 45(21):5118–5131.
- [Song *et al.*, 2008a] SONG, H.-W., YU, G., KAPLAN, A. F., TAN, J.-S. et YU, X.-L. (2008a). Thermal fatigue on pistons induced by shaped high power laser. Part II : Design of spatial intensity distribution via numerical simulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(3-4):768–778.
- [Song *et al.*, 2008b] SONG, H.-W., YU, G., TAN, J.-S., ZHOU, L. et YU, X.-L. (2008b). Thermal fatigue on pistons induced by shaped high power laser. Part I : Experimental study of transient temperature field and temperature oscillation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(3-4):757–767.
- [Souhar, 2011] SOUHAR, Y. (2011). *Caractérisation thermique de matériaux anisotropes à hautes températures*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.
- [Sutton, 2013] SUTTON, M. A. (2013). Computer Vision-Based, Noncontacting Deformation Measurements in Mechanics : A Generational Transformation. *Applied Mechanics Reviews*, 65(5):050802–050802.
- [Sutton *et al.*, 1983] SUTTON, M. A., WOLTERS, W. J., PETERS, W. H., RANSON, W. F. et MCNEILL, S. R. (1983). Determination of displacements using an improved digital correlation method. *Image and Vision Computing*, 1(3):133–139.
- [Sutton *et al.*, 2008] SUTTON, M. A., YAN, J. H., TIWARI, V., SCHREIER, H. W. et J.J. ORTEU (2008). The effect of out-of-plane motion on 2d and 3d digital image correlation measurements. *Optics and Lasers in Engineering*, 46(10):746 – 757.
- [Taillandier-Thomas *et al.*, 2014] TAILLANDIER-THOMAS, T., ROUX, S., MORGENEYER, T. F. et HILD, F. (2014). Localized strain field measurement on laminography data with mechanical regularization. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 324:70–79.

- [Tikhonov et Arsenin, 1977] TIKHONOV, A. N. et ARSENIN, V. Y. (1977). *Solutions of Ill-posed problems*. J. Wiley, New York.
- [Tomicevic *et al.*, 2013] TOMICEVIC, Z., HILD, F. et ROUX, S. (2013). Mechanics-aided digital image correlation. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 48(5):330–343.
- [Tomicevic *et al.*, 2016] TOMICEVIC, Z., ROUX, S. et HILD, F. (2016). Evaluation of fatigue crack network growth in cast iron for different biaxial loading paths via full-field measurements. *International Journal of Fatigue*, 92, Part 1:281–303.
- [Tong, 2013] TONG, W. (2013). Formulation of Lucas-Kanade Digital Image Correlation Algorithms for Non-contact Deformation Measurements : A Review. *Strain*, 49(4): 313–334.
- [Tsai, 1987] TSAI, R. (1987). Versatile camera calibration technique for high-accuracy 3d machine vision metrology using off-the shelf TV cameras and lenses. *IEEE Journal on Robotics and Automation*, vol. 3, no. 4, pp. 323-344.
- [Urvoy, 2016] URVOY, S. (2016). Détermination de la diffusivité thermique et de la chaleur massique d'un acier inoxydable austénitique 316l (N) - DT-LA2m-994.
- [Utz *et al.*, 2014] UTZ, S., SOPPA, E., CHRISTOPHER, K., SCHULER, X. et SILCHER, H. (2014). Thermal and mechanical fatigue loading - Mechanisms of crack initiation and crack growth. page 10, Anaheim, California, USA.
- [Vacher *et al.*, 1999] VACHER, P., DUMOULIN, S., MORESTIN, F. et MGUIIL-TOUCHAL, S. (1999). Bidimensional strain measurement using digital images. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol 213, Issue 8, pp. 811 - 817.
- [Vavilov *et al.*, 1993] VAVILOV, V., MALDAGUE, X., DUFORT, B., ROBITAILLE, F. et PICARD, J. (1993). Thermal nondestructive testing of carbon epoxy composites : detailed analysis and data processing. *NDT & E International*, 26(2):85–95.
- [Vavilov et Burleigh, 2015] VAVILOV, V. P. et BURLEIGH, D. D. (2015). Review of pulsed thermal NDT : Physical principles, theory and data processing. *NDT & E International*, 73:28–52.
- [Vincent, 2012] VINCENT, L. (2012). *Approches probabilistes appliquées à l'endommagement et à la fragilisation de matériaux de structure dans les centrales nucléaires*. HDR, École Normale Supérieure de Cachan.
- [Vincent, 2013] VINCENT, L. (2013). *Programmation Labview de la synchronisation des caméras pour une acquisition stroboscopique au cours de tirs laser*. Document interne.
- [Vincent, 2014] VINCENT, L. (2014). Etude bibliographique sur les notes techniques effectuées sur la fatigue d'aciers 316l(N) pour le programme SUPER PHENIX - Document interne.
- [Vincent, 2015] VINCENT, L. (2015). Dispositif de fatigue thermique FLASH (Fatigue thermique par pulses LASer ou Hélium) - Document interne.

- [Vincent *et al.*, 2016] VINCENT, L., CHARBAL, A. et CHAUVIN, A. (2016). Dispositif de fatigue thermique FLASH (Fatigue thermique par pulses LASer ou Hélium) : livraison et premiers essais - DEN/DANS/DMN/SRMA/LC2m/NT/2015-3573/A.
- [Vincent *et al.*, 2013] VINCENT, L., PONCELET, M., ROUX, S., HILD, F. et FARCAGE, D. (2013). Experimental Facility for High Cycle Thermal Fatigue Tests Using Laser Shocks. *Procedia Engineering*, 66(0):669–675.
- [Wattrisse *et al.*, 2001] WATTRISSE, B., CHRYSOCHOOS, A., MURACCIOLE, J.-M. et NÉMOZ-GAILLARD, M. (2001). Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation. *Experimental Mechanics*, 41(1):29–39.
- [Whittam *et al.*, 2014] WHITTAM, A., SIMPSON, S. et MCEVOY, H. (2014). Performance tests of thermal imaging systems to assess their suitability for quantitative temperature measurement. 13th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography. page 10.
- [Zhu et Miller, 1997] ZHU, D. et A.MILLER, R. (1997). *Thermal Fatigue Testing of ZrO₂-Y₂O₃ Thermal Barrier Coating Systems Using a High Power CO₂ Laser*. NASA, Army Research Laboratory.
- [Zhu *et al.*, 1997] ZHU, D., R.CHOI, S. et A.MILLER, R. (1997). *Development and fatigue testing of ceramic thermal barrier coatings*. NASA, Army Research Laboratory.

Annexe A

Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks



Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks

Ali Charbal, Ludovic Vincent, François Hild, Martin Poncelet, John-Eric Dufour, Stéphane Roux, Daniel Farcage

► **To cite this version:**

Ali Charbal, Ludovic Vincent, François Hild, Martin Poncelet, John-Eric Dufour, et al.. Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks. Quantitative InfraRed Thermography Journal, Taylor and Francis, 2015, 13 (1), pp.1-18. <10.1080/17686733.2015.1077544>. <hal-01303513>

HAL Id: hal-01303513

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01303513>

Submitted on 18 Apr 2016

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.

**Characterization of temperature and strain fields
during cyclic laser shocks**

A. Charbal^{***}, L. Vincent ^{**}¹, F. Hild*, M. Poncelet*, J-E. Dufour*, S.
Roux* and D. Farcage^{***}

** LMT Cachan, ENS Cachan / CNRS / Université Paris-Saclay
61 avenue du Président Wilson, F-94235 Cachan cedex, France*

*** CEA, DEN, DMN, SRMA, F-91191 Gif-sur-Yvette cedex, France*

**** CEA, DEN, DPC, SEARS, F-91191, Gif-sur-Yvette cedex, France*

Email: ali.charbal@cea.fr, ludovic.vincent@cea.fr hild@lmt.ens-cachan.fr,
poncelet@ens-cachan.fr, dufour@lmt.ens-cachan.fr, stephane.roux@lmt.ens-cachan.fr,
daniel.farcage@cea.fr

¹ Corresponding author: Ludovic Vincent

Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks

Thermal shocks are applied to a 304L austenitic stainless steel plate with a pulsed laser. A stroboscopic reconstruction is used for IR and visible camera measurements. The displacement fields are measured with a Digital Image Correlation (DIC) technique. Different IR devices are used to measure the temperature variations (*i.e.*, medium wave camera and short wave pyrometry). Several ways of determining the emissivity or absorptivity are discussed. The complete 3D thermal loading is numerically determined by minimizing the difference between experimental measurements and finite element analyses of thermal fields. An elastoplastic model is then used to compute mechanical fields that are compared with DIC measurements.

Keywords: DIC, emissivity, FEA, IR techniques; laser shocks.

1. Introduction

Thermal fatigue may occur in pipes of nuclear power plants due, for instance, to the turbulent mixing of two fluids that have different temperatures. To study the material and structure response to constrained temperature variations, several experimental setups have been designed in different laboratories. However the temperature measurements have only been punctual via thermocouples and out of the zone of interest to prevent crack initiation on the connexion with the sensor [1]–[6]. Based on these measurements, the mechanical equivalent strain variation in the crack initiation region is evaluated thanks to numerical thermomechanical simulations. The number of cycles to crack initiation under such an equivalent strain is then compared with the number of cycles to failure in classical isothermal uniaxial fatigue tests. In many cases, it appears that this number of cycles for crack initiation is lower in thermal fatigue, namely, that crack initiation predictions in thermal fatigue based on classical

isothermal fatigue tests would be non-conservative [5]. Some mechanical hypotheses can be proposed to explain such discrepancies, but they will not be discussed herein.

In this paper, an effort is made to better estimate the experimental variations of temperature and strain fields. A new testing setup is proposed where thermal shocks are applied with a pulsed laser beam while the thermal and kinematic fields on the specimen surface are respectively measured with infrared (IR) and visible cameras, [7]-[8]. Since the usual painted speckles used in Digital Image Correlation (DIC) analyses are not appropriate for the relatively high temperature levels of the tests, a regular grid is created by laser engraving. However, for fatigue studies, this type of marking is no longer suitable as it does alter the initial surface state of the material. In this case study, only a few cycles are performed and the fatigue aspects (*i.e.*, crack initiation, propagation) are not addressed.

First, the performed experimental tests and the different measurement techniques used for temperature and kinematic fields are presented. IR camera and pyrometers are used to measure the temperature variations in the zone impacted by the laser beam. To estimate the absolute temperature, the surface emissivities at the respective wavelengths are determined by different methods. The absolute temperature field is then used in a decoupled FE model after the identification of the laser beam parameters. Once the thermal loading is assessed based upon the experimental data, the stress and strain fields can be computed in the region of interest with an elastoplastic law [9]. The experimental strain variations evaluated via DIC are then compared with the predictions of FE simulations.

2. Experimental facility and materials

2.1. Experimental setup

A pulsed laser (TruPulse 156, TrumpfTM, $\lambda = 1064 \text{ nm}$ - Figure 1 (1)) is used to apply cyclic thermal shocks to the centre of a face of a parallelepiped (Figure 1 (2)). The shock frequency is 2 Hz, the pulse duration is 50 ms and the incident pulsed power is equal to 300 W. A focusing optics allows a top-hat power density to be obtained over a 5-mm disk at a working distance of 29 cm. Due to a relatively low absorptivity of the polished surface an inclination of the beam is needed to reflect the incident beam onto a calorimeter (Figure 1 (3)). The latter gives access to the mean power reflected by the sample.

One fast pyrometer (KGA740-LO, KleiberTM, $\lambda = [1550 \text{ nm}-2200 \text{ nm}]$, Figure 1 (4)) is used to measure the temperature variations on a disk, 2.5-mm in diameter, targeted on the impacted zone, at a frequency of about 1.4 kHz. In order to have access to the average emissivity of the impacted zone, another fast pyrometer (same device) focuses on a zone of the specimen surface, outside of the impacted zone and covered by a highly emissive black painting (the procedure is explained in Section 3.3.1). Last, an infrared camera (x6540sc FLIRTM, definition: 640×512 pixels, $\lambda = [3 \mu\text{m}-5 \mu\text{m}]$ reduced to $\lambda = [3.97 \mu\text{m}-4.01 \mu\text{m}]$ with an internal filter for high temperature measurements, Figure 1 (5)) is used to measure the changes of the thermal field during the laser shocks.

A visible camera (MIRO M320S, Vision ResearchTM, definition: 1920×1080 pixels, Figure 1 (6)) is used to acquire pictures to measure the displacement fields via DIC. Protective filters are used for both IR and visible cameras (Figure 1 (7 and 8)). A 250-W DedocoolTM spotlight is used to provide the lighting needed for DIC purposes, see Figure 1 (9). The working distances for the IR and visible

cameras are 18 cm and 25 cm, respectively. This leads to physical pixel sizes equal to 60 μm and 10 μm , for IR and visible cameras, respectively. The sample is heated up to 400 $^{\circ}\text{C}$ with an electrical resistance the temperature of which is controlled by a thermocouple (Figure 1 (10)).

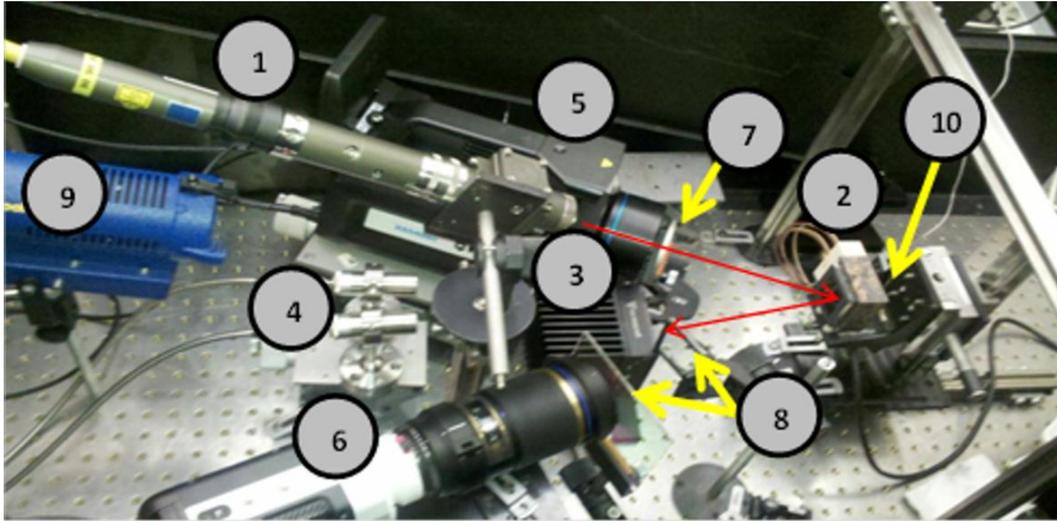


Figure 1: Experimental configuration (see main text for a detailed description of the components labelled in the picture)

2.2. Characterized sample

The studied sample is a $50 \times 50 \times 10 \text{ mm}^3$ parallelepiped made of 304L austenitic stainless steel. To measure displacement fields via DIC, a regular grid is laser-engraved onto an initially polished surface of the sample (Figure 2). The depth of the material affected by the engraving has been estimated to be 4 μm at the most (Figure 2). The resulting global emissivity is determined in different ways detailed in Section 3.3.1.

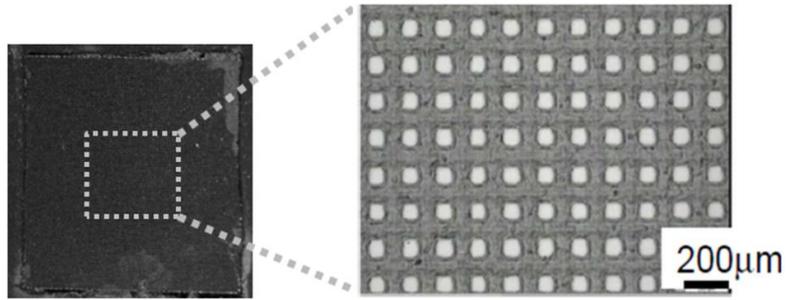


Figure 2: Regular grid laser engraved onto the surface (left), and a zoom on the pattern (right)

3. Digital Image Correlation and infrared techniques

3.1. Stroboscopic reconstruction

To measure the displacement and thermal fields at the same time, a stroboscopic acquisition is performed to compensate for the relatively low acquisition frequency of the IR camera compared with the laser shock parameters. The visible camera can acquire frames at a much higher rate than the IR camera. Yet, both cameras have been synchronized on the same signal to facilitate the comparison between simulated and experimental fields, in terms of temperature and displacement.

A LabviewTM code is developed for this purpose. It triggers not only each laser pulse at a constant rate but also the start of any sequence of camera acquisition so that it corresponds to the emission of a new laser pulse. Based on the parameters of the laser pulse (*i.e.*, frequency and duration) and on the maximum value of the acquisition frequency of the IR camera, the program generates a synchronized TTL signal to control the acquisition frequency of both cameras at a value that allows a unique (virtual) cycle to be reconstructed with N real successive cycles. The frequency of the signal and the number of cycles to reconstruct the virtual cycle are automatically determined by the program depending on the number of images the user wants for one laser pulse (increase of temperature).

For instance, let us consider cyclic laser shocks at a frequency of 2 Hz and pulse duration of 50ms. If the maximum acquisition frequency of the cameras is set to 180 Hz and the number of images during one pulse equals 36, then four successive thermal shocks with an effective frequency acquisition of 179.5 Hz will have to be recorded to get a complete history by stroboscopic reconstruction. This approach provides 36 pictures during one reconstructed pulse (increase of temperature only) to be compared with only 9 pictures per pulse if no stroboscopic reconstruction were used. During one complete cycle, namely, the increase of temperature and the cooling down phase, the total number of images is 359 (90 images for the first three real cycles and 89 for the fourth and last one of the stroboscopic sequence). The next image would be acquired exactly at the beginning of the fifth cycle. To reach a steady state temperature regime from one pulse to another, approximately 50 cycles are performed prior to starting the stroboscopic acquisition. The steady state character was validated with the pyrometer signals acquired continuously at a frequency of 1436 Hz during one hundred cycles.

3.2. Digital Image Correlation

The principle of DIC is to register two images shot at different instants of time, in the present case the reference image f is shot just before the first measured shock and the deformed images g are those acquired during the thermal loading. Most of the time, the main assumption is based upon a grey level conservation between the registered images

$$g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) = f(\underline{x}) \quad (1)$$

where $\underline{u}(\underline{x})$ is the sought displacement field, and \underline{x} the position of any pixel. This conservation equation implies that the two states of the observed surface should be

illuminated with the same amount of light. In the global DIC approach used herein, the aim is to minimize the following functional over the whole region of interest

$$\tau_{DIC}^2 = \int \left(f(\underline{x}) - g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) \right)^2 dx \quad (2)$$

by iteratively correcting the deformed image as $g^n(\underline{x}) = g(\underline{x} + \underline{u}^n(\underline{x}))$ until convergence. The convergence criterion is given by the root mean square (RMS) difference between the displacement at iteration $n + 1$ and n , which has to become less than 10^{-6} pixel. The correlation residual field is the final grey level difference ($f(\underline{x}) - g^n(\underline{x})$) whose quadratic norm is the minimized cost function τ_{DIC}^2 . In the following *regularized* FE-DIC is used. The principle consists of discretizing the displacement field with finite elements so that the kinematic unknowns become the nodal displacements [10]. In the present case, 3-noded triangular (T3) elements are chosen. Instead of directly minimizing Eq. (2), the minimization is performed on the total functional τ_t , which consists of the weighted sum of three functionals, namely, one contribution based on grey level conservation, another one based on the minimization of the equilibrium gap τ_M , and a last one controlling the displacement fluctuations on the edges of the region of interest τ_B

$$(1 + \omega_M + \omega_B)\tau_t = \tau_{DIC} + \omega_M \tau_M + \omega_B \tau_B \quad (3)$$

where the weights ω_M and ω_B are proportional to the fourth power of cut-off wavelengths ρ of low-pass mechanical filters [11]. In the following analyses, 10-pixel T3 elements are appropriate for the displacement amplitudes to be measured and with the size of the grid pattern. Regularization lengths of $\rho = 200$ pixels for the mechanical and boundary functionals are selected.

3.3. Infrared techniques

Non-contact temperature measurements are performed using IR pyrometers and an IR camera. First, a calibration is performed, which consists of identifying the transfer function that links the output signal of the device to the temperature of a blackbody (BB). Second, an accurate determination of the specimen emissivity is needed to transform the measured signal outputs (Digital Levels) into absolute temperatures.

3.3.1. Emissivity determination

A first approach to determine the emissivity consists of using a BB (HGH, DCN1000H4) with a large square emissive surface (100mm × 100mm) reflected by the sample surface. The Digital Level (DL) given by the IR camera is computed as [7]

$$DL = \xi DL(T_S) + (1 - \xi) DL(T_{BB}) \quad (4)$$

where T_S is the temperature of the sample, T_{BB} the temperature of the BB, and ξ the emissivity of the specimen. In order to limit possible ambiguities, let us stress that the notation ε has been chosen for strains in this paper. Several temperatures of the BB are prescribed, ranging from $-15\text{ }^\circ\text{C}$ to $150\text{ }^\circ\text{C}$, while the temperature of the sample is unchanged. From at least two temperature levels (*e.g.* $T_{BB1} = 80\text{ }^\circ\text{C}$ and $T_{BB2} = 100\text{ }^\circ\text{C}$), the global emissivity becomes

$$\xi = 1 - \frac{DL_1 - DL_2}{DL(T_{BB1}) - DL(T_{BB2})} \quad (5)$$

To further increase the sensitivity of the method, more than two values of the BB temperature may be considered. This methodology has been applied to determine the emissivity of the sample at room temperature. In that case, no internal filter is put in front of the IR sensor of the camera, thereby resulting in an absorption bandwidth of

[3 μm -5 μm].

However, in the thermal shock tests, the average temperature of the sample, which is controlled by a thermocouple, is maintained to about 400°C and thus the measurement of surface emissivity should be performed at this temperature level rather than at room temperature. Moreover, the use of a high temperature internal filter reduces the absorption bandwidth of the camera to [3.97 μm -4.01 μm], a reduction that can affect the value of global emissivity.

When the temperature of the sample is much higher than the maximum temperature admissible by the large emissive surface BB (*i.e.*, 150 °C), the previous approach is no longer applicable. The effect of the environment (see Eq. (4)) is reduced since most of the radiative flux now comes from the heated sample, even for moderately low values of emissivity. An alternative route consists of depositing a highly emissive black coating onto one part of the sample surface near the region of interest. Then by keeping the sample at a known temperature the surface emissivity is estimated as

$$\xi = \frac{DL_{Region\ of\ interest} - DL_{Offset}}{DL_{Black\ painting} - DL_{Offset}} \quad (6)$$

where DL_{Offset} is the digital level representative of the camera noise (obtained with a BB at low temperature or the camera lens cap).

The last methodology that assesses the luminance of a region (outside the impacted zone) of the sample covered by a black paint as a reference is also used with the pyrometers to identify the emissivity in their respective spectral range [1.55 - 2.2 μm]. The measurements are performed once the sample reaches a homogenous surface temperature; the later point is verified by comparing the temperatures of different coated parts surrounding the zone of interest. The laser and calorimeter also

provide the absorptivity of the surface at the laser wavelength (by subtracting the reflected energy measured by the calorimeter from the incident pulse energy).

3.3.2. Calibration phases

When IR techniques are to be used, calibration phases with BBs are important to relate the signal outputs of the measuring systems and the sought temperatures. Due to technical limitations, temperatures greater than 150 °C are calibrated with a cavity BB (instead of the previous large emissive surface BB)¹. The calibration function used for the large-band pyrometer has the general form of Planck's law, $U = A/(\exp(B/T_{BB}) - 1)$, where U is the output voltage of the pyrometers. The calibration then consists of identifying the parameters A and B so that the difference between experimental and predicted output voltages be minimum for 10 values of the BB temperature ranging from 200 °C to 700 °C by steps of 50 °C.

The IR camera was provided with calibration files. However, as the manufacturer performed the calibration at a different working distance (*i.e.*, 2 m away from the BB) and settings (no external germanium protective filter) an in-house calibration with the same settings (working distance and germanium filter) as in the experiments has been conducted. It appeared that the reduction of working distance (to 18 cm) was compensated by the introduction of the germanium window resulting in the same outputs as those proposed by the manufacturer.

¹ As previously explained, even if it would have been interesting to use a high temperature BB in reflection of the IR camera with respect to the normal of the sample to determine the surface emissivity of the sample, such a cavity BB is a priori not adequate due to the presence of diffuse reflections on this surface.

4. Finite Element model and identification of parameters

To calibrate the complete experimental setup, starting from the estimation of the surface emissivity up to the displacement fields, FE simulations are carried out. These simulations also allow 3D data to be obtained, which are not directly accessible experimentally. Since the experimental temperature field is first assumed to be symmetric (Figure 3(a)), the latter is averaged as shown in Figure 3(b). This assumption is made in order to lower the computation time for the identification process. The meshing strategy used is similar to the procedure proposed in Ref. [9], namely, a fine mesh is used in the zone of impact (element size comparable to the IR pixel size of 60 μm) and a coarser mesh away from the surface impacted by the laser beam. A heat transfer simulation is first performed in order to obtain the time history of the complete 3D thermal field. This temperature history is then used as an input to a thermomechanical simulation that gives access to the stress and strain fields.

The fluctuations observed in the experimental temperature profiles of Figure 3(a) are the signature of the engraved surface. Such fluctuations could be reduced by considering an emissivity field (pixel to pixel emissivity determination) rather than using an averaged emissivity. However, since experimental data are subjected to significant levels of noise, the change of temperature at a single pixel level is not considered. Instead, the long-distance spatial changes of the temperature field are sought at a given time or alternatively the temporal history of the temperature averaged over an area containing at least 10 pixels. At this scale, there is no need for more complexity than an average emissivity between the two local emissivity values of the edges and centre of the engraved parts. The FE simulations will thus only have to match at best an average of the temperature profile reported in Figure 3(a). It will also be shown that using the symmetry assumption and the averaged quarter IR frame reduces these fluctuations (see Figure 6).

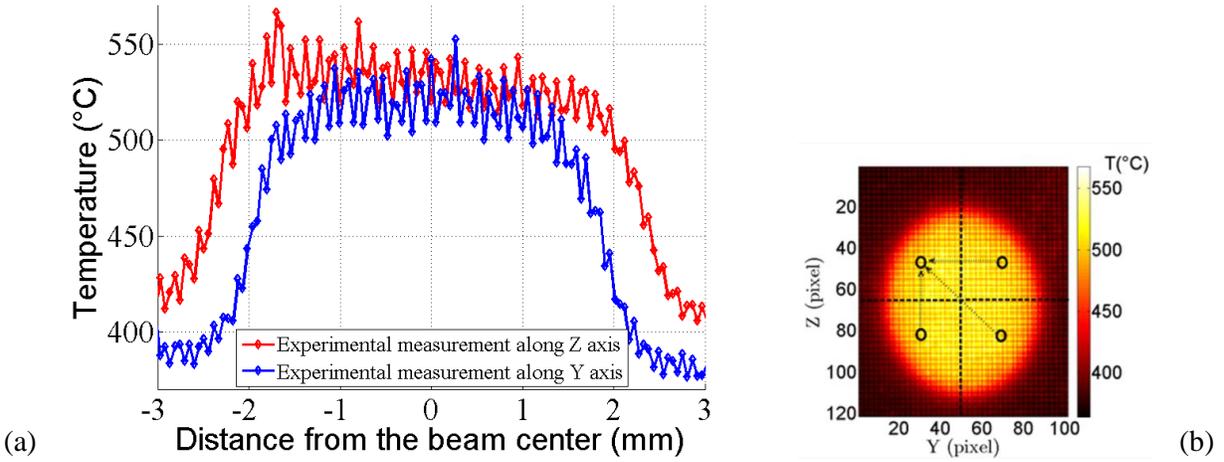


Figure 3: (a) Profiles along Y and Z axes for a row of pixels corresponding to (b) the measured temperature field at the end of a laser shock

A representation of the symmetric assumptions, the 3D geometry of the numerical model, the boundary conditions of the heat transfer simulation and the resulting thermal field at the end of a laser pulse are shown in Figure 4. The three planar free surfaces ($X = 0$, $Y = Y_{\text{Max}}$ and $Z = Z_{\text{Max}}$) are assumed to undergo free convection with a coefficient of $25 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. The influence of this parameter has been found to be rather weak on the results presented hereafter and it is set to this nominal value in the identification process. On the rear surface of the sample ($X = X_{\text{Max}}$), a constant temperature is prescribed (*i.e.*, $T = 383 \text{ °C}$) corresponding to the experimental boundary conditions of the electrical resistance (Figure 1). The value of this prescribed temperature is also imposed on the complete 3D mesh at the beginning of the heat transfer simulation.

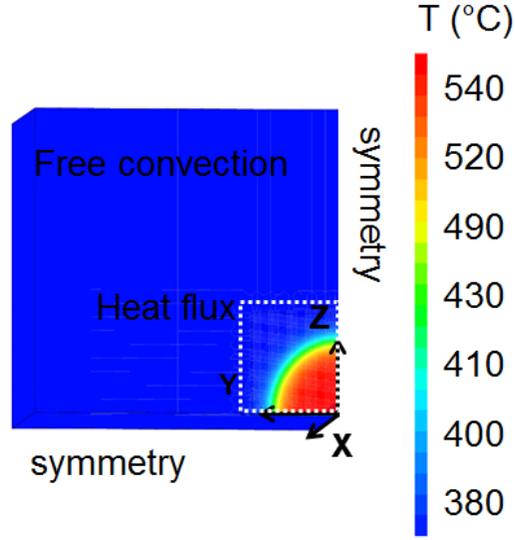


Figure 4: Illustration of the symmetric thermal boundary conditions (with the identified super-Gaussian) applied to the 3D model. The dotted box represents the zone of finer mesh.

A top-hat heat flux is prescribed on the central zone of the surface in contact with the laser beam. The laser should ideally illuminate uniformly a region that is an ellipse, of semi-axes R_y and R_z along the horizontal and vertical directions, y and z , respectively. Introducing the reduced distance $r(y, z)^2$

$$r(y, z)^2 = \left(\frac{y}{R_y}\right)^2 + \left(\frac{z}{R_z}\right)^2 \quad (7)$$

the boundary condition for a top-hat power density I is written as

$$I(z, y) = A_{\lambda_{laser}} I_0 H(1 - r(y, z)) \quad (8)$$

where I_0 is the applied laser power, and H the Heaviside function. Three parameters are identified in this analysis, namely, the radii of the “top-hat” shape R_y and R_z , and the

absorption coefficient of the surface $A_{\lambda_{laser}}$ at the laser wavelength. All remaining material parameters are taken from the French design code for nuclear power plants [12]. The Levenberg-Marquardt procedure of Sidolo software [13] is then used to identify the set of parameters that minimizes the difference between the simulated (Figure 5(b)) and measured (Figure 5(a)) temperature fields at the end of a laser pulse. In order to reach a steady state cyclic regime in the simulations, at least four successive cycles must be run. Therefore, in the identification process, the experimental data are compared with the numerical results of the last of six successive cycles. The final difference is plotted in Figure 5(c). The residual map is nearly uniform in some regions and presents very low values. However a ring of higher amplitudes is observed, which is interpreted by the fact that the experimental shape of the laser beam is not a perfect top-hat. The absorbed power density can be better described by a super-Gaussian [14] function

$$I(z, y) = A_{\lambda_{laser}} I_0 \frac{p 4^{\frac{1}{p}}}{2\pi\Gamma\left(\frac{2}{p}\right)} \exp(-2r(z, y)^p) \quad (9)$$

where Γ is the gamma function and p is an additional parameter to be identified. It is worth noting that if the power p equals 2, a Gaussian profile is obtained. Similarly, if the power p tends to infinity ($p \rightarrow \infty$) a top-hat is recovered [14]. The new identification of the thermal loading with such profile leads to an intermediate value, namely, $p = 11$. The resulting residual map is then clearly lowered (Figure 5(d)). The observed ring in Figure 5(c) disappears and the RMS residual decreases from 2.1 to 1.2 °C. In the following simulations, the super-Gaussian profile will be considered.

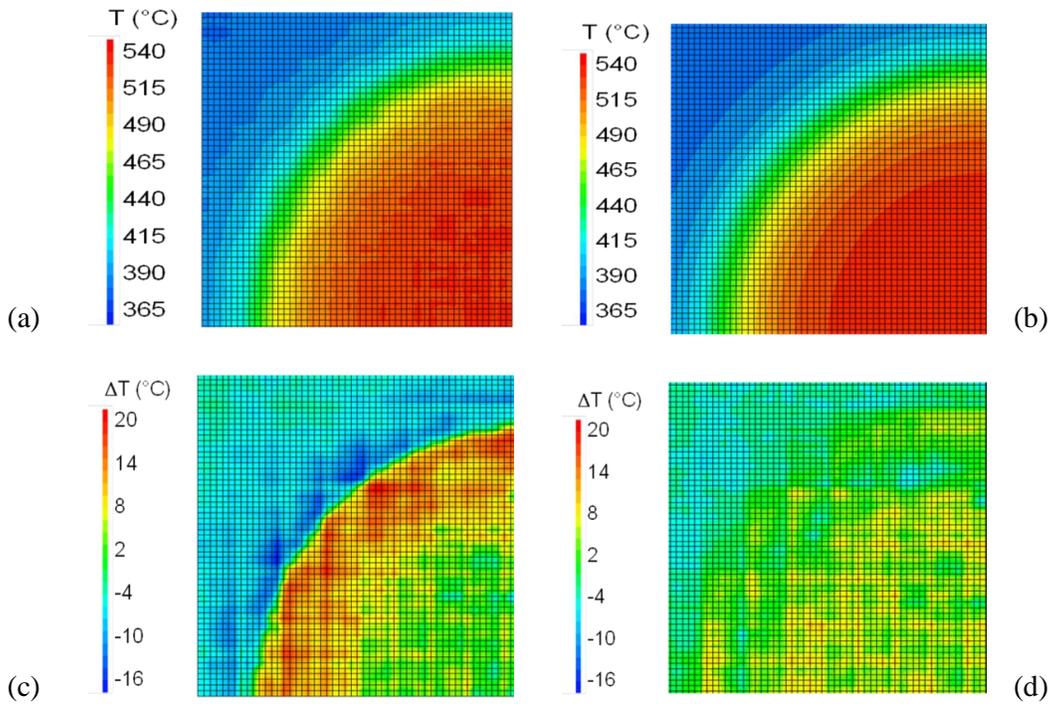


Figure 5: (a) Projection of the averaged experimental temperature field on the finite element mesh and (b) corresponding simulated field after the identification of the parameters of the super-Gaussian power density function. Residual maps representing the difference between the identified and experimental temperature fields (°C) with a top-hat (c) and super Gaussian (d) functions

Once all parameters of the thermal model are identified, thermomechanical simulations are performed in which the history of the temperature field in the sixth cycle of the previous thermal simulation is prescribed as an input. Six thermomechanical cycles with the same thermal loading are found to be sufficient to reach a stabilization of the mechanical response of the material. This mechanical behaviour is described by a nonlinear kinematic hardening law identified on the results of push-pull fatigue tests carried out at 165 °C and 320 °C [15]. This law has already been used to estimate the strain variations in other thermal fatigue experiments [9] and is briefly summarized hereafter.

The total strain tensor $\boldsymbol{\varepsilon}$ is expressed as

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^M + \boldsymbol{\varepsilon}^\theta \quad (10.1)$$

with $\boldsymbol{\varepsilon}^\theta$ the thermal strain tensor, and $\boldsymbol{\varepsilon}^M$ the mechanical strain tensor

$$\boldsymbol{\varepsilon}^M = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (10.2)$$

where $\boldsymbol{\varepsilon}^e$ is the elastic strain tensor (describing isotropic elasticity). The relationship between the stress tensor $\boldsymbol{\sigma}$ and the plastic strain tensor $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ reads

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad (10.3)$$

where $\dot{\lambda}$ is the plastic multiplier. The yield function f is defined by

$$f = J_2(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) - \sigma_Y \leq 0 \quad (10.4)$$

with J_2 the second invariant of deviatoric tensors, σ_Y the yield stress and \mathbf{X} the back-stress tensor

$$\dot{\mathbf{X}} = b \left(\frac{2}{3} g \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \mathbf{X} \dot{p} \right) \quad (10.5)$$

where p is the cumulated plastic strain

$$\dot{p} = \sqrt{\left(\frac{2}{3} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p\right)} \quad (10.6)$$

Only the Young modulus, Poisson ratio, yield stress and the two hardening coefficients b and g are needed. The thermomechanical properties are listed in Table 1 [15], [16].

Table 1: Thermophysical properties. T is the temperature expressed in °C

Parameter	Value	Unit
Density	$-0.44T + 7980$	kg/m ³
Thermal expansion coefficient	$0.008T + 16.43$	10 ⁻⁶ K ⁻¹
Specific heat	$0.2T + 465$	J/kg.K
Thermal conductivity	$0.014T + 13.6$	W/m.K
Young's modulus	$-0.082T + 194$	GPa
Yield stress	102	MPa
Hardening parameter g	114	MPa
Hardening parameter b	532	–
Poisson's ratio	0.3	–

5. Results and discussions

5.1. Experimental and identified thermal loading

Table 2 shows the results obtained by the different approaches presented in Section 3.3.1 to determine the surface emissivity of the sample. The reported standard deviations are resulting from 5 successive measurements. As expected, the emissivity varies with the wavelength [17]. It is noteworthy that there is no change in surface emissivity (or absorptivity) when the values before and after laser shocks are compared.

It is concluded that the same amount of flux is absorbed by the sample during all cyclic laser pulses and thus that a constant loading is applied (it was independently checked, using dedicated experiments, that the laser source did not drift). According to theoretical and experimental predictions [17]-[18] the emissivity for metals should increase with the temperature. It can be noticed that the estimated emissivity for the IR camera increases by 4 % from ambient to higher temperatures (300-400 °C). This increase may result from either an increase of metal surface emissivity with temperature or the considered wavelength ranges, which are reduced for higher temperatures due to the filter. It can also be due to other sources such as measurement uncertainties. Referring to the standard deviation there is an uncertainty of 0.03 between successive measurements, which can explain such gap. It has to be emphasized (see Figure 2 (b)), that the surface of the sample has two specific features, namely, roughness and partial oxidation, due to engravings. According to Ref. [19], the emissivity of rough and/or oxidized metallic surfaces decreases with the temperature. Hence by considering the combination of opposite trends, namely, an increase of emissivity with temperature for metallic surfaces and a decrease of emissivity for rough and/or oxidized surfaces can explain why the estimated emissivities are nearly constant with temperature. Consequently, it is assumed that the emissivity does not evolve with temperature. An error assessment accounting for emissivity uncertainty is proposed in the sequel.

Table 2: Emissivity and absorptivity results

Method	Wavelength (μm)	Sample Temperature Range ($^{\circ}\text{C}$)	Global Emissivity (average)	Standard deviation
Pyrometer and black paint	1.55 – 2.2	300 <i>to</i> 450	0.68	0.02
IR and BB	3 – 5	20	0.43	0.01
IR and black paint	3.97 – 4.01	300 <i>to</i> 450	0.45	0.03

The identification step provides results that are very close to the experimental observations when the absorptivity (0.34 at 540 $^{\circ}\text{C}$) determined via FE simulations is compared with the experimental level (0.35 at 300 $^{\circ}\text{C}$) at the laser wavelength. The size of the hot zone is well approached by both types of power density functions (*i.e.*, top-hat and super Gaussian) since the temperature profiles along both axes are comparable to the experimental ones (Figure 6). The super Gaussian profile power was identified to be $p = 11$. As discussed in Section 4, the residual errors are lower (see Figure 5 (c-d)) with the latter. The profiles shown in Figure 6 also confirm this result. The identified absorptivity coefficient is equal in both cases to 0.34. Using a top-hat profile leads to radii of 2.5 cm along Y and 2.8 cm along Z , whereas the super-Gaussian profile (with $p = 11$) provides radii equal to 2.8 cm and 3.1 cm along Y and Z axes, respectively.

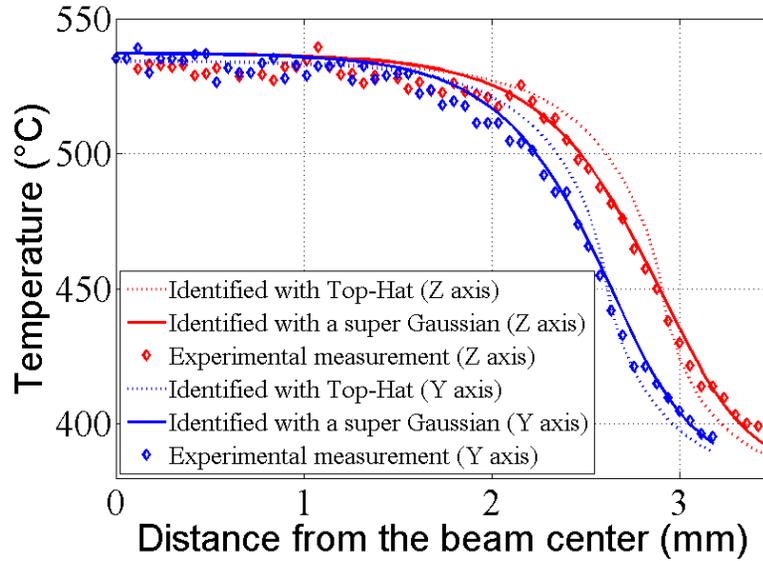


Figure 6: Averaged experimentally measured (IR) and identified temperature profiles along the vertical (Z, red) and horizontal directions (Y, blue) at the end of a laser shock. The dashed line corresponds to the prediction with a top-hat power density function, and the solid line with a super-Gaussian

The temperature measured by one pyrometer is then compared in Figure 7 with that obtained with the IR camera. This last measurement is the result of a spatial average over 10 pixels located in the center of the zone impacted by the laser. These last results are similar with a gap of 10 °C at the most (*e.g.*, the pyrometers indicate 550 °C while the IR camera 540 °C as maximum temperatures). No change in emissivity has been noted in the range 20 °C to 400 °C, and hence no significant variation is expected when the temperature increases up to 550 °C. Therefore, the high speed pyrometer and IR camera are expected to be reliable for the present experimental conditions.

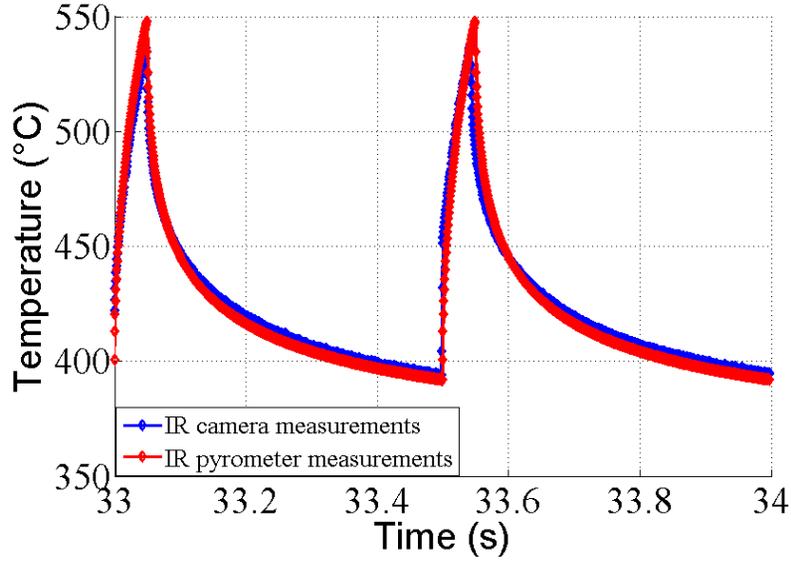


Figure 7: Temperature history in the centre of the laser beam measured by the large-band pyrometers and IR thermography

A simple error assessment is now proposed on the thermal loading measurements. The temperature measurement error is related to the error in emissivity [20] for monochromatic detectors

$$\Delta T = \lambda \frac{\Delta \xi}{\xi c_2} T^2 \quad (11)$$

with T the absolute temperature (expressed in K), ξ the emissivity at wavelength λ and c_2 a constant equal to $1.4388 \cdot 10^{-2} m \cdot K$. In the emissivity determination procedure using the black paint, it is assumed that the emissivity of the coated part equals 1. Assuming that this parameter is overestimated by 7.5% (*i.e.*, the emissivity is equal to 0.92 instead of 1), the errors on the temperature determination of a sample for which the real temperature is 400 °C are equal to 9 °C and 5 °C at the IR camera and pyrometer working wavelengths respectively. Therefore the error on the emissivity determination

of the impacted zone at 400 °C could be of the order of 6.2 % and 8.2 % at the IR camera and pyrometer wavelengths respectively. Considering such levels of error on the emissivity determination, it is now possible to estimate the error in the temperature measurements during the laser shocks (assuming the emissivity is independent of the temperature). The measurement errors are equal to 12 °C and 5 °C at 550 °C and 11 °C and 8 °C at 400 °C for the IR camera and high speed pyrometer respectively.

This error analysis shows how sensitive the IR measuring tools are to the surface emissivity determination. By introducing an error on the black paint emissivity of 7.5 %, the error of the measured temperature at 550 °C at the IR camera wavelength is equal to 12 °C. A good practice would then be to add in some part of the sample thermocouples (far enough from the impacted zone). This would allow the measured temperatures by the radiative and contact methods to be compared. Another way to reduce the errors is to use a black paint of known emissivity [21].

5.2. Kinematic fields

As the displacement fields are expected to be small along the Z and Y directions, it is necessary to assist DIC calculations by using a regularized approach. The T3-mesh size is 10 pixels. Different regularization lengths have been tested, from $\rho = 50$ to 200 pixels. The displacement fields are similar but the spatial fluctuations induced by measurement noise are increasing while ρ is decreasing. For instance the RMS value between the fields along Z , for $\rho = 50$ and $\rho = 200$ pixels is equal to $8 \cdot 10^{-3}$ pixel. The derived strains are more easily interpretable and comparable to FE predictions when a large regularization length is used. Hence the selected regularization parameter is $\rho = 200$ pixels. The residual errors are small compared with the image dynamic range (since a 12-bit digitization is used, see Figure 8(a)), namely, the RMS grey level is equal to 0.6 % of the dynamic range. However, the maximum residuals

correspond to the signature of the laser beam. This is due to the fact that the visible camera is sensitive to the flux in the near IR wavelength even behind two protective hot mirrors. Hence the grey levels are not totally conserved. This effect is only observed on deformed images shot when the laser is on (*i.e.*, not upon cooling down). However, it is believed to have minimal influence on the displacement field measurement as the regularization has been activated.

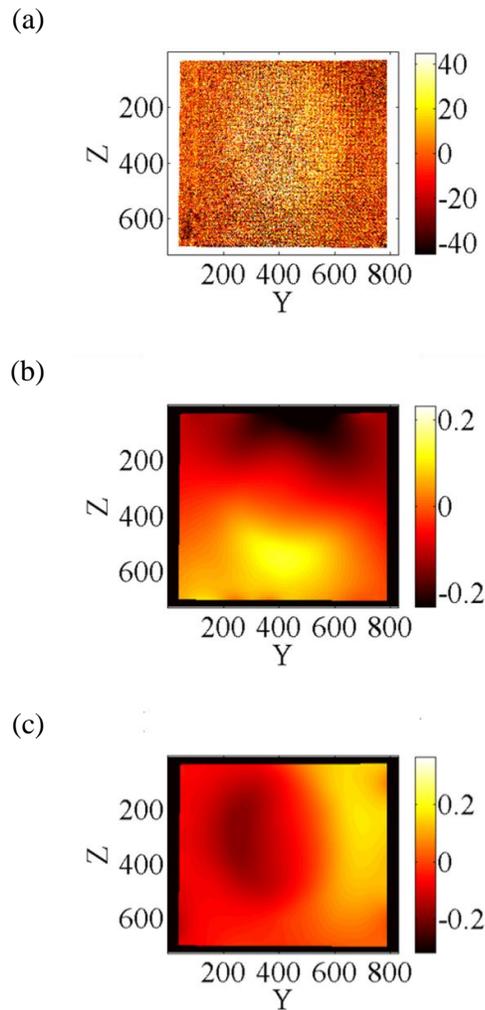


Figure 8: (a) Correlation residual map expressed in grey levels (dynamic range of the picture: 4080 grey levels). Displacement fields along Y (b) and Z (c) axes (expressed in pixel) between pictures taken just before starting a laser pulse and at the end of the laser pulse

The measured displacement fields correspond to a ‘biaxial’ tensile test (Figure 8(b and c)), in the sense that displacement gradients are observed in both directions. The displacement amplitudes (expressed in pixels) are rather small during thermal loading. The maxima reached along the Y and Z axes are about 0.2 pixel, which is equivalent to $2\ \mu\text{m}$. There is a zone where the displacements are equal to zero close to the centre of the zone impacted by the laser beam. In-plane strains are then calculated from the measured displacement fields. An FE-DIC calculation has been run using two images of the reference configuration (*i.e.*, first two images before the laser shock). This allows the measurement resolution to be determined. The RMS values of the displacement fields (along Z and Y) are equal to $7 \cdot 10^{-3}$ pixel. The corresponding standard strain uncertainties are of the order of $3 \cdot 10^{-5}$.

The comparison between the experimental levels with the FE results focuses on the total strain components, which result from thermal expansion and mechanical stresses induced by temperature gradients. The DIC results (Figure 9(a)) show that the profile of vertical strains ε_{zz} is not symmetric along the Z direction as opposed to that of the horizontal strains ε_{yy} . This presumably results from the fact that the temperature profile along the Z axis is not perfectly symmetric (Figure 3(a)).

The DIC measurements and the FE results lead to similar spatiotemporal responses (Figure 9). The dissymmetric mechanical response can be explained by the prescribed thermal loading. By referring to Figure 9(b) where the experimental profiles are plotted, it is observed that along the Z axis the symmetry hypothesis is not satisfied. The simulations have thus been run with a super-Gaussian profile and symmetry relaxations along the Z axis, see Figure 9 (b). The prescribed heat flux then reads

$$I^D(y, z) = I(y, z) \left(1 - \frac{az}{2R_z}\right) \quad (12)$$

where a is also a parameter to be identified. It is worth noting that the power density satisfies the global power conservation

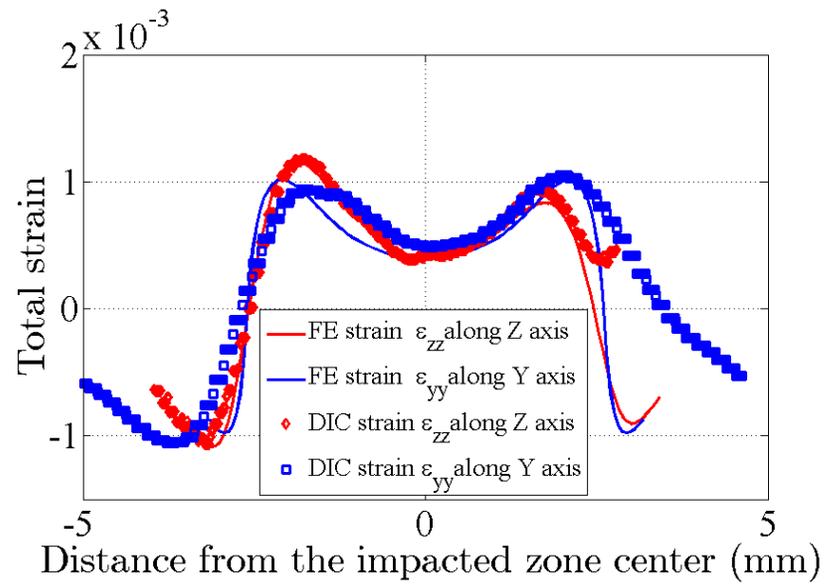
$$\iint_{-\infty}^{+\infty} I^D(y, z) dydz = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(y, z) dydz = A_{\lambda_{laser}} I_0 \quad (13)$$

Using the last approach allows the thermal loading to be closer to the experimental temperature field and the same ε_{zz} profile to be found. The measured strain levels are in good agreement with the calculated ones. For instance, the total strain ε_{yy} at the end of the thermal (50-ms) shock in the center of the beam is equal to $5 \cdot 10^{-4}$ with DIC whereas the FE simulations predict a level of $4 \cdot 10^{-4}$. The measured and predicted strains ε_{zz} are well superimposed even if some small gaps remain (Figure 9(a)). It is worth noting that the standard strain resolutions are $3 \cdot 10^{-5}$ for ε_{zz} and $2 \cdot 10^{-5}$ for ε_{yy} .

Even though Figure 9(a) shows a good agreement between the measured and simulated levels at the instant of maximum temperature reached during the thermal shock, care must be exercised when drawing conclusions concerning the good match of experimental and numerical results over the whole history of one laser pulse. The temporal changes of the eigen strains extracted at the beam axis are plotted in Figure 9c. Significant fluctuations are observed on this signal. They are not really surprising considering, on the one hand, the low level of displacement amplitudes measured at the end of a laser pulse, and, on the other hand, the relatively high level of noise introduced in the pictures. In other words, the DIC resolution is not significantly lower than the signal to be measured and without the spatial regularization the spatial profile of the eigen strains (Figure 9a) would be completely erratic.

These temporal fluctuations can also be due to small convection effects that distort the images. They appear not only to modify the level of eigen strains on the beam axis from one picture to another, they also modify their profiles leading to non-symmetric responses that can be quite different from the plotted ones in Figure 9a. This last point is not yet fully understood.

Different calibration procedures have been performed with the visible camera to improve DIC measurements such as taking into account lens distortions [22] and parallax effects due to the inclination of the camera with respect to the normal of the surface sample. The new results yielded no significant improvements compared with those presented above. Spatiotemporal regularization [23] is currently under investigation to further reduce the fluctuations.



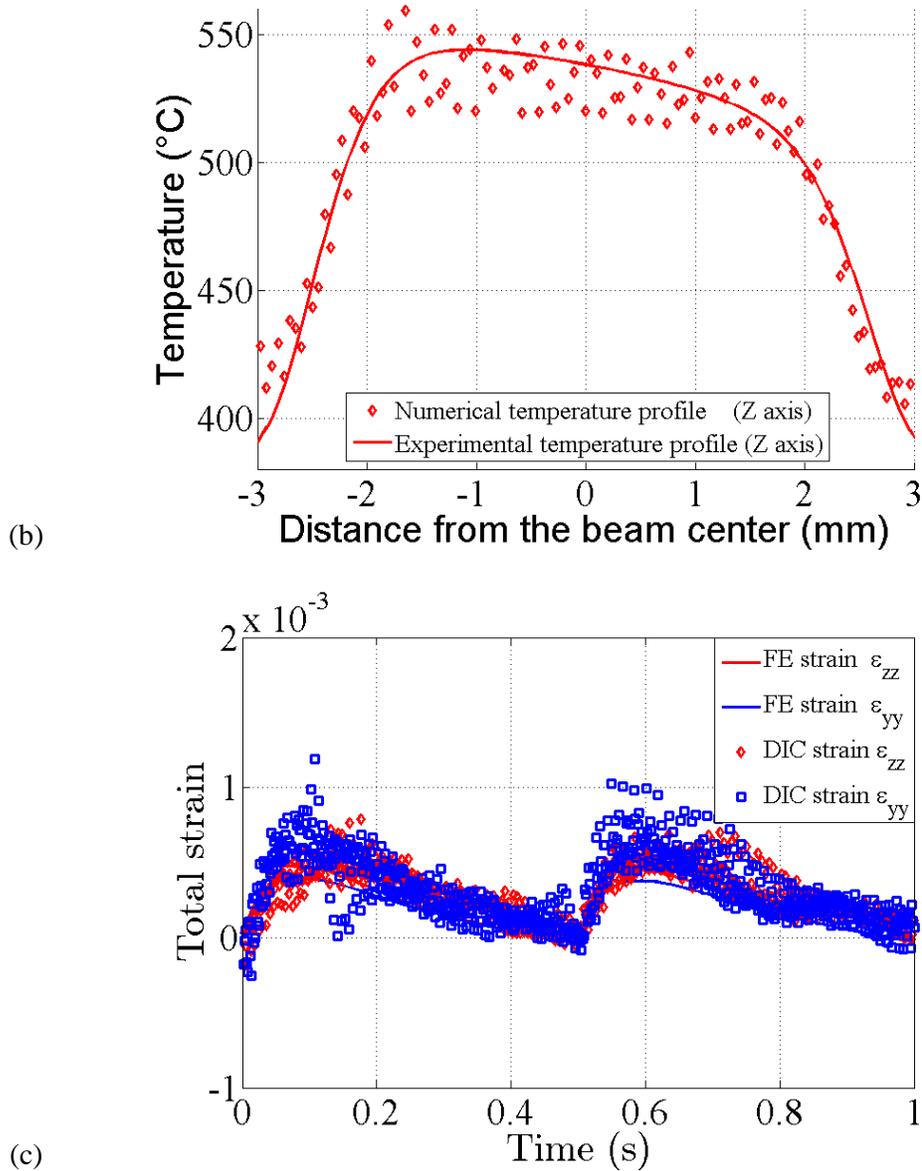


Figure 9: Comparison between FE and experimental results for (a) the total eigen strain profiles at the end of the shock (50 ms) (b) the non-symmetric temperature profile along the Z direction (c) the temporal history of the eigen strains in the centre of the impacted zone (stroboscopic reconstruction for DIC)

In spite of these shortcomings, the FE analyses also provide out-of-plane strains that are not accessible via DIC. Figure 10 illustrates for instance the fact that the level of

the total out-of-plane strain ϵ_{xx} is much higher than the computed (or measured) strains along the Y and Z directions.

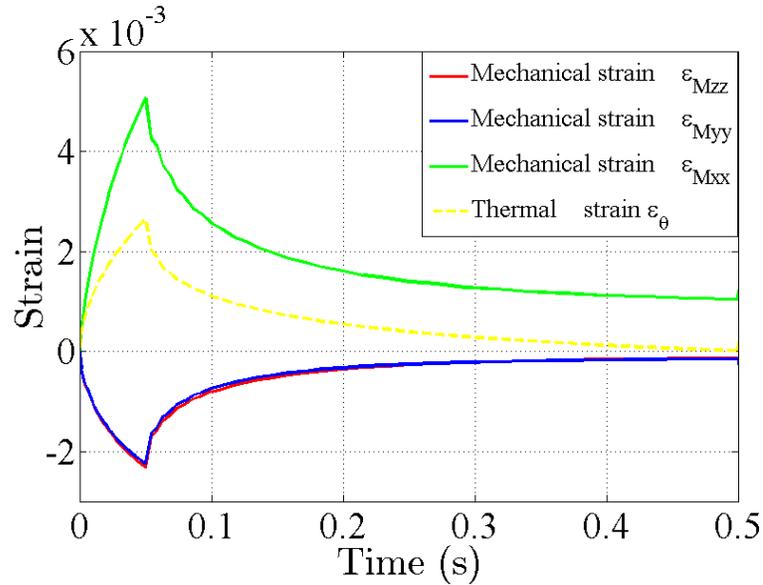


Figure 10: Predicted contributions of the thermal and mechanical parts to the in-plane and out-of-plane normal strains

This is due to the fact that along the Y and Z axes the positive thermal strains are compensated by compressive elastoplastic strains (*i.e.*, negative mechanical strains) along the same directions (Figure 10). In the X direction, since no stresses are present in the vicinity of the free surface, both thermal and mechanical strains are positive. The out-of-plane motions are estimated to be at most $10 \mu m$. According to Ref. [24], the overestimation of in-plane strains due to out-of-plane displacements is assessed by calculating the ratio between the out-of-plane displacement amplitude and the working distance (25 cm). In the present case the out-of-plane displacement induce an overestimation of the in-plane strain component of about $4 \cdot 10^{-5}$, which is very close to the standard strain uncertainty.

6. Summary

A new experimental setup using laser shocks has been presented to study thermal fatigue of austenitic stainless steels. Experimental techniques providing both thermal and kinematic fields within the loaded region have been proposed. Temperature measurements are performed with an IR camera and pyrometers. The results given by both methods are very close. As these methods require the determination of the surface emissivity, different procedures provide the needed estimates at relevant wavelength ranges.

Once the temperature field is estimated, an identification of the parameters of the laser beam is carried out by minimizing the difference between the thermal fields obtained experimentally and by FE analyses at the end of a laser pulse. Parameters such as the absorptivity of the surface are very close to experimental values. This identification step is needed to assess the thermal loading of the analysed experiment. A super-Gaussian beam shape appears to reproduce very accurately the spatial power density of the laser (better than a mere top-hat).

The measured eigen strains are compared with the predicted levels based on an elastoplastic simulation. The asymmetry of the total strain profile ε_{zz} is explained by the asymmetry of the thermal loading in the same direction. The measured and predicted strain levels have similar profiles and amplitudes at a specific time (maximum of the thermal loading). However the temporal comparisons between the experimental measurements and FE results are prone to fluctuations. This last point will require additional investigations.

Last, thermal fatigue experiments will be carried out in which the *in-situ* thermal and kinematic fields can be measured with the proposed setup. It will then be possible to compare thermal and mechanical fatigue properties of various materials.

References

- [1] F. Curtit, "INTHERPOL thermal fatigue test," Proceedings of the third international conference on fatigue of reactor components, Seville, Spain, Oct-2004.
- [2] V. Maillot, A. Fissolo, G. Degallaix, and S. Degallaix, "Thermal fatigue crack networks parameters and stability: an experimental study," *Micromechanics Mater.*, vol. 42, no. 2, pp. 759–769, Jan. 2005.
- [3] N. Kawasaki, S. Kobayashi, S. Hasebe, and N. Kasahara, "SPECTRA Thermal Fatigue Tests Under Frequency Controlled Fluid Temperature Variation: Transient Temperature Measurement Tests," presented at the ASME 2006 Pressure Vessels and Piping/ICPVT-11 Conference, Vancouver, BC, Canada, 2006, vol. Volume 3: Design and Analysis.
- [4] O. Ancelet, S. Chapuliot, G. Henaff, and S. Marie, "Development of a test for the analysis of the harmfulness of a 3D thermal fatigue loading in tubes," *Int. J. Fatigue*, vol. 29, no. 3, pp. 549–564, Mar. 2007.
- [5] A. Fissolo, S. Amiable, O. Ancelet, F. Mermaz, J. M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, C. Robertson, L. Vincent, V. Maillot, and F. Bouchet, "Crack initiation under thermal fatigue: An overview of CEA experience. Part I: Thermal fatigue appears to be more damaging than uniaxial isothermal fatigue," *Int. J. Fatigue*, vol. 31, no. 3, pp. 587–600, Mar. 2009.
- [6] A. Fissolo, C. Gourdin, O. Ancelet, S. Amiable, A. Demassieux, S. Chapuliot, N. Haddar, F. Mermaz, J. M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, L. Vincent, and V. Maillot, "Crack initiation under thermal fatigue: An overview of CEA experience: Part II (of II): Application of various criteria to biaxial thermal fatigue tests and a first proposal to improve the estimation of the thermal fatigue damage," *Int. J. Fatigue*, vol. 31, no. 7, pp. 1196–1210, Jul. 2009.
- [7] L. Vincent, M. Poncelet, S. Roux, F. Hild, and D. Farcage, "Experimental Facility for High Cycle Thermal Fatigue Tests Using Laser Shocks," *Fatigue Des. 2013 Int. Conf. Proc.*, vol. 66, no. 0, pp. 669–675, 2013.
- [8] C. Esnoul, L. Vincent, M. Poncelet, F. Hild, and S. Roux, "On the use of thermal and kinematic fields to identify strain amplitudes in cyclic laser pulses on AISI 304L stainless steel," presented at the Photomechanics, Montpellier, 2013.
- [9] A. Amiable, S. Chapuliot, S. Contentinescu, and A. Fissolo, "A computational lifetime prediction for a thermal shock experiment, Part I: Thermomechanical modeling and lifetime prediction," *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, vol. 29, pp. 209–217, 2006.
- [10] G. Besnard, F. Hild, and S. Roux, "'Finite-Element' Displacement Fields Analysis from Digital Images: Application to Portevin–Le Châtelier Bands," *Exp. Mech.*, vol. 46, no. 6, pp. 789–803, 2006.
- [11] Z. Tomicevic, F. Hild, and S. Roux, "Mechanics-aided digital image correlation," *J. Strain Anal. Eng. Des.*, vol. 48, no. 5, pp. 330–343, 2013.
- [12] RCC-MX, "Règles de Conception et de Construction des Matériels Mécaniques des Ilots Nucléaires REP." Afcen, 2005.
- [13] G. Cailletaud and P. Pilvin, "Inverse Problems in Engineering," pp. 79–86, 1994.
- [14] D. L. Shealy and J. A. Hoffnagle, "Laser beam shaping profiles and propagation," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 21, pp. 5118–5131, Jul. 2006.
- [15] V. Maillot, "Amorçage et propagation de réseaux de fissures de fatigue thermique dans un acier inoxydable austénitique de type X2 CrNi18-09 (AISI 304 L),"

L'école Centrale de Lille et l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Lille, 2003.

- [16] RCC-M, "Règles de Conception et de Construction des Matériels Mécaniques des Ilots Nucléaires REP." Afcen, 2009.
- [17] G. Gaussorgues, *La thermographie infrarouge*, 4th ed. TEC&DOC, 1999.
- [18] C. R. Roger, S. H. Yen, and K. G. Ramanathan, "Temperature variation of total hemispherical emissivity of stainless steel AISI 304," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 69, no. 10, pp. 1384–1390, Oct. 1979.
- [19] C. Martin and P. Fauchais, "Mesure par thermographie infrarouge de l'émissivité de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Influence de l'état de surface, de l'oxydation et de la température," *Rev Phys Appl Paris*, vol. 15, no. 9, pp. 1469–1478, 1980.
- [20] P B Coates, "Multi-Wavelength Pyrometry," *Metrologia*, vol. 17, no. 3, p. 103, 1981.
- [21] M. R. Dury, T. Theocharous, N. Harrison, N. Fox, and M. Hilton, "Common black coatings – reflectance and ageing characteristics in the 0.32–14.3 μm wavelength range," *Opt. Commun.*, vol. 270, no. 2, pp. 262–272, Feb. 2007.
- [22] J.-E. Dufour, F. Hild, and S. Roux, "Integrated digital image correlation for the evaluation and correction of optical distortions," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 56, no. 0, pp. 121 – 133, 2014.
- [23] G. Besnard, F. Hild, J.-M. Lagrange, P. Martinuzzi, and S. Roux, "Analysis of necking in high speed experiments by stereocorrelation," *Int. J. Impact Eng.*, vol. 49, no. 0, pp. 179–191, Nov. 2012.
- [24] M. A. Sutton, J. H. Yan, V. Tiwari, H. W. Schreier, and J.J. Orteu, "The effect of out-of-plane motion on 2D and 3D digital image correlation measurements," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 46, no. 10, pp. 746 – 757, 2008.

List of figures

Figure 1: Experimental configuration (see main text for a detailed description of the components labelled in the picture)..... 5

Figure 2: Regular grid laser engraved onto the surface (left), and a zoom on the periodic pattern (right)..... 6

Figure 3: (a) Profiles along Y and Z axes for a row of pixels corresponding to (b) the measured temperature field at the end of a laser shock..... 13

Figure 4 : Symmetric Thermal Boundary conditions on the 3-D sample and plot of the thermal field at the end of a laser pulse (with a Gaussian profile and the imposed temperature at the rear of the surface is 365°C). 14

Figure 5: (a) Projection of the averaged experimental temperature field on the finite element mesh and (b) the corresponding simulation field after identification of the parameters of the super-Gaussian power density function. Residual maps representing the difference between the identified and experimental temperature fields ($^{\circ}\text{C}$) with a top-hat (c) and super Gaussian (d) functions..... 16

Figure 6: Averaged experimentally measured (IR) and identified temperature profiles along the vertical (Z , red) and horizontal directions (Y , blue) at the end of a laser shock. The dashed line corresponds to the prediction with a top-hat power density function, and the solid line with a super-Gaussian one. 21

Figure 7: Temperature history in the centre of the laser beam measured by the large-band pyrometers and IR thermography 22

Figure 8: (a) Correlation residual map expressed in grey levels (dynamic range of the picture: 4080 grey levels). Displacement fields along Y (b) and Z (c) axes (expressed in pixel) between a picture taken just before the start of a laser pulse and a picture captured at the end of the laser pulse. 24

Figure 9: Comparison between FEA and Experimental results on (a) the total eigen strain profiles at the end of the shock (50 ms) (b) the non-symmetric temperature profile along the Z direction (c) the temporal evolution of the eigen strains in the centre of the impacted zone (stroboscopic reconstruction for DIC)..... 28

Figure 10: Predicted contributions to the thermal strain and mechanical strain 29

List of tables

Table 1 : Thermophysical properties. T is absolute temperature in °C. 18

Table 2: Emissivity and absorptivity results..... 20

Annexe B

Mesures bichromatiques

Les mesures bichromatiques s'effectuent, en supposant que l'objet étudié (dans la plage de longueurs d'onde considérée) se comporte comme un corps gris, en reliant le rapport des flux mesurés aux deux longueurs d'ondes au rapport mesuré face à un CN [Herne, 1953, Reynolds, 1964, Gaussorgues, 1999]

$$R(T) = \frac{\phi_{\lambda_1}}{\phi_{\lambda_2}} = \frac{\xi_{\lambda_1} \phi_{\lambda_1}^{CN}}{\xi_{\lambda_2} \phi_{\lambda_2}^{CN}} = \frac{\phi_{\lambda_1}^{CN}}{\phi_{\lambda_2}^{CN}} = R^{CN}(T) \quad (\text{B.1})$$

Un acier ne se comporte pas comme un corps gris, il faudra alors choisir minutieusement les longueurs d'ondes d'observation en tenant compte de l'approximation de Wien pour avoir le maximum d'émission, mais surtout en évitant de prendre des longueurs d'onde trop éloignées l'une de l'autre pour pouvoir être dans l'approximation du corps gris ou au contraire trop proches au risque de mesurer deux fois la même quantité et de n'avoir aucune sensibilité dans la méthode de mesure.

Un filtre monochromatique ayant une longueur d'onde centrale de transmission différente mais contenue dans le spectre d'absorption du capteur des pyromètres [1.55 ; 2.2 μm] (voir figure B.1) est placé devant chaque pyromètre. Les niveaux de tension mesu-

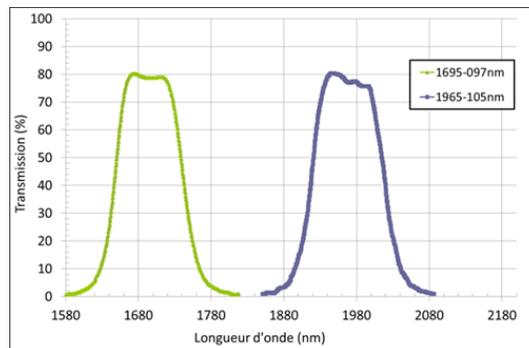


FIGURE B.1: Spectre d'absorption des deux filtres monochromatiques (Spectrogon) utilisés avec les pyromètres pour réaliser un système de mesure bichromatique.

rés par chaque pyromètre sont réduits par rapport aux niveaux obtenus sans filtre. Les mesures ne comportent que du bruit jusqu'à des températures de CN avoisinant les 350 °C. Pour chaque partie du système bichromatique des interpolations équivalentes à des lois de Planck peuvent être considérées (voir figure B.2). L'évolution du rapport des si-

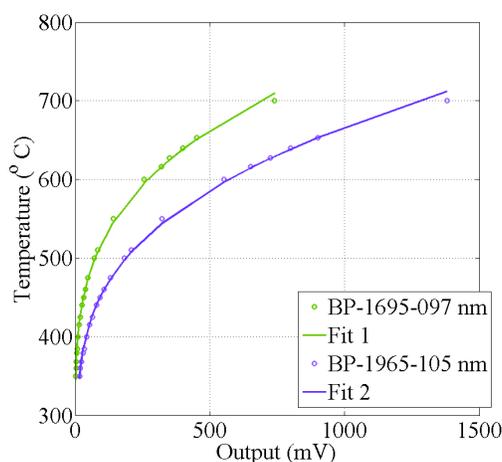


FIGURE B.2: Étalonnage du système bichromatique avec les relations tension température pour chacun des pyromètres ayant des filtres passe-bande.

gnaux en fonction de la température de CN est approchée par une loi polynômiale (voir figure B.2). D'après le principe des mesures bichromatiques, cette relation devrait être valable quelle que soit l'émissivité de la surface observée pour peu qu'elle se comporte comme un corps gris. La figure B.3 fournit une prévision du domaine accessible en température pour une émissivité faible valant 0.2 (état poli miroir d'un acier inoxydable par exemple). La zone inaccessible est celle pour laquelle l'un des deux signaux de pyromètre ne dépasse pas le niveau de bruit de l'appareil.

Les mesures bichromatiques ont été réalisées sur quelques cycles et sont comparées à celles des pyromètres large bande (sans filtre) sur la figure B.4. Les mesures bichromatiques semblent donner une variation nettement plus importante de la température au cours des cycles avec une température maximale plus de 40 °C supérieure à celle fournie par un pyromètre large bande et une température minimale inférieure de 10 °C à celle du pyromètre large bande. Les mesures bichromatiques sont par ailleurs beaucoup plus bruitées que les mesures large bande en-dessous de 450 °C, ce qui est cohérent avec le niveau de signal extrêmement faible capté par le pyromètre placé derrière le filtre monochromatique de plus basse longueur d'onde. Une moyenne des mesures est alors proposée sur 5, 10 ou 20 cycles consécutifs. Cette moyenne permet de réduire le niveau de bruit des signaux à basse température mais ne modifie pas l'allure générale des courbes ni la valeur maximale de température enregistrée.

Il semble nécessaire à terme de pouvoir trouver un moyen de réguler automatiquement la puissance du laser en fonction de l'évolution de l'état de surface, d'où l'intérêt suscité

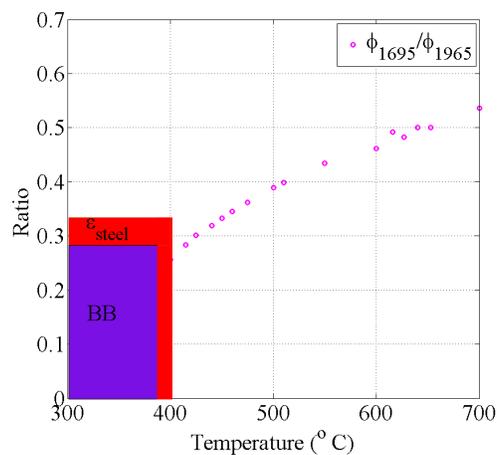


FIGURE B.3: Evolution du rapport entre les signaux des deux pyromètres dans la configuration bichromatique face à un CN.

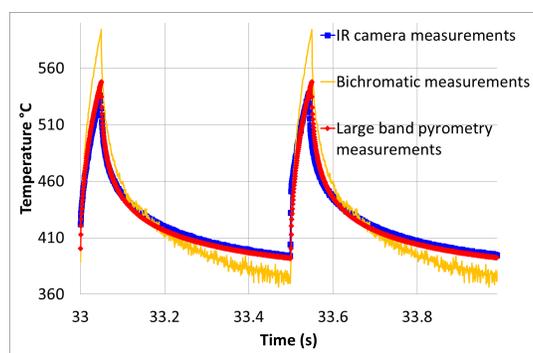


FIGURE B.4: Comparaison entre les mesures de pyrométrie large bande et bichromatique.

pour la méthode bichromatique qui pourrait s'y prêter si toutefois on pouvait être sûr que celle-ci fonctionne bien. Il serait intéressant d'investiguer des moyens multichromatiques [Herne, 1953, Reynolds, 1964, Gaussorgues, 1999] ou encore utiliser directement l'information de l'absorbeur (calorimètre).

Annexe C

Analyse de sensibilité aux paramètres du modèle thermomécanique

Cette étude permettra de tirer des conclusions sur les indicateurs de confiance qui seront utilisés dans l'analyse des essais de fatigue thermique. Un des indicateurs sera celui fourni par les comparaisons entre les niveaux de déformation simulée et ceux obtenus à l'aide des mesures expérimentales. Il faudra alors retenir que seuls les profils de déformation le long des rayons du faisceau laser au maximum du tir seront traités. La comparaison sur la réponse temporelle sera réalisée en considérant les déformations au centre de la zone de tir. Ces premières comparaisons seront alors portées sur les déformations obtenues dans le plan. Un premier pas vers une comparaison 3D, entre les prévisions numériques et mesures expérimentales, sera aussi traitée dans le chapitre 2. C'est ce qui motivera alors l'interprétation de ces mêmes quantités dans cette étude de sensibilité.

Les écarts sur les niveaux de température sont à titre d'illustration car on le rappelle ici la distribution spatiale est identifiée à l'aide de mesures expérimentales et la valeur maximale de température se base sur les amplitudes obtenues à l'aide du pyromètre IR. Ceci implique que même si les paramètres thermophysiques ne correspondent pas parfaitement à ceux du matériau étudié les écarts qui seraient dûs seulement à ce biais ne pourraient pas être distingués par des mesures de champs thermique et mécanique au maximum du tir. Les rayons et la forme du faisceau sont en effet convolués aux effets de convection ce qui aura tendance à rattraper d'éventuels écarts sur les propriétés physiques impliquées dans le problème de thermique. L'étude du trajet complet du chargement thermique pourrait servir à mettre en valeur la bonne ou mauvaise introduction des paramètres thermophysiques.

Malheureusement ici l'effet du trajet de chargement n'est pas traité alors que celui-ci n'est pas parfaitement respecté dans la simulation (seule la distribution spatiale au maximum du tir laser est identifiée). Or on sait que le niveau de déformation plastique, calculé à l'aide des déformations thermiques issues du calcul de thermique et d'un modèle élastoplastique avec écrouissage cinématique, dépend du trajet de chargement. Il aurait été intéressant de voir si l'historique a une forte influence sur les niveaux de déformation qui seront ensuite exploités pour l'interprétation des résultats de fatigue. Il faut tout de même

rappeler que les paramètres thermophysiques sont identifiés, à l'aide d'expériences dédiées sur la même coulée d'acier. Le seul paramètre qui est moins bien maîtrisé est alors le terme de pertes (d'échanges avec l'air ambiant) pouvant affecter la phase de refroidissement (moins la phase de chauffe car la valeur maximale du chargement thermique souhaité est "fixée").

Pour mener cette étude de sensibilité, plusieurs calculs sont lancés dans lesquels chacun des paramètres introduits dans la simulation subit une variation de 10 % par rapport à un calcul de référence. La matrice de sensibilité, qui sera calculée sur la fenêtre où le maillage est raffiné pour un instant donné, consistera alors à

$$H_{ij} = \sum_{\mathbf{x} \in \Omega} S_i(\mathbf{x}) S_j(\mathbf{x}) \quad (\text{C.1})$$

avec

$$S_i(\mathbf{x}) = \frac{\partial R_i(\mathbf{x})}{\partial p_i} \approx \Delta R_i(\mathbf{x}) \quad (\text{C.2})$$

où

$$\Delta R_i(\mathbf{x}) = (R_i - R_{ref})(\mathbf{x}) \quad (\text{C.3})$$

est la différence entre le résultat (R_i) obtenu lorsqu'une perturbation de 10 % est appliquée au i^e paramètre (p_i) et celui de l'état de référence (R_{ref}), sur la fenêtre où le maillage est raffiné (Ω).

Seuls les termes diagonaux seront analysés, ceux qui sont en dehors de la diagonale ne sont qu'une approximation du couplage de la variation simultanée de deux paramètres et seront omis dans la suite des discussions. Dans les discussions, les valeurs en racine carré seront préférées pour faciliter l'interprétation des résultats. Ces valeurs seront donc analysées dans leurs unités respectives (soit température en °C, déplacement en mètre m et les déformations sans unité). Les champs de température, déformation et déplacement seront alors traités de la même manière (voir équation (C.2)).

1 Sensibilité des champs de température

Les paramètres étudiés pour la partie qui simule la thermique sont l'absorptivité A_λ , le rayon réduit r et la forme p du faisceau, la masse volumique ρ , capacité calorifique C_p , les coefficients de conductivité thermique K_{th} et de convection h . Pour la partie thermique les paramètres de la loi de comportement comme le module de Young E , la limite élastique R_0 ou encore les paramètres d'écrouissage A_1 et A_2 ne jouent pas de rôle sur la partie thermique. Il en est de même pour la force appliquée pour imposer la flexion F_b ou le coefficient de dilatation thermique α .

Les écarts en température que provoquent ces variations de paramètre sont présentées pour le maximum du tir laser sur la figure C.1.

Au maximum du chargement thermique les paramètres les plus influents sont dans l'ordre, la forme du faisceau (écart de 25 °C), les paramètres thermophysiques (écart de 20 °C), l'absorptivité (écart de 15 °C) et enfin le coefficient de convection (écart de 5

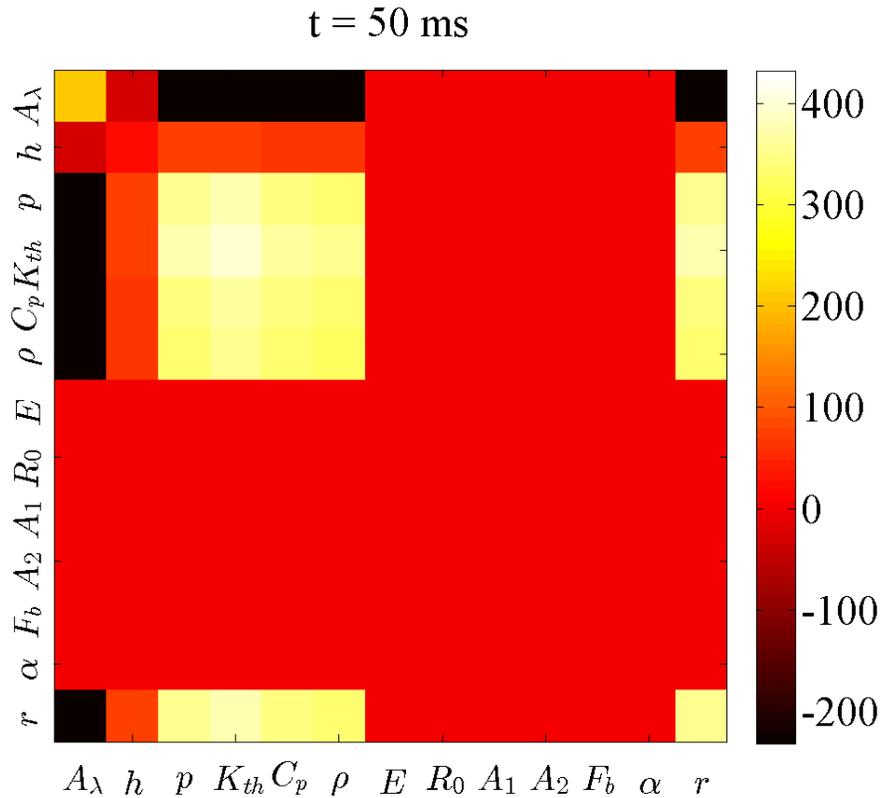


FIGURE C.1: Matrice de sensibilité sur les champs de température à l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir) en $(^\circ\text{C})^2$.

$^\circ\text{C}$). La raison pour laquelle la forme du faisceau semble si sensible vient du fait que la température qui est atteinte au centre décroît avec l'augmentation de la puissance p ou du rayon r . Ceci vient du fait que quelle que soit la forme du faisceau, la densité de puissance imposée est la même. Ceci implique qu'une plus faible irradiance sera appliquée au centre pour des puissances p de super-gaussienne fortes (ou rayon plus large) car celle-ci sera plus distribuée, dans la zone de tir, qu'un faisceau avec une forme gaussienne par exemple. Il faudrait imposer le niveau de température au centre de la zone de tir pour avoir le réel effet de ces paramètres et être dans le même cadre qu'impose la phase d'identification (la température maximale est imposée par les champs expérimentaux). Ces résultats serviront tout de même pour interpréter d'éventuels effets d'une erreur sur la mesure de température.

L'effet des paramètres thermophysiques sur la distribution spatiale du chargement est illustré sur la figure C.2. La température au centre du faisceau atteint des valeurs plus faibles lorsque les coefficients liés à la diffusion sont perturbés de 10% par rapport au résultat de référence. L'effet sur la distribution spatiale du profil de température des paramètres qui influent les conditions aux limites est représenté sur la figure C.3.

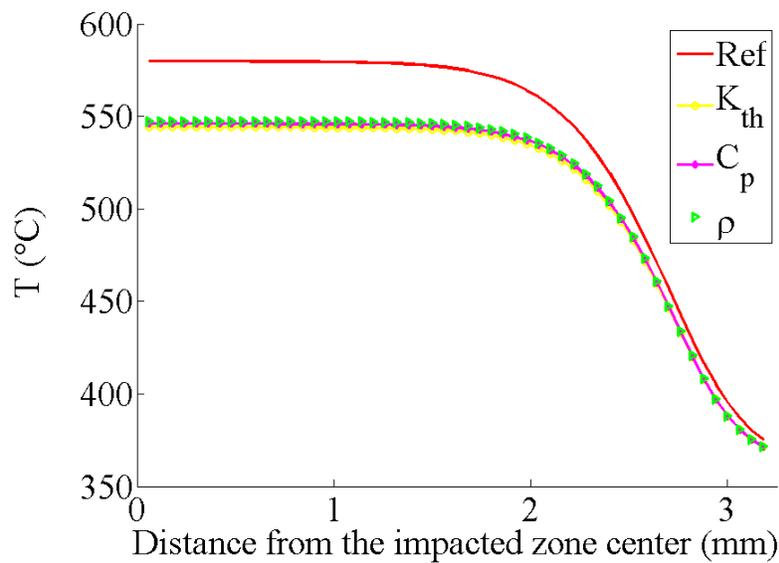


FIGURE C.2: Profils de température obtenus pour chaque calcul de sensibilité pour les conditions aux limites.

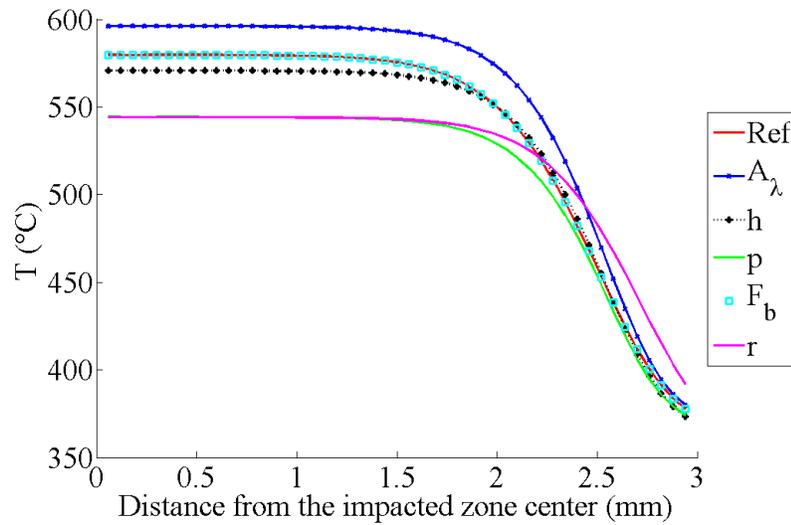


FIGURE C.3: Profils de température obtenus pour chaque calcul de sensibilité pour les conditions aux limites.

Les calculs sont sensibles au choix des paramètres lorsque des variations de 10% sont appliquées. Le risque est de voir certains paramètres rentrer en compétition lors de la phase d'identification. En effet l'absorptivité et le coefficient de convection (et la com-

binaison des paramètres thermophysiques) peuvent se perturber mutuellement car si le coefficient de convection est sous-estimé l'absorptivité peut compenser pour appliquer un chargement thermique capable de décrire la température minimale. Un exemple un peu plus critique, dans le cas où l'identification de propriétés est à déterminer précisément, est la compétition entre les paramètres thermophysiques eux-mêmes. Une façon de s'assurer que de telles compétitions peuvent avoir lieu est de vérifier les champs de sensibilité de chacun des paramètres. Si des paramètres ont des champs de sensibilité identiques alors il faudra trouver une stratégie pour déconvoluer l'effet des paramètres. Une solution serait, dans le cas des paramètres thermophysiques, d'identifier plutôt le coefficient de diffusivité qui est une combinaison des trois paramètres thermophysiques entrés dans la simulation (masse volumique, conductivité thermique et capacité calorifique). Il faudrait alors régulariser la procédure [Gras *et al.*, 2015].

L'effet sur la réponse mécanique est étudié dans la prochaine partie.

2 Sensibilité des champs de déplacement

L'effet sur les champs de déplacement est proposé. Cette étude est utile si dans le futur l'identification des paramètres est envisagée par des méthodes inverses. La matrice de sensibilité des champs de déplacement obtenu dans le plan est présentée sur la figure C.4.

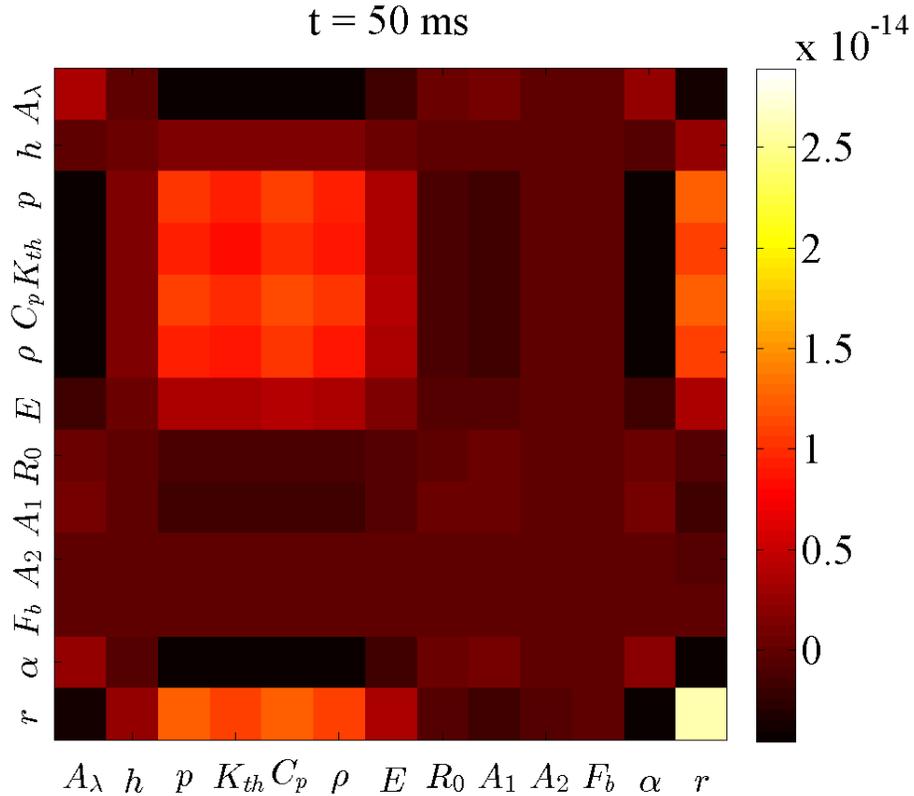


FIGURE C.4: Matrice de sensibilité sur les champs de déplacement dans le plan à l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir) en m^2 .

Les écarts sont très faibles et sont de l'ordre de $0.1\text{-}0.2 \mu\text{m}$ pour les paramètres qui influent sur le niveau de température et de l'ordre de $0.05 \mu\text{m}$ sur les paramètres agissant sur le modèle mécanique. Ceci donnerait donc des écarts en champs de déplacement mesurés en pixel de $0.001\text{-}0.01$ pixel ce qui semble très faible.

Pour les champs de déplacement hors-plan (voir figure C.5) les sensibilités sont supérieures. Pour l'ensemble des paramètres qui sont liés au modèle élastoplastique les écarts sont identiques à ceux obtenus pour les déplacements dans le plan et sont de l'ordre de $0.05 \mu\text{m}$. Les paramètres qui influent sur le niveau de température fournissent des écarts de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$. Le coefficient de dilatation génère un écart de $0.2 \mu\text{m}$.

Les niveaux faibles des écarts sont en partie dûs au fait qu'une intégration sur l'ensemble de la fenêtre de simulation est appliquée. Ceci a pour effet de réduire les niveaux des zones les plus sensibles (zone de choc thermique) en considérant les éléments qui sont très peu affectés. Au centre de la zone impactée les écarts peuvent atteindre $1.5 \mu\text{m}$ pour le cas des paramètres qui influent sur la température. Il faut aussi considérer que seuls des écarts de 10% sur les paramètres sont appliqués or il est possible dans les cas pratiques d'avoir des écarts plus importants. Ici les paramètres thermophysiques et ceux du modèle

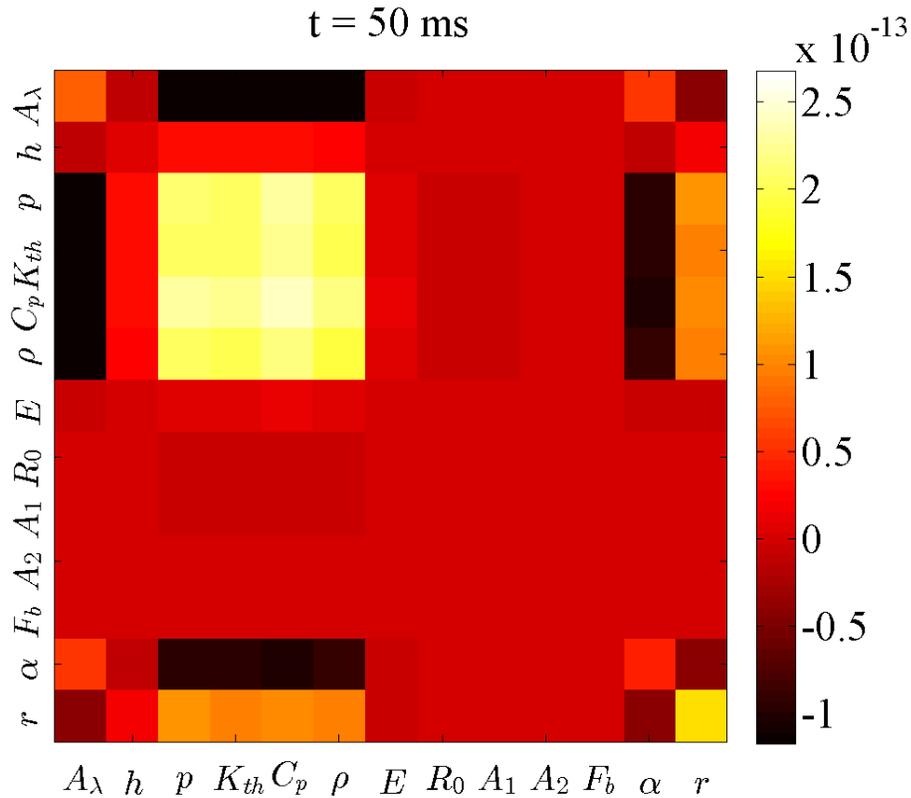


FIGURE C.5: Matrice de sensibilité sur les champs de déplacement hors-plan à l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir) en m^2 .

élastoplastique sont, pour la plupart, identifiés sur la même coulée d'acier ou bien tirés du code de conception RCC-MRx. L'écart de 10% peut suffire pour estimer les erreurs possibles pour ce cas pratique.

Seule la réponse au maximum du tir laser est étudiée or l'information spatiotemporelle est accessible expérimentalement et pourrait être exploitée pour l'identification de paramètres. En intégrant dans le temps les matrices de sensibilité les écarts atteignent 10-15 μm pour les paramètres qui influent sur la température et de 7 μm pour le coefficient de dilatation thermique. Les paramètres mécaniques sont quant à eux toujours inférieurs au micromètre excepté pour le module de Young qui atteint 1.3 μm .

Les champs de déplacement 3D sont donc très sensibles aux conditions aux limites et peu affectés par les paramètres décrivant le comportement mécanique du matériau. La réponse mécanique, qui sera mesurée, pourrait aussi être exploitée pour l'identification des conditions aux limites et potentiellement vérifier que les mesures de température soient cohérentes avec la mesure de champ de déplacement.

Dans la prochaine sous-partie les sensibilités aux paramètres sur la réponse en déformation sont étudiée. Cela servira notamment lorsque les comparaisons entre prévision et

expérience seront analysées.

3 Sensibilité des champs de déformation

Les profils de déformation dans le plan sont illustrés sur la figure C.6 pour les différents jeux de paramètres considérés dans l'analyse de sensibilité.

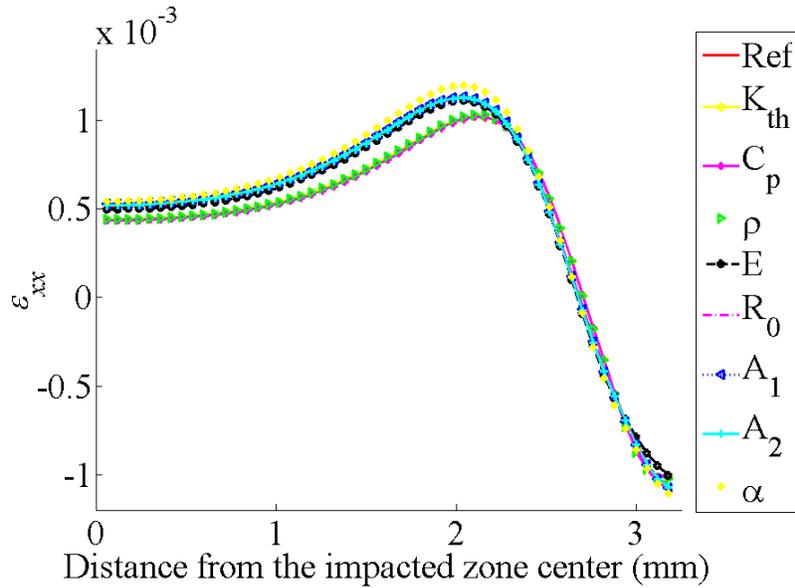


FIGURE C.6: Profils de déformation dans le plan obtenus pour chaque calcul de sensibilité sur les paramètres matériaux au maximum du tir laser.

Sur l'ensemble des paramètres l'écart est plutôt faible au centre de zone de tir laser. Il existe deux groupes des paramètres matériaux, ceux qui influent directement sur la valeur en température (paramètres thermophysiques) et ceux qui n'influent que sur la partie mécanique. L'écart est plus important pour le premier groupe de paramètres et est corrélé aux écarts en température (voir figure C.2). La réduction en température et donc du gradient thermique entre la zone chauffée et le reste de la structure a pour conséquence d'adoucir les déformations sur les bords de la région affectée. Cette remarque est aussi illustrée sur la figure C.7 où l'effet des paramètres qui influent sur les conditions aux limites est présenté.

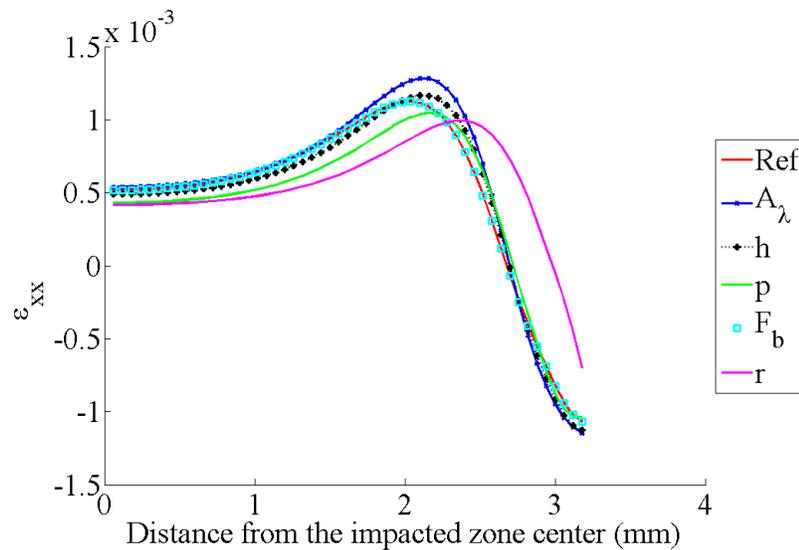


FIGURE C.7: Profils de déformation dans le plan obtenus pour chaque calcul de sensibilité sur les paramètres influant les conditions aux limites au maximum du tir laser.

Par exemple dans le cas où le chargement thermique est augmenté, lorsque l'absorptivité varie positivement de 10%, les niveaux de déformation sont plus importants sur les bords (de l'ordre de 10^{-4}) alors qu'au centre l'écart est beaucoup plus réduit (de l'ordre de 10^{-5}). La bonne estimation de la forme du faisceau joue donc un rôle important dans la description spatiale des déformations. Le paramètre de convection et la force de flexion conduisent à des profils quasiment superposés à celui du calcul de référence.

La matrice de sensibilité résume l'effet des paramètres étudiés et permet de distinguer quels sont ceux qui ont la plus forte influence (voir figure C.8). Sur l'ensemble de la ma-

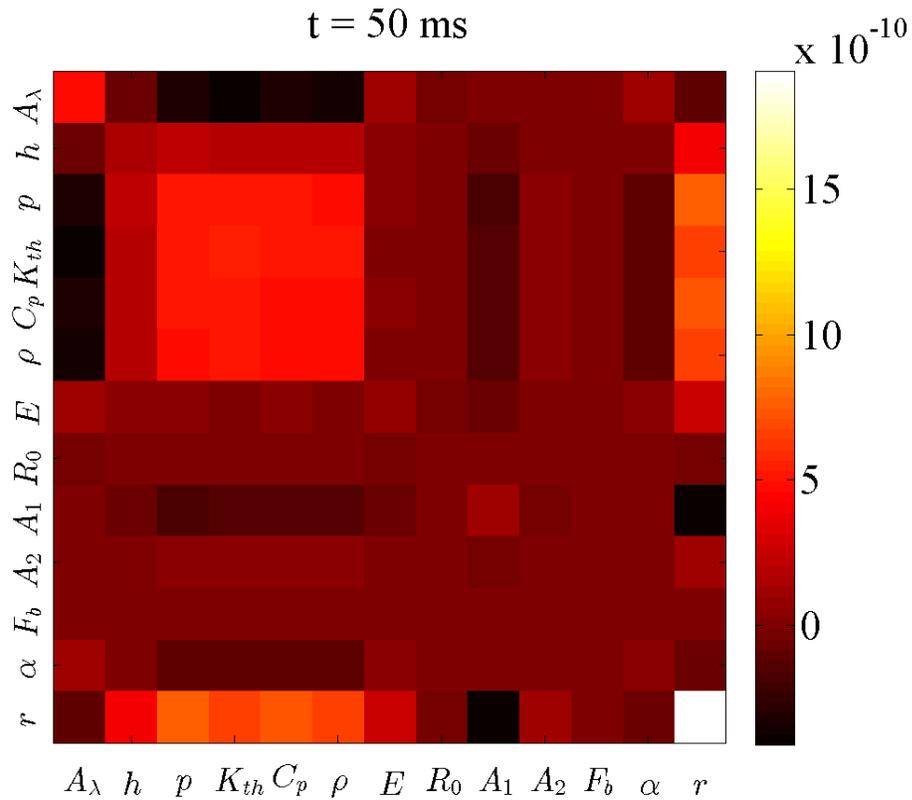


FIGURE C.8: Matrice de sensibilité sur les champs de déformation dans le plan à l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir).

trix de sensibilité on peut noter que les écarts sont faibles, la valeur maximale d'écart est de $7 \cdot 10^{-5}$. Cette valeur correspond à la variation du coefficient de dilatation thermique. Les paramètres qui influent directement sur la température donnent des écarts de l'ordre $2 - 4 \cdot 10^{-5}$ alors que les températures peuvent varier de 5 à 15 °C.

Les paramètres de la loi élastoplastique ont une très faible sensibilité, pour le module de Young l'écart est de l'ordre de 10^{-5} alors que les paramètres qui influent sur la déformation plastique les écarts sont inférieurs à 10^{-5} . Le modèle de Chaboche utilisé dans

[Charbal *et al.*, 2016d] a aussi été étudié et montre aussi qu'un écart assez faible, avec le résultat de référence utilisant le modèle identifié, est constaté.

La même analyse est proposée pour les déformations obtenues dans la direction hors-plan (voir figure C.9). Mis à part l'effet du coefficient de dilatation, l'écart induit par la

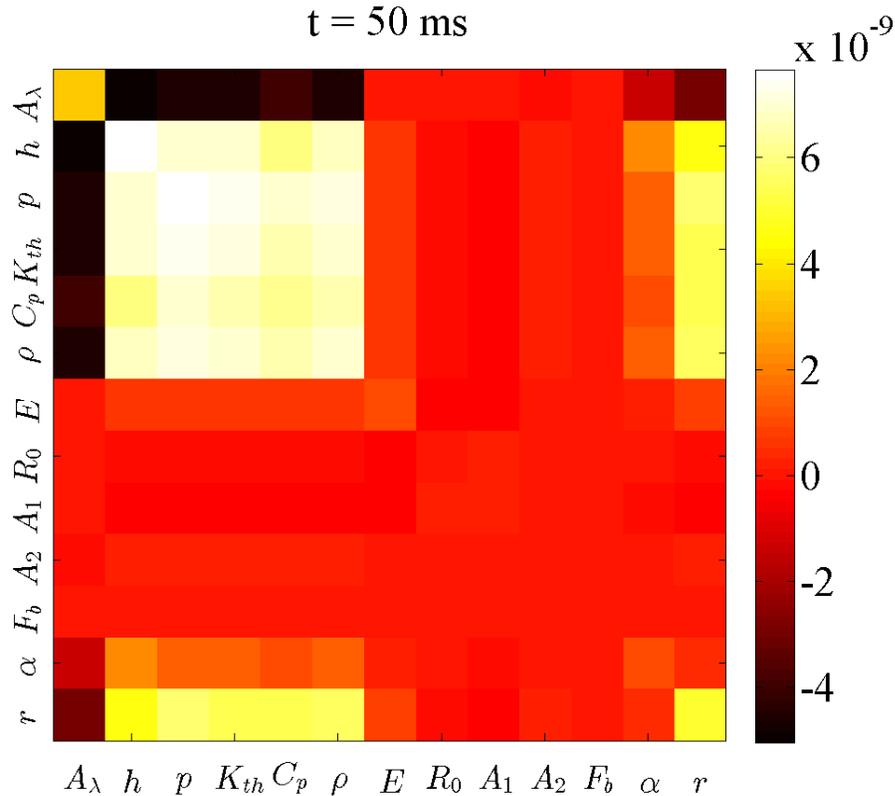


FIGURE C.9: Matrice de sensibilité sur les champs de déformation dans la direction hors-plan à l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir).

variation des paramètres augmente par rapport à ceux obtenus pour les déformations dans le plan. La dilatation du matériau est isotrope ce qui implique que l'effet de ce paramètre est quasiment identique quelle que soit la direction étudiée.

Les paramètres qui jouent sur le niveau de température fournissent des variations de l'ordre de $8 \cdot 10^{-5}$ qui est le double de ce qui est obtenu dans le plan. Ceci s'explique par le fait que la déformation hors-plan (en soustrayant l'effet de la dilatation isotrope) est le résultat de la conservation du volume qu'impose la déformation plastique biaxiale dans le plan (voir équation (1.34)). Les paramètres du modèle élastoplastique n'affectent que de $1 - 3 \cdot 10^{-5}$ la déformation dans la direction hors-plan.

Lorsque les essais de fatigue seront analysés l'usage des déformations équivalentes de Tresca issues des prévisions sera nécessaire. Ces quantités sont prises au centre de

la zone de tir laser car c'est sur cette même région que les niveaux de déformations les plus importants sont observés. Dans la prochaine sous-section l'étude de sensibilité aux paramètres des déformations équivalentes de Tresca est proposée.

4 Sensibilité des déformations équivalentes de Tresca

La matrice de sensibilité (voir figure C.10) est calculée à partir des valeurs des déformations équivalentes prises au centre de la zone de tir pour être cohérent avec la méthode utilisée pour l'étude des essais de fatigue thermique. Cette analyse permettra de donner un ordre d'idée sur les barres d'erreur qui peuvent être utilisées lors de l'interprétation des résultats de fatigue.

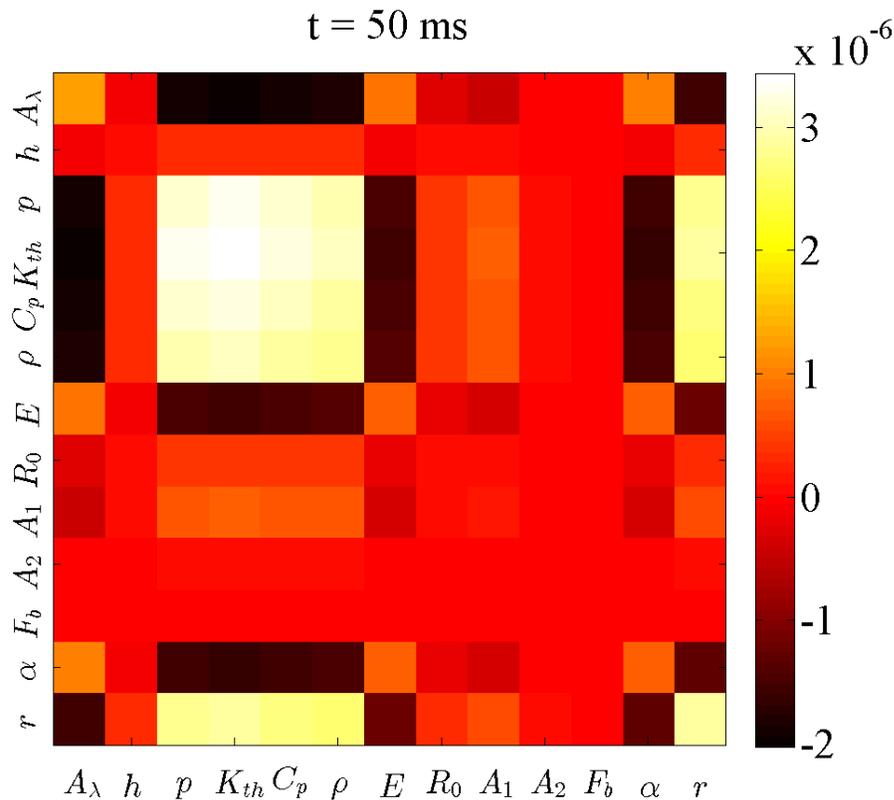


FIGURE C.10: Matrice de sensibilité sur la déformation équivalente de Tresca au centre de la zone de choc thermique l'instant $t = 50 \text{ ms}$ (maximum du tir).

Les écarts sur la température de 5 à 15 °C génèrent des écarts (en valeur absolue) sur l'estimation du niveau de déformation équivalente de Tresca de 0.02 à 0.12 % pour un niveau de référence de 0.81 %. Le coefficient de dilatation thermique et le module de Young sont les paramètres qui présentent une plus forte sensibilité après ceux qui influent

directement sur le niveau de température. Un écart de 10% sur ces paramètres implique une variation de 0.09 % sur l'estimation de la déformation équivalente de Tresca. La différence entre les deux modèles est quant à elle de 0.13 % sur le niveau de déformation calculé.

Les paramètres agissant sur la réponse plastique du matériau induisent des écarts de 0.002 à 0.04 % sur le niveau de déformation. Un écart de 10% sur le chargement de flexion n'a aucune influence sur cette quantité.

5 Conclusions

Une analyse de sensibilité a été proposée pour laquelle les différents paramètres d'entrée sont perturbés de 10% par rapport à un état de référence. Les paramètres qui sont liés à la thermique influent sur l'amplitude de température atteinte au maximum du tir laser. Des écarts allant de 5 à 15 °C peuvent être créés mais ceci est à relativiser avec le fait que les conditions aux limites et notamment l'amplitude de température sont identifiées à l'aide de mesures expérimentales.

La réponse mécanique est peu sensible à la variation de paramètres. Par exemple l'écart calculé est de 0.5 μm sur le déplacement dans la direction hors-plan alors que l'écart sur la température atteint 15 °C pour des variations des paramètres thermophysiques par exemple. Les paramètres qui sont impliqués dans la loi élastoplastique ne semblent pas trop affecter la réponse mécanique lorsque ceux-là sont perturbés de 10% seulement. Les mêmes tendances sont observées pour l'étude de la sensibilité sur les déformations. L'étude des profils de déformation obtenus dans le plan a montré que les zones ayant le plus de sensibilité sont celles qui sont proches des frontières de la zone de tir (dans les zones de forts gradients) alors qu'au centre de la zone de tir ces sensibilités sont très faibles (de l'ordre 10^{-5}). La même analyse a été réalisée sur les déformations équivalentes de Tresca qui seront exploitées pour l'interprétation des résultats de fatigue FLASH. Les déformations de Tresca sont affectées de 0.12 % pour une déformation référence calculée à 0.81% lorsque des écarts en température de 15 °C sont générés. Dès lors que l'on s'intéresse aux paramètres qui n'influent pas sur les valeurs de température, les déformations de Tresca présentent des écarts de 0.04 à 0.09 %.

Annexe D

Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations : Application to distortion measurements of IR camera



Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations: Application to distortion measurements of IR camera

Ali Charbal, John-Eric Dufour, Adrien Guery, François Hild, Stéphane Roux, Ludovic Vincent, Martin Poncelet

► **To cite this version:**

Ali Charbal, John-Eric Dufour, Adrien Guery, François Hild, Stéphane Roux, et al.. Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations: Application to distortion measurements of IR camera. Optics and Lasers in Engineering, Elsevier, 2016, 78, pp.75-85. <10.1016/j.optlaseng.2015.09.011>. <hal-01303516>

HAL Id: hal-01303516

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01303516>

Submitted on 18 Apr 2016

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.

Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations: Application to distortion measurements of IR camera

Ali Charbal,^{*,*} John-Eric Dufour,^{*} Adrien Guery,^{*1} François Hild,^{*}
Stéphane Roux,^{*} Ludovic Vincent^{*} and Martin Poncelet^{*}

**LMT, ENS Cachan / CNRS / Univ. Paris-Saclay, 61 avenue du Président Wilson*

F-94235 Cachan cedex, France

{charbal, dufour, guery, hild, poncelet, stephane.roux}@lmt.ens-cachan.fr

**CEA, DEN, DMN, SRMA, F-91191 Gif sur Yvette cedex, France*

ludovic.vincent@cea.fr

Corresponding author: François Hild
Email: francois.hild@lmt.ens-cachan.fr
Phone: +33 1 47 40 21 92
Fax: +33 1 47 40 22 40

¹ Present address: EdF – R&D, Site des Renardières, avenue des Renardières - Ecuelles, F-77818

Moret-sur-Loing, France

adrien.guery@edf.fr –

Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations: Application to distortion measurements of IR camera

The acquisition of images with different modalities may involve different alterations with respect to an ideal model. Inhomogeneous brightness and contrast, blur due to non-ideal focusing, distortions are common. It is proposed herein to account for such effects for instance by registering a calibration target image with an actual optical image to measure lens distortions. An Integrated Digital Image Correlation (I-DIC) algorithm is proposed to account for the above artifacts and the algorithm is detailed. The resolution and uncertainty of the technique are first investigated on synthetic images, and then applied to the measurement of distortions for infrared (IR) images. The procedure is shown to reduce drastically the residual level assessing the validity of the image formation model, but more importantly allowing for a much improved registration of images.

Keywords: I-DIC; gray level conservation; blur; distortions; IR camera.

1. Introduction

Digital Image Correlation (DIC) is more and more frequently used for applications dealing with full-field measurements [1]. The ever increasing quality and availability of imaging system allows for a widespread recourse to ever better quantitative measurements. Early on DIC was mostly used with visible light cameras [1]. This approach can be extended to images acquired with infrared cameras [2], scanning electron microscopes [3]–[5] confocal microscopy [6], atomic force microscopy [7–9] and X-ray tomography [10, 11]. In all cases, subpixel (subvoxel) displacement resolutions can be achieved.

In most DIC codes, the assumption of gray level conservation from the reference to the distorted images is considered. This assumption is often satisfied as the registered images are obtained with the same imaging system and lighting conditions. However this assumption is usually violated when the two images are obtained from different origins or imaging modalities (e.g., numerically generated reference images [4], [12], a hybrid stereovision system using one IR camera and one visible light camera to measure 3D surface displacements [13] and eventually 3D displacement fields and 2D temperature fields by extending the concept of IR image correlation [2]). For local approaches to DIC this conservation condition may be relaxed by various propositions [1] where offset and scale in lighting can be made irrelevant for the DIC analysis for each considered subset. However, as no additional constraints are set for the brightness and contrast corrections, it implies that two degrees of freedom for the subset registration are sacrificed (and generally not further exploited) at each measurement point. Although those spatial modulations of gray levels are not considered as a relevant and useful measurement, they involve a large number of unknowns that may compete with the kinematic degrees of freedom and hence alter the uncertainty especially for

very small subset sizes. Alternatively, multimodal image registration may be achieved based on feature extraction and shape information [14], but this approach, which only uses a small part of the image information, is suited to elementary transformations such as rigid body motions.

Resorting to global DIC, where the entire image is considered at once, a limited spatial variability of these brightness or contrast corrections may easily be implemented [15] thereby allowing both for the consistent description of these artefacts, and yet, considering only a few parameters, these corrections have no detrimental effect on the uncertainty. Moreover, blur is generally ignored, yet imperfect lenses, limited depth of field, defocussing, are common features that may induce such effects. In the proposed approach, accounting for such blurring effect will be shown to be quite easy and rewarding.

Taking into account those artefacts is of general applicability to DIC, but appears to be especially necessary when dealing with images from different origin, or acquired by different image modalities. As a particular case, the assessment of optical distortions [16]–[19] can be achieved by using a DIC approach between a “reference model”, i.e. a computer model printed with a high quality equipment, and images of this calibration target acquired with the camera to be analyzed. In this registration, one has to quantitatively describe how the image is formed, and hence, quantifying the gray levels involves a correspondence to be set, but inevitably, all kinds of artifacts such as inhomogeneous lighting or blurring effects are present. Blur is often modeled in the image processing literature as the convolution product between the sharp image and a filtering function that can be chosen as a Gaussian [20], or of a different type [21].

The paper is organized as follows. After a description of the proposed I-DIC approach to account for gray level variations and blur, synthetic cases will be used to

investigate the procedure sensitivity. Then, it will be applied to the distortion measurements of an IR camera.

2. Experimental procedure for the evaluation of distortions

To estimate optical distortions, a calibration target (assumed to be perfectly known) is generally used in order to compare the measured positions of particular features of a numerical image [4], [12]. In the present case, for the IR camera considered in Section 5, the calibration target is a computer-generated pattern consisting of random dots (of known positions and sizes) [12] printed onto a stainless steel plate. The pattern is produced by first burnishing the entire surface, and then the layer is locally laser-removed thereby drawing the image negative (Figure 1). One may consider the numerical image, for such high quality printing, as “distortion-free.”

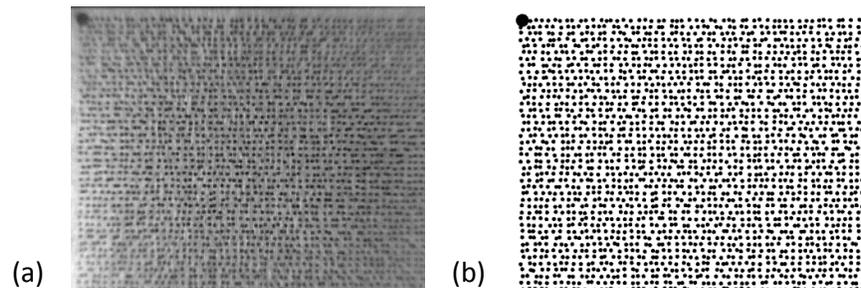


Figure 1: (a) Acquired (with IR camera) and (b) reference images of a calibration target

The IR camera used herein is a FLIR x6540sc, with a 512×640 pixel definition and 14-bit dynamic range. A 12-mm extension ring and a 50 mm lens are used so that the physical size of one pixel is $60 \mu\text{m}$ at a working distance of 18 cm. An exposure time of 1 ms is chosen. The camera is positioned in front of the calibration target and the optical axis is approximately normal to the sample surface. Images are shot at room temperature. As the speckle and background do not have similar emissivities they provide enough gray level contrast for DIC purposes.

3. I-DIC algorithm: gray level and blur corrections

Figure 1 shows the differences between the distortion-free calibration target and the image acquired with the IR camera. The aim of the present paper is to propose a registration procedure that allows for the registration of those images at best.

3.1. *Gray level correspondence*

In this subsection, a general relationship between the numerical calibration target (i.e., gray level reference f) and experimental image (gray level distorted g) is proposed accounting for contrast, brightness and blur variations. This equation will then be implemented in an I-DIC code as a relaxation to the gray level conservation. It is chosen to correct the numerical (reference) image to avoid altering the raw experimental information.

The histogram of the experimental IR frame (shown in Figure 2(c)) allows a first rough determination of the gray level correspondence to be found between the reference and IR images. Figure 2(a-b) shows a zoom over the central part of the images of Figure 1, which is close to the optical axis where the optical distortions are minimal [22], and where the binary model has been constructed with the two gray levels determined from the histogram (Figure 2(c))

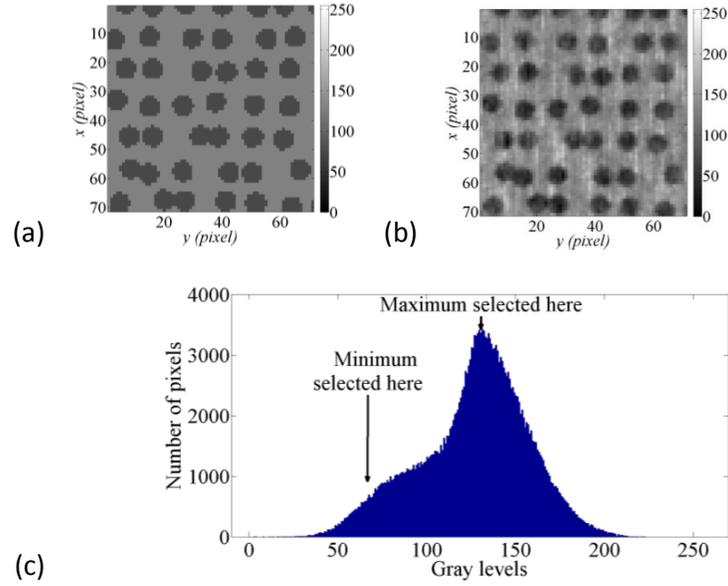


Figure 2: Regions of interest of the (a) numerical and (b) experimental images. (c) Gray level histogram of the whole experimental image scaled down to a 8-bit dynamic range. The arrows show the two gray levels chosen for the binarization

After a rigid body motion correction and rescaling, these images should ideally coincide after a linear adjustment of gray levels. However this transformation is not the most faithful description of their relationship. In quantitative terms, the mean residual error, which is defined as the root mean square (RMS) of the gray level differences, is equal to 21 % of the dynamic range of the picture. Similarly, the gray level histogram shows that the image is far from the bimodal gray level distribution that would be anticipated from such a simple linear correspondance.

Blur is described as a convolution between the ideal (sharp) image and a blurring kernel, G

$$g(x, y) = (G * f)(x, y) \quad (1)$$

The most elementary description of isotropic blur consists of choosing a Gaussian for the kernel. A finer description involves multiple Gaussians of different width. Let us introduce

$$G_i(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (2)$$

with $\sigma_i = i$ with $i = 1, \dots, N$ is the width (in pixels), and N the number of Gaussian functions. It is convenient to include in this series G_0 , the limit of the Gaussian when σ tends to 0, that is a Dirac distribution, such that $G_0 * f = f$. Hence, blur, brightness and contrast modulations are proposed to be described as

$$g(\mathbf{x}) = a + b_i(G_i * f)(\mathbf{x}) \quad (3)$$

It is noteworthy that taking into account a and b_0 only corresponds to the classical gray level adjustment that is implicitly assumed using the ZNSSD (Zero-mean Normalized Sum of Squared Differences) criterion classically used in local DIC (see [1] for a detailed discussion of such criteria). Thus the introduction of non zero indices i can be seen as an extension to global schemes. Moreover, the above expression is a linear combination of deterministic functions $G_i * f$ that can be pre-computed and thus Equation (3) is nothing but a linear regression.

Using three Gaussian kernels $i = 0, 1, 2$ and a gray level offset a (brightness adjustment) allows to match at best the target and IR images in their central part. Figure 3 shows the residuals obtained before and after histogram readjustment and with one Gaussian kernel ($N = 1$). The RMS residual when no gray level corrections (NGLC) are performed is equal to 48 %. It decreases to 11 % of the dynamic range when a simple readjustment is performed with no blurring kernel ($N = 0$). It is further reduced

to 10 % after a blurring kernel is applied to the readjusted reference image. Resorting to a larger number of blurring kernels does not improve the result.

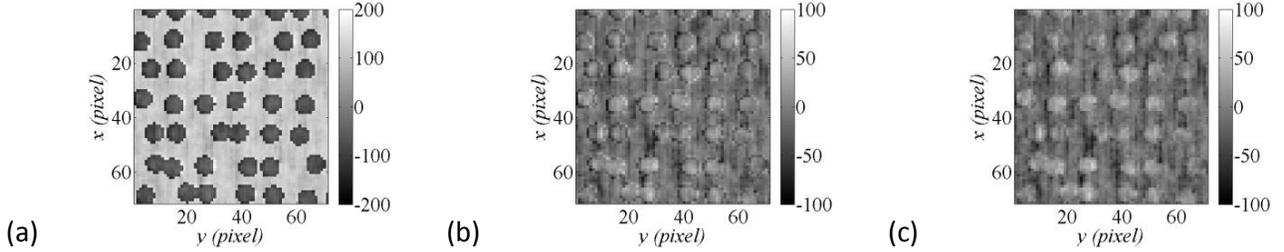


Figure 3: Gray level residuals obtained (a) before, (b) after histogram readjustment (and no blurring kernel, i.e. $N = 0$), and (c) one Gaussian kernel ($N = 1$)

When considering the entire field of view, Figure 1 shows that such a form is not sufficient to account for the gray level transformation since the brightness varies spatially. One can also note that the blurring effect is more pronounced close to the image border. Hence, it is proposed to generalize the above form to

$$g(\mathbf{x}) = a(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i(\mathbf{x})(G_i * f)(\mathbf{x}) \quad (4)$$

It is to be noted that without any further restriction on the variability of a and b , the flexibility of such a transformation becomes detrimental to the determination of a kinematic field when the latter will be considered. To limit the variability of these parameters, a set of M smooth functions φ_j is introduced and the parameters are sought under the following restricted form

$$a(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^M a_j \varphi_j(\mathbf{x}) \text{ and } b_i(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^M b_{ij} \varphi_j(\mathbf{x}) \quad (5)$$

Let us finally note that a non-uniform blur that would correspond to a spatially varying width σ of the blurring kernel may, with an arbitrary quality, can be approximated by the above spatially modulated weights $b_i(\mathbf{x})$ of constant width convolutions. Hence the spatially varying gray level correspondence and blurring effects are captured by the set of parameters (a_j, b_{ij}) .

3.2. I-DIC code

In this subsection, the I-DIC algorithm is detailed. An equivalent formulation of the previously derived equation (4) relating both reference and distorted images is used, with the additional feature of accounting for a displacement field. In the sequel, the displacement field will be in fact a distortion field that describes the mispositioning of points from the reference target to the actual image. The sum of squared differences

$$\eta = \sum_{ROI} \left(a(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i(\mathbf{x})(G_i * f)(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})) \right)^2 \quad (6)$$

is to be minimized over the region of interest (ROI). As mentioned above, the unknowns (a, b_i) have a spatial variability constrained to a set of M a priori chosen fields φ_j . Similarly, in the spirit of global DIC approaches [15], the displacement field is also expressed as a linear combination of P chosen (vector) fields $\boldsymbol{\psi}_k$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^P u_k \boldsymbol{\psi}_k(\mathbf{x}) \quad (7)$$

The solution of this minimization is obtained thanks to a Newton-Raphson algorithm based on successive linearizations and corrections. At each iteration n of the Newton-Raphson procedure, a linear problem is solved. It consists of $(N + 2)M + P$ equations, where M is the number of polynomial fields φ_j used for gray level corrections, $(N+1)$

the number of Gaussian kernels (the additional 1 comes from $i = 0$), and P is the number of distortion fields $\boldsymbol{\psi}_k$.

The linear system (to be recomputed at each step n) reads

$$[\mathbf{M}^n]\{\boldsymbol{\delta u}\} = \{\mathbf{b}^n\} \quad (8)$$

or

$$[\sum_{ROI}\{\mathbf{m}(\mathbf{x})\}^t \{\mathbf{m}(\mathbf{x})\}]\{\boldsymbol{\delta u}\} = \{\sum_{ROI}\{\mathbf{m}(\mathbf{x})\}^t (f^n - g^n)(\mathbf{x})\} \quad (9)$$

where all the corrections to the unknown amplitudes are gathered into a single vector $\{\boldsymbol{\delta u}\}$

$$\{\boldsymbol{\delta u}\}^T = \{\delta a_j, \delta b_{ij}, \delta u_k\} \quad (10)$$

vector $\{\mathbf{m}\}$ reads

$$\{\mathbf{m}(\mathbf{x})\} = \{\varphi_j(\mathbf{x}), \varphi_j(\mathbf{x})(G_i * f)(\mathbf{x}), \boldsymbol{\psi}_k(\mathbf{x}) \cdot \nabla g^n(\mathbf{x})\} \quad (11)$$

and $g^n(\mathbf{x})$ is the deformed image corrected by the current determination of the displacement

$$g^n(\mathbf{x}) = g(\mathbf{x} + \mathbf{u}^n(\mathbf{x})) \quad (12)$$

where $\mathbf{u}^n(\mathbf{x})$ is the current estimate of the displacement field. The updating step of g constitutes the non-linear part of the problem. The current corrected reference is expressed as

$$f^n(\mathbf{x}) = a^n(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^N b_i^n(\mathbf{x})(G_i * f)(\mathbf{x}) \quad (13)$$

where $a^n(\mathbf{x})$ and $b_i^n(\mathbf{x})$ are the current estimates of the brightness and contrast correction fields. The iterative algorithm is driven up to the stage where the incremental changes in the gray level or displacement parameters become lower than a chosen threshold (10^{-5} in the present case). Table 1 shows the set of displacement fields $\boldsymbol{\psi}_k$ used in this study. They follow the standard classification of the main components of optical distortions [22], [23] as discussed in Ref. [12]. Distortion fields are then expressed in coordinates (x_r, y_r) whose origin is the optical axis while the additional fields are expressed in terms of the image coordinates (x, y) [12]. Let L denote a characteristic length (e.g., width or height of the image expressed in pixels). The dimensionless coordinates are then defined as $(X = x/L, Y = y/L)$ and $(X_r = x_r/L, Y_r = y_r/L)$ to ensure a good conditioning of the linear systems to be solved [12].

Table 1: Kinematic fields used for distortion estimation in dimensionless coordinates [12]

Designation	Interpolation fields
Translations along X and Y directions	$\psi_{1x} = 1$ and $\psi_{1y} = 0$ $\psi_{2x} = 0$ and $\psi_{2y} = 1$
Linear transformation in X	$\psi_{3x} = X_r$ and $\psi_{3y} = 0$ $\psi_{4x} = 0$ and $\psi_{4y} = X_r$
Linear transformation in Y	$\psi_{5x} = Y_r$ and $\psi_{5y} = 0$ $\psi_{6x} = 0$ and $\psi_{6y} = Y_r$
Decentering along X	$\psi_{7x} = (-3X_r^2 + Y_r^2)$ and $\psi_{7y} = 2X_rY_r$
Decentering along Y	$\psi_{8x} = 2X_rY_r$ and $\psi_{8y} = (-3X_r^2 + Y_r^2)$
Prismatic along X	$\psi_{9x} = (X_r^2 + Y_r^2)$ and $\psi_{9y} = 0$
Prismatic along Y	$\psi_{10x} = 0$ and $\psi_{10y} = (X_r^2 + Y_r^2)$
Radial distortion	$\psi_{11x} = X_r(X_r^2 + Y_r^2)$ and $\psi_{11y} = Y_r(X_r^2 + Y_r^2)$

The brightness, contrast and blur corrections are modulated by fields set to low order polynomials up to degree 2. In the following, various combinations as detailed in Table 2 will be used and probed.

Table 2: Interpolation fields used for gray level corrections and blurring effects

Designation	M	Interpolation fields
Constant	1	$\varphi_1 = 1$
Linear	3	$\varphi_2 = X, \varphi_3 = Y$
Bilinear	4	$\varphi_4 = XY$
Order 2	6	$\varphi_5 = X^2, \varphi_6 = Y^2$

4. Artificial test cases

In order to validate the I-DIC code, numerical test cases are analyzed in which distortions and gray level variations are artificially applied. The application of distortion fields is performed by moving the dot center position of a given displacement field parameterized by the corresponding amplitude. The size (and shape) of the dots is not altered. However, as small strains will be considered, and because of blur that is present in the image, this omission has no influence. Based on prior tests performed on an IR camera with an arbitrary distortion basis, a set of representative values has been selected to create this synthetic test. Table 3 summarizes the values of non-zero parameters chosen for the test. They involve only rigid body motions, radial and prismatic modes. The decentering is determined through the distortion center position (X_0, Y_0) . The images are interpolated with linear functions and encoded in 8-bit.

4.1. Distortion analysis

A first test case is used where only distortions are applied. Both reference and distorted images have the same gray level distributions. The images have a definition of

1000 × 1000 pixels. Table 3 lists the prescribed and measured distortion parameters on binary images.

Table 3: Prescribed and measured distortion parameters (expressed in pixels)

Designation	Prescribed	I-DIC
Rigid body motions along X	0.200	0.206
Rigid body motions along Y	0.220	0.225
Radial along X and Y	5.66	5.68
Prismatic along X	0.10	0.06
Prismatic along Y	-1.55	-1.54
X_o position	420	419
Y_o position	350	354

The gap between the prescribed and determined parameters is very small since the L2-norm of the translation or distortion parameters difference (first two lines or three following lines of Table 3) is 5.5×10^{-3} pixel for rigid body motions and 2.6×10^{-2} pixel for distortion parameters.

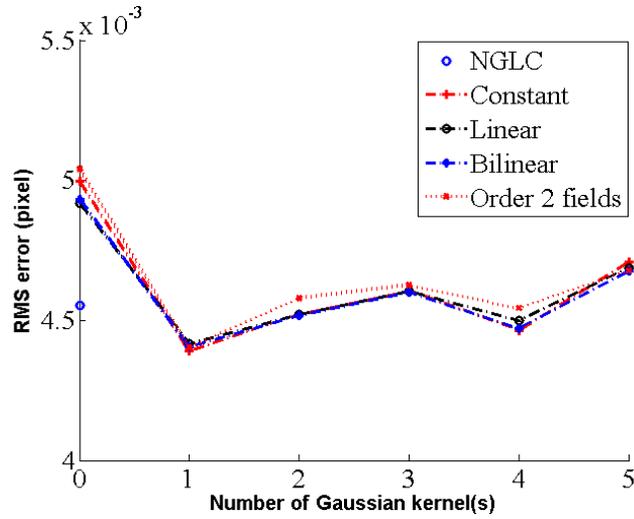


Figure 4: RMS difference between the prescribed displacement field and the measured results for different settings of I-DIC (binary distorted image)

When the I-DIC code is run without any gray level correction the RMS level reaches $4.7 \cdot 10^{-3}$ pixel (Figure 4). This result shows that very small differences occur (between the different strategies of gray level corrections), thereby fully validating the I-DIC code. The gray level residuals (see Figure 5) decrease as soon as blurring functions are added. The dimensionless RMS varies from 12% with no gray level correction (NGLC) to 11.4 % for any tested number M of supporting fields for brightness and contrast corrections. As soon as one blurring kernel is added the mean residual drops to 8.8% of the dynamic range and decreases only slightly with the addition of more blurring kernels.

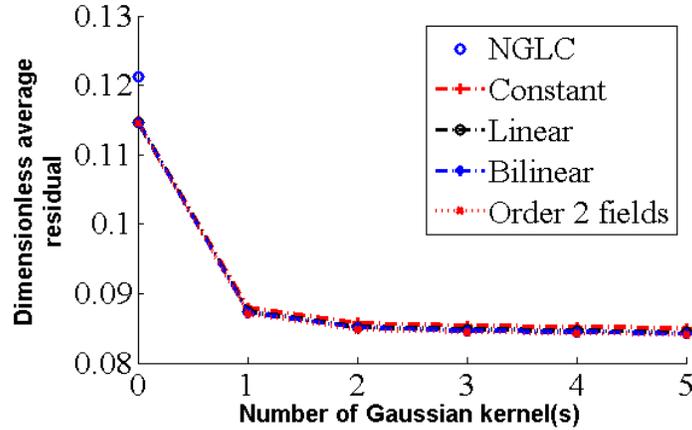


Figure 5: Nominal DIC residual error with the different types of gray level and blur corrections (binary distorted image)

Because the synthetic image is generated using a sub-pixel interpolation scheme, the boundary of the dots is no longer sharp. Therefore blurring the reference image, produces a smoother image and hence a more faithful interpolation. Nonetheless the values of the gray level errors are still high (8% of the dynamic range) while registering binary images. To reduce the residual levels, it is possible to blur not only the reference but also the distorted images, and to perform similar calculations. The results are very similar in terms of the sought parameters and displacement field. The RMS difference between the results obtained with two binary or two blurred images is $1.2 \cdot 10^{-4}$ pixel. The gray level residuals are significantly reduced (namely from 8% to 1.9% for the dimensionless average residuals in the previous case). It is important to comment on the apparent paradox of the usefulness of blurring herein. Blurring an image induces some loss of information on a general ground. However, image registration is only based on image features that are shared by the different images. The purpose of blurring then is to remove a part of the signal that is present in one single image in order to isolate only shared features. Thus, for DIC purposes (and not for other usages), the only “lost”

information is the one that would have fooled registration and induced error.

4.2. Gray level variations

In the following case (Figure 6) the distorted image has gray level variations along the y axis following a sine like function

$$a(x, y) = 78 \cdot \sin\left(\frac{2\pi y}{1500}\right) + 78 \quad (14)$$

when a is expressed in gray levels, and y in pixels. The image is also blurred uniformly with 2 blurring kernels and corrupted by Gaussian white noise (of standard deviation equal to 5.8 gray levels).

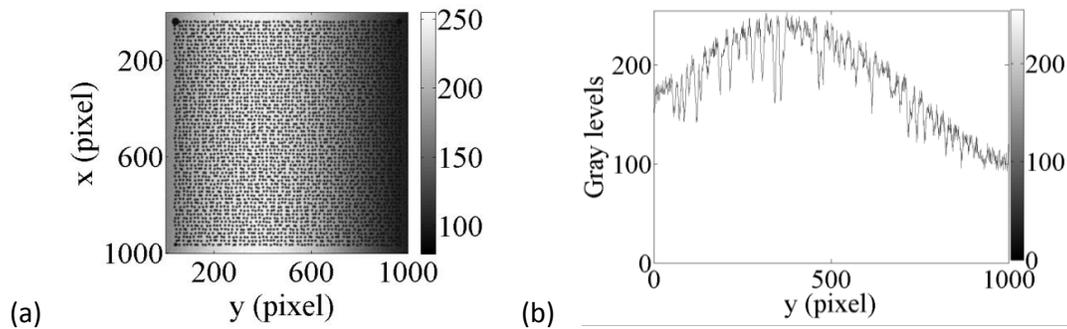


Figure 6: (a) Distorted image biased by sine-like gray level variations along the y-direction, blur and noise and (b) its gray level profile

This critical case allows the code to be tested but also the error to be assessed when no gray level readjustments are performed. Similar distortion parameters as in the previous case are then applied in addition to the other sources of error. The choice of using sinusoidal gray level variations is to check the robustness of the proposed approach since the present I-DIC code uses polynomial fields. Adding noise will permit to be as close as possible to real cases where the acquisition is corrupted by noise.

The first analysis is performed on the determination of the center position X_o (equivalent results are obtained for the position Y_o) prescribed to be 410 pixels. This analysis will highlight which gray level correction basis provides the best estimates of this parameter (Figure 7). NGLC-DIC provides a gap of 35 pixels on the determination of the X_o position. If gray level corrections are introduced with a uniform field ($M = 1$) the gap reduces to 17 pixels. If linear or bilinear bases ($M = 3, 4$) are used, the determined X_o position is 405 pixels (instead of 410 pixels) but drifts away to 400 pixels when 4 blurring kernels are added. When fields of order 2 are added ($M = 6$) the determined positions are very close to the prescribed ones (i.e., the gap is less than 5 pixels after one blurring kernel is added, and does not change when more blurring kernels are considered).

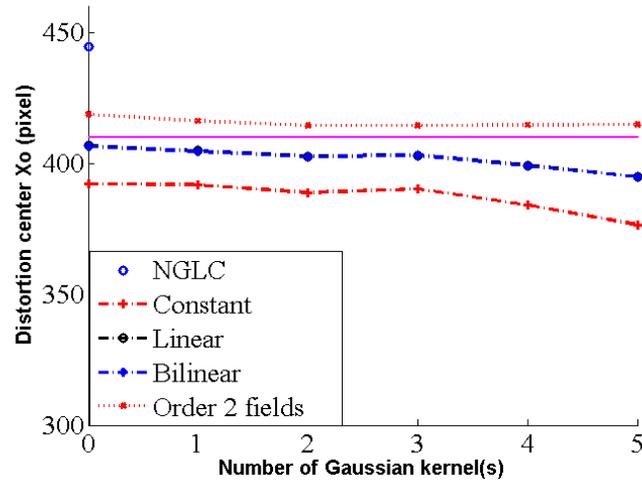


Figure 7: Distortion centre position X_o (pixel) for different gray level and blur correction functions (biased and distorted image)

The same comparison is performed on the radial distortion parameter in Figure 8. When NGLC is considered the error on the radial parameter determination is as high as 1.75 pixel. The constant, linear and bilinear fields ($M = 1-4$) allow to approach the

parameters reducing the error down to 0.7-0.4 pixel, respectively. It tends to increase above 3 Gaussian kernels up to 0.9-0.6 pixel. As soon as fields of order 2 ($M = 6$) are used the gap is reduced 0.1 pixel for any number of blurring kernels. This trend is comparable to the accuracy observed in the binary case. The parameter determination is not very sensitive to blur corrections when they are added. The order 2 fields used for gray level corrections provide a better estimate of the radial parameter. This is also illustrated by the center position, which is dependent on both prismatic and radial parameters.

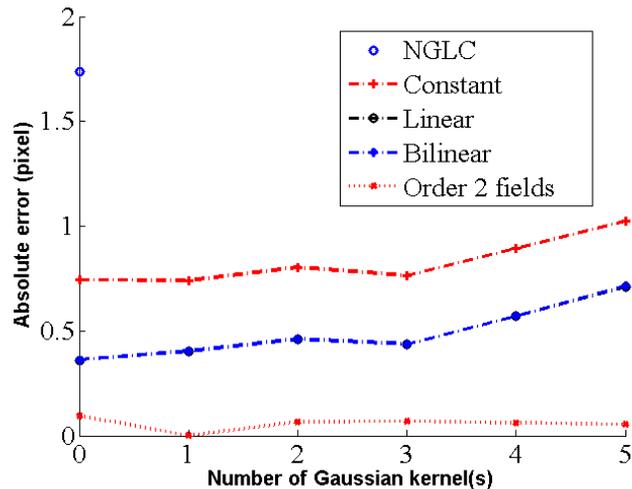


Figure 8: Absolute error on the radial parameter (biased and distorted image) for different gray level corrections and blurring kernels

The displacement fields are analyzed for different corrections. The RMS difference between the measured and the prescribed fields are plotted in Figure 9. With a standard I-DIC code the RMS level amounts to 1.5×10^{-1} pixel, which is a high value given the fact that only distortion parameters are determined [12]. If constant fields are used the RMS error decreases to 6.5×10^{-2} pixel, and increases to higher

values (9.0×10^{-2} pixel) for more than 3 blurring kernels. The linear and bilinear fields provide RMS levels of 5.7×10^{-2} pixel and again increase to 9.0×10^{-2} pixel for more than 3 Gaussian kernels. Using higher order polynomial fields decreases the RMS error to 2.0×10^{-2} pixel and 6×10^{-3} pixel (these levels have to be compared with the previous results on binary images). The blurring fields do not affect much the RMS error for more than two kernels.

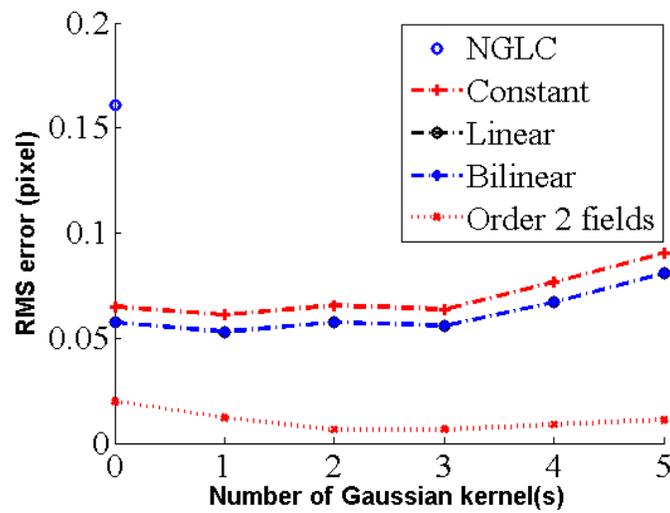


Figure 9: RMS difference between the prescribed displacement field and the measured results for different settings of I-DIC (biased and distorted image)

The gray level errors are a way of characterizing the quality of the measured displacement field when the latter is *a priori* unknown. When NGLC is applied the RMS residual is 38 % of the dynamic range. It then reduces to 22.6 % with a constant interpolation field and when considering blurring kernels it further decreases to 22 %. For linear and bilinear interpolations the mean errors are lowered to 18.5% and to 16 % when blurring functions are added. The gray level residual for order 2 fields is equal to

10 % before adding Gaussian kernels and 4 % thereafter. It is clearly advantageous for the gray level residuals to add blurring kernels.

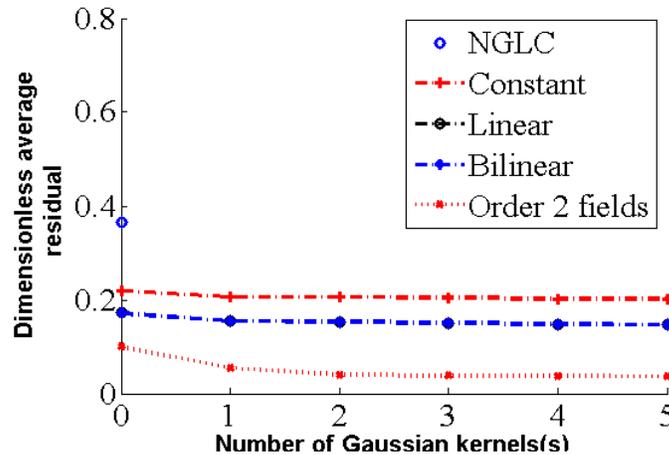


Figure 10: DIC residual for different types of gray level and blur corrections (biased and distorted image)

Thus it appears as very important to include shape functions of order 2 for the gray level modulations. The number of blurring kernels past the first or second ones play a more modest role. If not enough shape functions are considered to account precisely for inhomogeneous illumination, further degrees of freedom such as an increase in the number of blurring kernel appears detrimental to the residual level. This effect shows that when images cannot be perfectly registered, additional inadequate degrees of freedom that may have expected to be neutral are in fact prejudicial.

The choice of field order and number of blurring kernels may depend on the analyzed images. Even if the user introduces more degrees of freedom than needed the I-DIC code provides good results as proven by the test case on binary images. For instance the IR image (Figure 1) shows gray level variations and blur. The edges are more prone to such variations than the center, this is well approached by fields of order

2 and two blurring kernels should be sufficient. This suggestion is tested in the next part.

5. *Application to IR image*

Having validated the whole procedure on artificial test cases, the I-DIC analysis is now applied to actual IR pictures. The acquired images are compared to binary references having gray level amplitudes ranging from 0 to 255 (i.e., 8-bit digitization). Comparisons with a global DIC calculation with no *a priori* knowledge of the displacement fields will also be performed. This will be an additional validation step of I-DIC.

The gray level corrections are illustrated in Figure 11 starting from the raw reference image when correction for gray level differences and blur are performed. The first image corresponds to the binary reference (Figure 11(a)). The second is a corrected reference image when a second order field is chosen and no blur is accounted for (Figure 11(b)). The third image is accounting for gray level variations and blur (with 2 blurring kernels, see Figure 11(c)). The last image is the experimental acquisition (Figure 11 (d)).

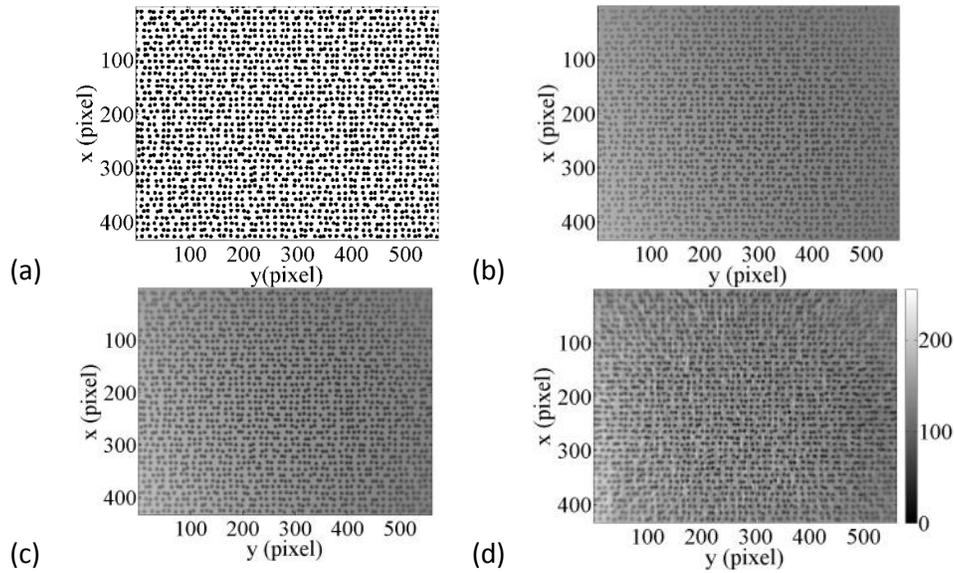


Figure 11: Reference image (a) when no corrections are performed, (b) with corrections using order 2 fields with no blurring kernels and (c) with blurring kernels. (d) Experimental IR picture

As more corrections are added, the global aspect of the reference image looks more similar to the one acquired by the IR camera. These results are analyzed with the gray level histograms of each presented image. A large difference between the histograms of the binary and the experimental image is observed when Figure 12(a) is compared to Figure 12(d). A clear improvement is observed by considering only gray level corrections (although with order 2 spatial modulations, Figure 12(b)) and the histogram is approaching the experimental one when blurring fields are added (Figure 12(c)).

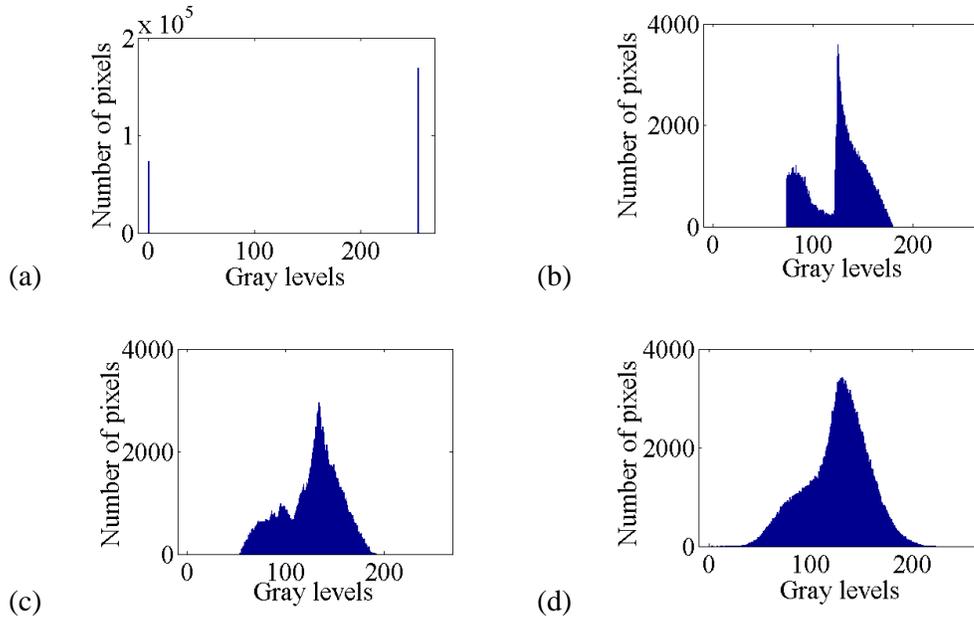


Figure 12: Gray level histograms corresponding to the four pictures shown in Figure 11

These observations are also supported by considering the gray level residual maps. Figure 13(a-b) correspond to an I-DIC analysis in which the gray level correction uses a constant field without and with blurring corrections (with 2 Gaussian kernels), respectively. The blurring corrections provide more homogeneous residual maps. The results of Figure 13(c-d) are obtained when considering gray level corrections with second order fields without and with blurring kernels, respectively. Increasing the order of the fields decreases the gray level residual map (see Figure 13 (a-c)). Adding blurring kernels yields a more homogeneous residual map.

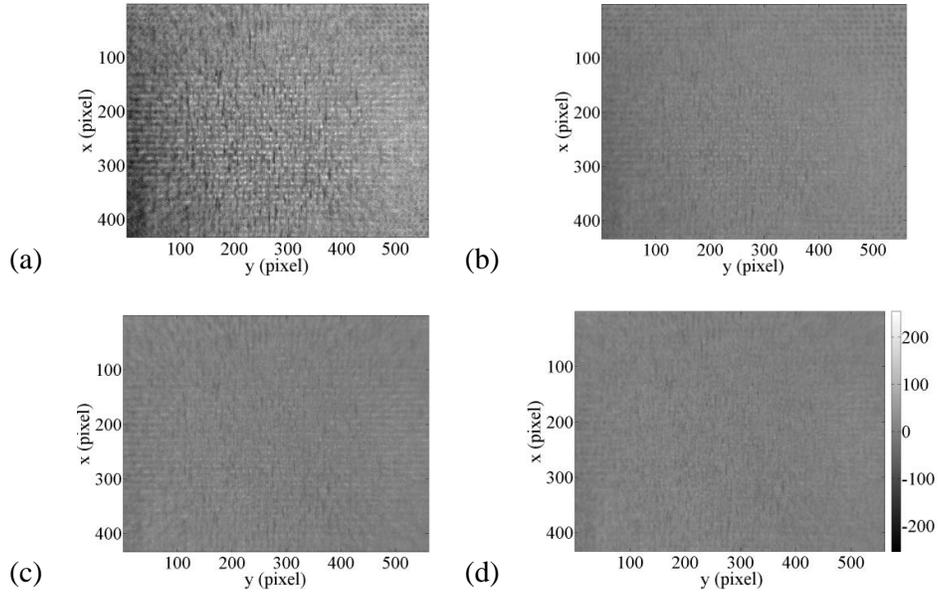


Figure 13: Gray level residuals for distortion estimations of the IR camera when gray level corrections are performed with (a) constant fields, and (b) 2 blurring kernels, (c) second order fields and (d) with blurring kernels

The mean dimensionless residual is plotted for the different sets of gray level and blur readjustments in Figure 14. The method with NGLC is converging with a final dimensionless residual of 38%. Once corrections are considered, the residuals are reduced with the order of the polynomial field to the correct gray levels. The mean dimensionless residual is equal to 8 and 7 % of the dynamic range respectively for constant fields without and with blurring kernels (Figure 13 (a-b)). They are significantly reduced to reach levels of the order of 6 % and 4% for second order fields without and with blur corrections (Figure 13 (c-d)). The addition of one blurring kernel is sufficient to reach quasi uniform correlation residuals.

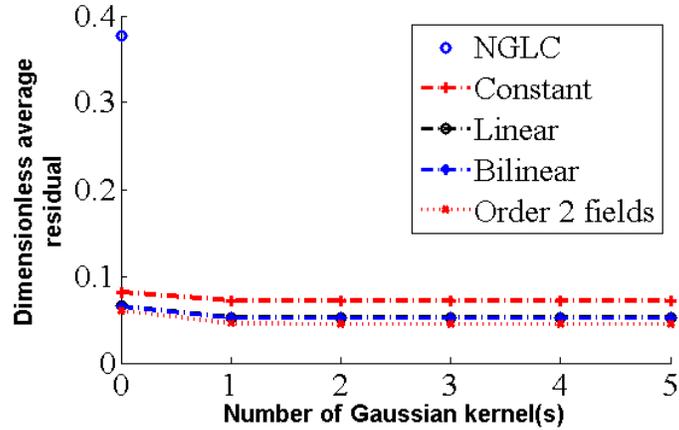


Figure 14: Dimensionless gray level residual with different types of gray level and blur corrections for the IR image

It is worth noting that the correlation residuals are still greater than those only associated with acquisition noise (0.4 %), which is an indication of a model error of the distortions. In the proposed method, only first order expansions of distortions are considered, which seems to be sufficient to consider most of the effects. As discussed in Ref. [12], nonparametric bases (e.g., cubic B-splines of different orders) can also be used to account for distortions, leading to lower gray level residuals.

It has been shown that the gray level corrections are well approached by I-DIC through the histograms or residual error analyses. The latter is representative of the quality of the registration in terms of gray level conservation but also on the displacement field determination. Therefore to test the validity of the gray level corrections of the I-DIC approach, an additional check is performed by using a general purpose DIC code with no *a priori* knowledge on the kinematic fields. The code used herein is based on a regularized finite element discretization composed of 3-noded triangles (i.e., RT3-DIC [24], which was already used to analyze the distortions of SEM pictures). The T3 element size is equal to 5 pixels with a regularization length of

128 pixels. The results are compared to the best results provided by the I-DIC approach (i.e., with the lowest gray level residual).

The measured displacement fields are very close in terms of shape and level (see Figure 15). Even though the RT3-DIC code only corrects for brightness and contrast deviations using constant fields, the dimensionless gray level error is equal to 34%. If no regularization were used RT3-DIC would not converge since the element size is too small. The measured results are similar when a regularisation length of 256 or 64 pixels is used. The RMS difference between the two sets of regularization lengths is about 0.01 pixel, which is very low. Using one regularisation length or another will not affect the final conclusion concerning the I-DIC results. Therefore only the kinematic fields obtained with a regularization length of 128 pixels are compared to the I-DIC results obtained with different gray level corrections.

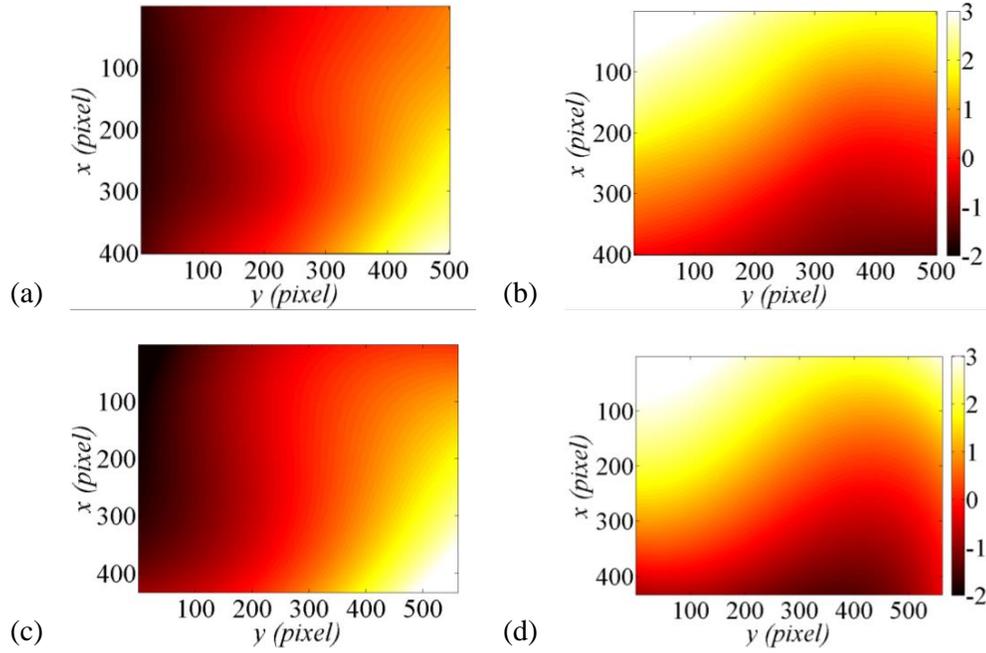


Figure 15: Measured displacement fields with RT3-DIC along (a) y and (b) x directions, and I-DIC approach with second order fields and 2 Gaussian kernels along (c) y and (d) x directions for the IR image

The RMS difference between the measured displacement fields via RT3-DIC and the different sets of gray level and blur corrections in I-DIC are plotted in Figure 16. When no gray level corrections are applied in the I-DIC method, the RMS difference is equal to 0.18 pixel. It decreases to 0.13 pixel for constant, linear and bilinear interpolation fields. For the order 2 fields of gray level interpolation in the I-DIC method, the RMS difference decreases to 0.12 pixel. Adding blur slightly increases the RMS difference. From constant to bilinear fields, similar results are obtained in terms of RMS difference on the displacement fields. Whereas when NGLC is applied or second order fields are used the RMS difference varies compared with the I-DIC result obtained with constant fields. This proves that correcting for gray level variations is influential on the measured displacement fields. The fact that RMS difference between

RT3-DIC and I-DIC is mostly insensitive to gray level corrections and blurring kernels is an indication that there is another cause at play. It is believed that most of the difference is due to errors associated with the distortion model. A similar observation was made when analyzing regular cameras [12] and SEM pictures [4].

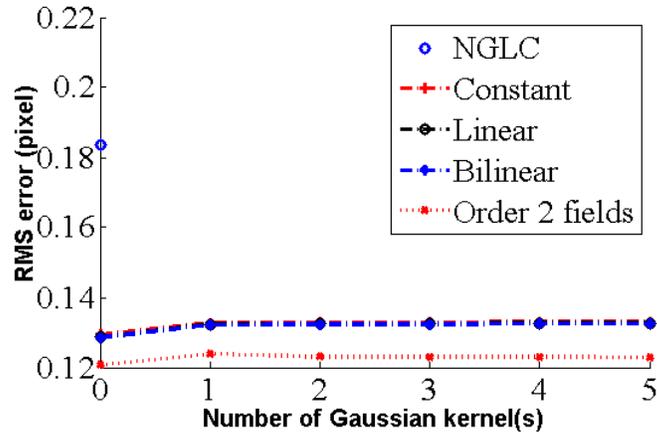


Figure 16: RMS of the difference between the displacement fields obtained for different set of the I-DIC and the RT3 approaches (IR images)

According to the previous test cases, fields of order 2 with one or two blurring kernels provided the best estimates of the sought parameters. This is well correlated with the gray level residuals. The DIC residual analysis has shown that the best results are provided by order 2 fields with one or two blurring kernel(s) for the analyzed IR image. The following discussions on the distortion fields will be conducted with this last result. It is worth mentioning that the RMS difference in terms of the measured distortion fields or parameters between a constant field and order two fields is as small as 0.02 pixel.

The distortion fields along the x and y directions are reported in Figure 17. The results show that the mathematical model proposed to describe distortions for visible

light images are also appropriate for IR images [25]. As expected, distortion amplitudes are higher near the borders of the images. The values can reach 2.4 pixels, which is equivalent to 144 μm in terms of physical dimensions. The distortion center coordinates are 196 and 222 pixels along X and Y directions, respectively. The radial distortion amplitude is equal to 3.7 pixels (considering a characteristic length [12] being the width of the analyzed ROI, namely 590 pixels) and the prismatic parameters are evaluated as -0.4 and -1.7 pixels. These levels are significant if an IR camera is to be used as measuring device.

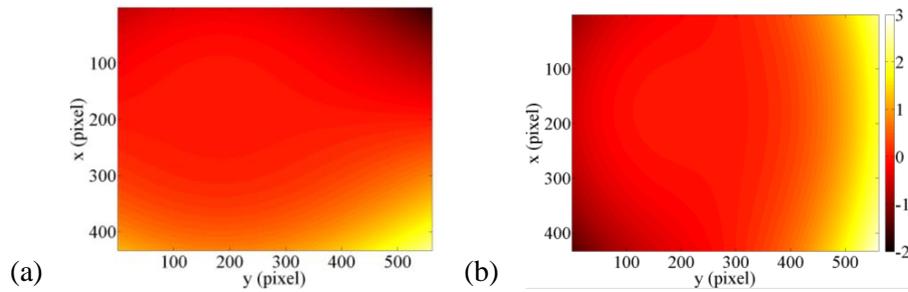


Figure 17: Distortion fields expressed in pixels along (a) y (horizontal) and (b) x (vertical) axes

5. Conclusions and Perspectives

It has been proposed to use an artificial reference to evaluate distortions of an IR camera. Such type of approach requires the gray levels to be adjusted when this picture is registered with experimentally acquired images. A new method is proposed to relax the brightness conservation usually considered in global DIC approaches. Moreover the method also accounts for blur. The performance of the I-DIC code has been determined via artificial test cases and the analysis of an IR image.

The test cases have shown the importance of considering spatially modulated gray level and blur corrections. For instance when a sine-like gray level variation, noise

and blur are applied, the I-DIC estimation with no gray level corrections leads to dimensionless residuals as high as 30% and can be as low as 2% when all the corrections are implemented. The former calculation yields an RMS error between the prescribed and measured distortion fields of 8.2×10^{-2} pixel, while the latter leads to a tenfold decrease (8.2×10^{-3} pixel) with fields of order 2.

I-DIC analyses have shown their robustness for different cases. In terms of gray level readjustments the code provides very good results for images shot with an IR camera (compared to numerically generated references images). The same trends are observed for the change of the dimensionless residuals when the various corrections are implemented. When no corrections are considered, very high levels are observed (i.e., 30%). They are reduced to 4 % when gray level and blur corrections are applied. The distortion fields using the pinhole perspective model were probed for an IR camera. Even though the final residuals are not reaching the noise level (meaning that some model error still remains) they account for most of the distortion effects.

This work provides and validates tools so that DIC can be used for registering images of different origins [13]. This opens the way to the association of images of the same scene as acquired by different imaging modalities, whereby common features can be used for registration and original features of each modality can be brought to the same referential to produce an enriched image.

REFERENCES

- [1] M. A. Sutton, J.-J. Orteu, and H. W. Schreier, *Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements*. Springer, 2009.
- [2] A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux, “One-shot Measurement of Thermal and Kinematic Fields: InfraRed Image Correlation (IRIC),” *Exp. Mech.*, vol. 52, no. 3, pp. 241–255, Mar. 2012.
- [3] M. A. Sutton, N. Li, D. C. Joy, A. P. Reynolds, and X. Li, “Scanning Electron Microscopy for Quantitative Small and Large Deformation Measurements Part I: SEM Imaging at Magnifications from 200 to 10,000,” *Exp. Mech.*, vol. 47, no. 6, pp. 775–787, Dec. 2007.
- [4] A. Guery, F. Latourte, F. Hild, and Stéphane Roux, “Characterization of SEM speckle pattern marking and imaging distortion by digital image correlation,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 1, p. 015401, 2014.
- [5] C. Li, Z. Liu, and H. Xie, “Novel scanning electron microscope bulge test technique integrated with loading function,” *Rev. Sci. Instrum.* 85 103709 2014.
- [6] J. Neggens, J. P. M. Hoefnagels, F. Hild, S. Roux, and M. G. D. Geers, “Direct Stress-Strain Measurements from Bulged Membranes Using Topography Image Correlation,” *Exp. Mech.*, vol. 54, no. 5, pp. 717–727, Jun. 2014.
- [7] I. Chasiotis and W. Knauss, “A new microtensile tester for the study of MEMS materials with the aid of atomic force microscopy,” *Exp. Mech.*, vol. 42, no. 1, pp. 51–57, Mar. 2002.
- [8] S. W. Cho, K. Jonnalagadda, and I. Chasiotis, “Mode I and mixed mode fracture of polysilicon for MEMS,” *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, vol. 30, no. 1, pp. 21–31, Jan. 2007.
- [9] K. Han and M. Ciccotti and S. Roux, “Measuring nanoscale stress intensity factors with an atomic force microscope,” *EPL Europhys. Lett.*, vol. 89, no. 6, p. 66003, 2010.
- [10] B. K. Bay, T. S. Smith, D. P. Fyhrie, and M. Saad, “Digital volume correlation: Three-dimensional strain mapping using X-ray tomography,” *Exp. Mech.*, vol. 39, no. 3, pp. 217–226, Sep. 1999.
- [11] S. Roux, F. Hild, P. Viot, and Dominique Bernard, “Three-dimensional image correlation from X-ray computed tomography of solid foam,” *Compos. Part Appl. Sci. Manuf.*, vol. 39, no. 8, pp. 1253 – 1265, 2008.
- [12] J.-E. Dufour, F. Hild, and S. Roux, “Integrated digital image correlation for the evaluation and correction of optical distortions,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 56, no. 0, pp. 121 – 133, 2014.
- [13] A. Charbal, J.-E. Dufour, F. Hild, M. Poncelet, and S. Roux, “Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras,” *Exp. Mech.*, submitted, 2015.
- [14] C. Sutour, J.-F. Aujol, C.-A. Deledalle, and B. de Senneville, “Edge-Based Multi-modal Registration and Application for Night Vision Devices,” *J. Math. Imaging Vis.*, vol. 53, no. 2, pp. 131–150, Oct. 2015.
- [15] F. Hild and S. Roux, “Digital Image Correlation,” in *Optical Methods for Solid Mechanics : A Full-Field Approach*, Wiley-VCH, Berlin (Germany). P. Rastogi and Editor E. Hack (Edts.), 2012.
- [16] P. Lava, W. V. Paepegem, S. Coppieters, I. D. Baere, Y. Wang, and D. Debruyne, “Impact of lens distortions on strain measurements obtained with 2D digital image correlation,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 51, no. 5, pp. 576 – 584, 2013.
- [17] B. Pan, K. Qian, H. Xie and A. Asundi, “Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 6, p. 062001, 2009.
- [18] J. Zhao, D. Zhao, and Z. Zhang, “Calibration and correction of lens distortion for two-dimensional digital speckle correlation measurement,” *Optik - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 124, no. 23, pp. 6042 – 6047, 2013.
- [19] B. Beaubier, J.-E. Dufour, F. Hild, S. Roux, S. Lavernhe, and K. Lavernhe-Taillard, “CAD-based calibration and shape measurement with stereoDIC,” *Exp. Mech.*, vol. 54, no. 3, pp. 329–341, Mar. 2014.

- [20] R. A. Hummel, B. Kimia, and S. W. Zucker, *Deblurring Gaussian Blur*. Courant Institute of Mathematical Sciences. Computer Science Department, 1986.
- [21] R. Szeliski, *Computer Vision: Algorithms and Applications*. Springer, 2010.
- [22] D. C. Brown, “Decentering distortion of lenses,” *Photogrammetric Engineering*, pp. 444–462, 1966.
- [23] D. C. Brown, “Close-range camera calibration,” *Photogrammetric Engineering*, pp. 855–866, 1971.
- [24] Z. Tomicevic, F. Hild, and S. Roux, “Mechanics-aided digital image correlation,” *J. Strain Anal. Eng. Des.*, vol. 48, no. 5, pp. 330–343, 2013.
- [25] G. Gaussorgues, *La thermographie infrarouge*, 4th ed. TEC&DOC, 1999.

List of figures

Figure 1: (a) Acquired (with IR camera) and (b) reference images of the calibration target.....	5
Figure 2 :ROIs of the (a) numerical and (b) experimental images and (c) the gray level histogram of the whole experimental image scaled down to a 8-bit dynamic range. The arrows show the two gray levels chosen for the binarization–	7
Figure 3 : Residuals obtained (a) before and (b) after histogram readjustment (and no blurring kernel i.e $i = 0$) and (c) a number of Gaussian mode $i = 1$	9
Figure 4: L2 norm of difference between the prescribed displacement field and the measured results for different settings of I-DIC (binary distorted image).....	16
Figure 5 : Nominal DIC residual errors evolution with the different types of gray level and blurring correction (binary distorted image)	17
Figure 6 : (a) Distorted image biased by sine-like gray level variation along the Y direction, blurring and noise and (b) its gray level profile	18
Figure 7 : Distortion centre position X_0 (pixel) for different gray level and blurring correction functions (biased distorted image)	19
Figure 8: Absolute error on the radial parameter (biased distorted image) for different gray level corrections and blurring kernels.....	20
Figure 9: RMS between the prescribed displacement field and the obtained results for different settings of I-DIC (biased distorted image).....	21
Figure 10: Nominal DIC residual errors evolution with the different types of gray level and blurring correction (biased distorted image).....	22
Figure 11: Reference image (a) when no corrections are performed, (b) corrections using order 2 fields with no blurring kernels and (c) with blurring kernels. (d) Experimental IR picture.....	24
Figure 12: Gray level histograms corresponding to the four pictures shown in Figure 11.....	25
Figure 13: Gray level residuals for distortion estimations of the IR camera when gray level corrections are performed with (a) constant fields, and (b) 2 blurring kernels, (c) second order fields and (d) with blurring kernels	26
Figure 14: Dimensionless gray level residual with different types of gray level and blurring corrections for the IR image.....	27
Figure 15: Measured displacement fields with RT3-DIC along (a) y and (b) x directions, and I-DIC approach with second order fields and 2 Gaussian kernels along (c) y and (d) x directions for the IR image.....	29
Figure 16: RMS of the difference between the displacement fields obtained for different set of the I-DIC and the RT3 approaches (IR images).....	30
Figure 17: Distortion fields expressed in pixels along (a) y (horizontal) and (b) x (vertical) axes.....	31

Annexe E

Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras



Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras

Ali Charbal, John-Eric Dufour, François Hild, Martin Poncelet, Ludovic Vincent, Stéphane Roux

► **To cite this version:**

Ali Charbal, John-Eric Dufour, François Hild, Martin Poncelet, Ludovic Vincent, et al.. Hybrid Stereocorrelation Using Infrared and Visible Light Cameras. *Experimental Mechanics*, Society for Experimental Mechanics, 2016, 56, pp.845 - 860. <10.1007/s11340-016-0127-4>. <hal-01383896>

HAL Id: hal-01383896

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01383896>

Submitted on 19 Oct 2016

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.

HYBRID STEREOCORRELATION USING INFRARED AND VISIBLE LIGHT CAMERAS

A. Charbal,^{**} J.-E. Dufour,^{*} F. Hild,^{*} M. Poncelet,^{*} L. Vincent^{*} and S. Roux^{*}

^{*}LMT, ENS Cachan / CNRS / Univ. Paris Saclay, 61 avenue du Président Wilson

F-94235 Cachan cedex, France

^{**}CEA, DEN, DMN, SRMA, F-91191 Gif sur Yvette cedex, France

Corresponding author: François Hild

Email: hild@lmt.ens-cachan.fr

Fax: +33 1 47 40 22 40

ABSTRACT: 3D kinematic fields are measured using an original stereovision system composed of one infrared (IR) and one visible light camera. Global stereocorrelation (SC) is proposed to register pictures shot by both imaging systems. The stereo rig is calibrated by using a NURBS representation of the 3D target. The projection matrices are determined by an integrated approach. The effect of gray level and distortion corrections is assessed on the projection matrices. SC is performed once the matrices are calibrated to measure 3D displacements. Amplitudes varying from 0 to 800 μm are well captured for in-plane and out-of-plane motions. It is shown that when known rigid body translations are applied to the target, the calibration can be improved when its actual metrology is approximate. Applications are shown for two different setups for which the resolution of the IR camera has been modified.

KEYWORDS: Calibration, Displacement, Resolution, Stereocorrelation

1. INTRODUCTION

In order to assess thermal fatigue occurring in nuclear power plants [1–3], a new experimental setup is developed for which thermal shocks are applied to stainless steel plates with a pulsed laser [4]. IR and visible light cameras are used to measure 2D kinematic and thermal fields, respectively [5]. The simulations [6] predict large out-of-plane strains during loading. To be able to capture out-of-plane motions, it is necessary to perform stereocorrelation (SC) [7]–[9]. For experimental reasons (see Appendix A), the setup developed to investigate thermal fatigue can only use two cameras. A hybrid system has to be implemented in order to measure as best as possible the 2D temperature and 3D kinematic fields with only two cameras. Therefore, it is proposed to perform SC by using these two cameras working at two different wavelengths. The challenges to be addressed are to use two imaging systems with different properties (i.e., pixel sizes, digital / gray level distribution and changes when the temperature evolves). The aim of this paper is to show that it is possible to perform SC with two very different imaging systems and this can be of interest for experimentalists that have to deal with similar constraints as those of the present setup. In particular, higher magnifications may prevent the use of more than two cameras to simultaneously measure 3D displacements and 2D temperature fields.

Some authors have proposed to perform 3D analyses using IR cameras in order to map the temperature on 3D objects [10], [11]. One of the advantages of projecting the temperature fields onto a 3D model is to be able to perform emissivity corrections since it depends on the observation angle [12]. Two CCD cameras and a technique exploiting the sensitivity of the sensors in the near infrared radiations allows SC and temperature measurements to be performed [13]. However, this technique is applicable for very high temperature experiments (i.e., above 300 °C). There is also a need for such coupled measurements at lower temperature levels [14]. This drives the experimentalists to use both imaging systems [15]–[22]. For instance, two cameras are used to evaluate kinematic and temperature heterogeneities in tensile tests on austenitic steel tubes [15], [16]. Their localizations are correlated when 2D thermal and 2D strain fields are compared. The encountered difficulty is to set both cameras to observe the same surface with no perspective distortion and yet being able to analyze the whole region of interest. Some strategies consist of analyzing two opposite surfaces [17], [18] when their thickness is thin enough to neglect through-thickness heterogeneities. This configuration allows one face to have high and uniform emissivities for IR purposes, and the other side to have a heterogeneous speckle pattern for digital image correlation (DIC) purposes. Similarly, the same type of approach is followed by resorting to the grid method to measure 2D motions [23,24]. Instead of performing

2D-DIC, it is also possible to resort to SC, say, to study crack initiation and propagation of steels under thermal shocks [23]. However, the Lagrangian correspondence of both fields is very delicate be it with 2D-DIC or SC coupled with IR analyses. Some authors [19]–[22] have proposed to use 2D-DIC to correct the position of the tracked physical points with the IR camera. This is performed by using a dichroic mirror [19] inclined at 45° allowing both IR and visible light cameras to be positioned perpendicularly to each other. By finding the projection matrix relating both imaging systems [20] the temperature fields are interpolated onto the deformed configuration. A position tracking procedure was also applied to measure large strains [24]. An alternative route consists of using a single IR camera [25], [26] to perform both temperature and kinematic field measurements by correlating IR images. It is referred to as IR image correlation, or IRIC. IRIC is based upon a gray level relaxation strategy in which the offset to the gray level conservation is interpreted in terms of temperature variations. The final aim of the present work is to extend such techniques to 3D displacement measurements coupled with temperature estimations on the same region of interest.

Even though some authors have proposed different ways to combine IR and visible light cameras, to the best of the authors' knowledge, there are no SC systems using both imaging devices for 3D motion analysis. It is proposed to develop such a hybrid SC system combining IR and visible light cameras. The spatiotemporal synchronization of both fields will therefore be ensured during the acquisition stage and the SC algorithm, and no further post-processing will be needed. The aim of the present paper is to show the feasibility of such a technique by applying Rigid Body Translations (RBTs) to an open book calibration target [27]. The temperature is kept constant even though methods exist to consider temperature changes [25]. It is also possible to measure temperature changes as digital level variations [13], [25]. Therefore a gray level relaxation accounting for brightness and contrast readjustments [7], [9], [28] takes into account such effects. An assessment of the uncertainty levels provided by the combination of both cameras is also performed.

The methodology proposed in Ref. [29] is followed and generalized. The latter allows to work in the parametric space of the mathematical representation of the object of interest (e.g., with Non-Uniform Rational B-Splines, or NURBS [30]). Since the master information is the numerical model of 3D surface and the slaves are the imaging systems, the calibration step enables for such differences to be dealt with quite naturally. In Ref. [31] it was shown that the 3D reconstruction can be performed on large industrial parts using the CAD model of the observed roof. Similarly, the projection matrices are estimated herein thanks to the 3D model of an open book target. As during this stage it is necessary to register the images acquired by two different imaging systems, the distortions [32], [33] of each camera are corrected. Different ways are available to calibrate cameras [27], [34]–[38]. Here a two-step calibration is preferred [38] to avoid nonlinear steps [35]. First the images are corrected from their respective distortions via integrated DIC [39]. Once the

images are distortion-free the projection matrices are determined iteratively assuming a linear projection from the 3D model onto the image planes. Once the 3D surface is reconstructed, it is possible to perform 3D displacement measurements. Using NURBS provides the advantage of measuring 3D surface motions and deformations with a low number of control points (i.e., kinematic degrees of freedom) via global SC [29].

The paper is organized as follows. First, the experimental setup and the mathematical description of the calibration target are introduced. Second, the calibration steps of the stereo rig are described by resorting to two different correlation procedures. Third, global SC is described to perform 3D displacement measurements. An integrated approach (I-SC) is also derived from the previous SC algorithm to estimate 3D RBTs. Last, the results obtained by applying RBTs to the calibration target are discussed.

2. EXPERIMENTAL SETUP

The stereo rig is composed of two imaging devices (Figure 1). First, an infrared camera (x6540sc made by FLIR) with a 640 x 512 pixel definition and operating in the spectral range of wavelength $\lambda = [3 \mu\text{m}-5 \mu\text{m}]$ is chosen. A 50-mm lens and a 12-mm extension ring are used. They provide a physical pixel size of 60 μm for a working distance of 18 cm. The integration time is set to 800 μs to be representative of the thermal fatigue experiments that will be monitored with such a system. In a similar spirit (Appendix A), a setup will also be tested with a high magnification lens (G1) reducing the physical pixel size to 15 μm for a working distance of 30 cm. Second, a visible light camera (MIRO M320S made by Vision Research) with a 1920 x 1080 pixel definition is also used. A Tamron SP AF180mm F/3.5 lens is chosen and leads to a physical pixel size equal to 10 μm when the working distance is set to 25 cm. The camera is sensitive to the wavelength range $\lambda = [0.4 \mu\text{m}-0.8 \mu\text{m}]$. The aperture is chosen to minimize blur effects due to the low depth of field of the lens. The exposure time is selected to be 1 ms and two 250-W Dedocool spotlights are used. The dynamic ranges of the IR and visible light cameras are 14 bits and 12 bits, respectively.

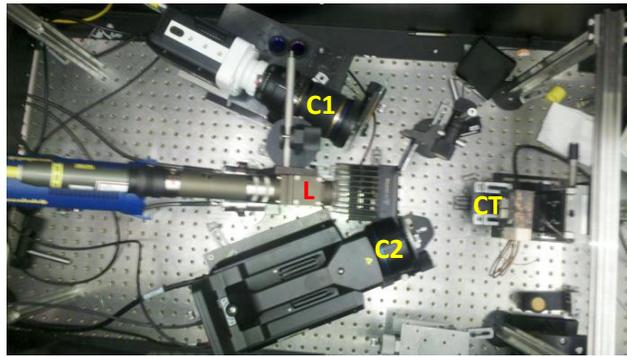


Figure 1: Top view of the hybrid stereo rig for thermal fatigue experiments: visible light (C1) and IR (C2) cameras are positioned for the calibration step. In the present case, the laser source (L) is located between the two cameras. The calibration target (CT) is mounted on a 3-axis stage

The first configuration is using a 3-axis stage (manually) prescribing RBTs along three perpendicular directions by steps of $10\mu\text{m}$. A second configuration is also used to apply these motions automatically (Figure 2). The latter prescribes translations with an uncertainty less than $1\ \mu\text{m}$ but only along one direction (i.e., out-of-plane axis in the present case).

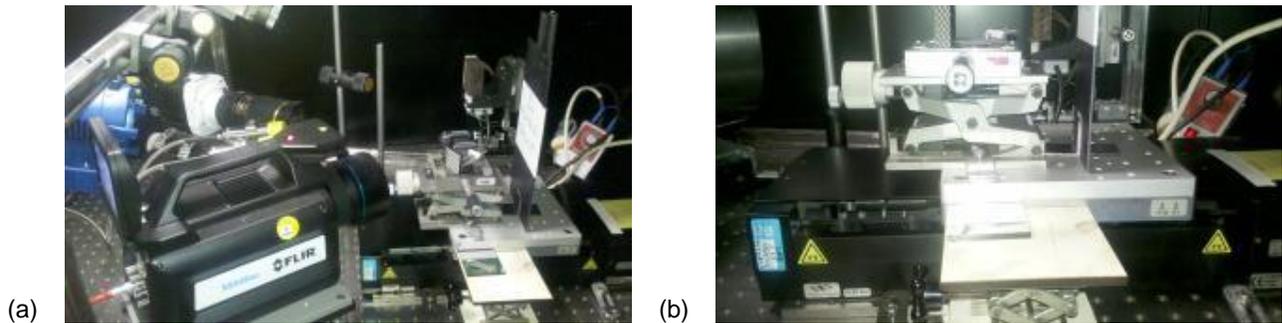


Figure 2: Hybrid stereo configuration where RBTs are applied manually (a) or with a motorized stage in the out-of-plane direction (b)

The 3D sample is an open book target made of aluminum alloy, which was used for the calibration of an ultrahigh speed experiment [27]. Its size is $30 \times 30 \times 1\ \text{mm}^3$ and the opening angle is 132° . The pattern is made of regular white and black squares of $2.5 \times 2.5\ \text{mm}^2$ area. Only an approximate metrology of the target is available. However it will be shown that it is possible to compensate for the absence of an accurate absolute scale factor from *displacement* measurements exploiting the translation stage itself.

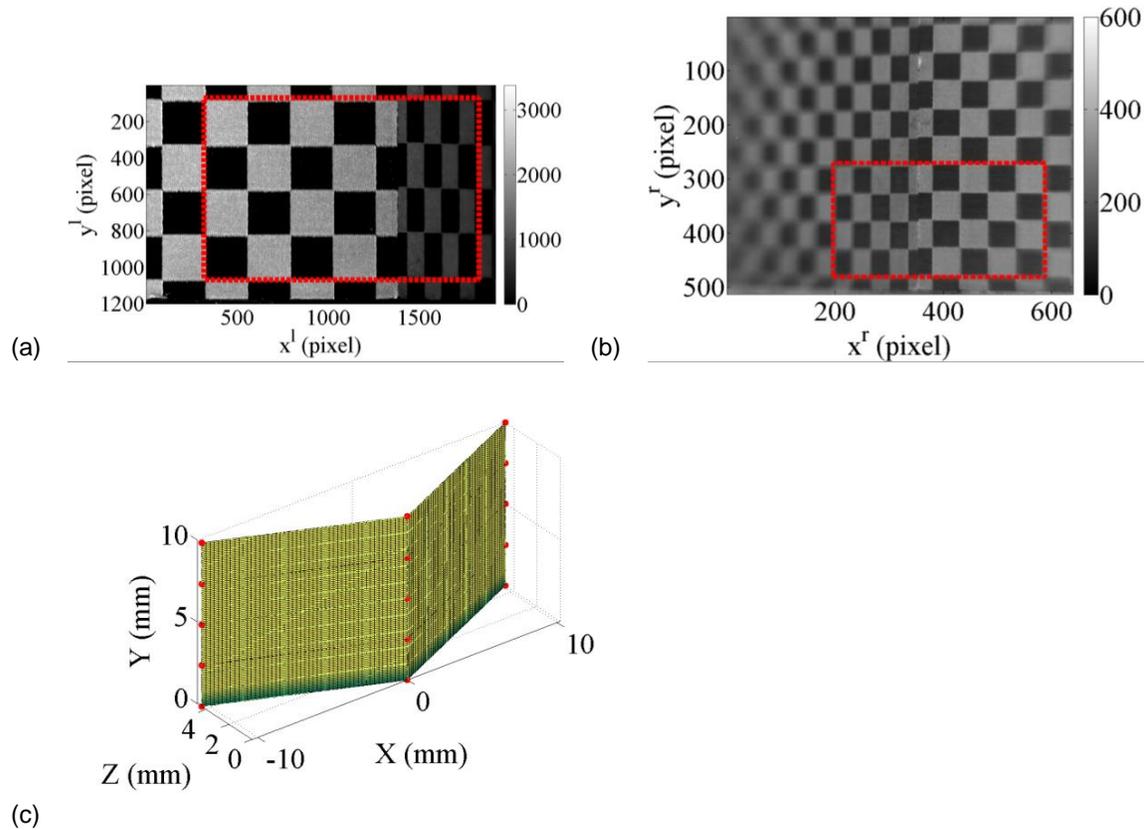


Figure 3: 3D calibration target captured by (a) the visible light and (b) the IR cameras. (c) NURBS model of the region of interest (see red boxes on both images) and the control points (red dots)

The pictures shot by the visible light (or left) camera and IR (or right) camera and the numerical model of the target are shown in Figure 3. It has to be emphasized that the IR image has undergone a change of digital levels since the white squares appear black on the row data. Further, it is worth remembering that the integration time of the IR camera is set to $800 \mu\text{s}$, and no temperature variations are expected to occur. Therefore the full dynamic range is not exploited for this particular experiment. Because of the very long exposure to lighting, the sample temperature reaches a level of 39°C checked to be constant during the experiment, with temperature measurements at different time intervals with the calibrated IR camera and a thermocouple measuring the temperature of the steel plate just below the open-book target.

3. NURBS DESCRIPTION OF THE ANALYZED SURFACE

Even if the cameras are operating in two different wavelength ranges, both are providing enough contrast between the “white” and “black” parts of the calibration target (see Figure 3). This is due to the fact that the emissivities of the black and white parts are different in both wavelength ranges. This property will allow for

SC calculations by resorting to a global approach. A NURBS [30] representation of the surface is defined in the parametric space $(\alpha, \beta) \in [0,1]^2$ so that any 3D point \mathbf{X} is described by

$$\mathbf{X}(\alpha, \beta) = \frac{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n N_{i,p}(\alpha) N_{j,q}(\beta) \omega_{ij} \mathbf{P}_{ij}}{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n N_{i,p}(\alpha) N_{j,q}(\beta) \omega_{ij}} \quad (1)$$

with

$$\forall \alpha \in [0,1], N_{i,0}(\alpha) = \begin{cases} 1 & \text{when } \alpha_i \leq \alpha \leq \alpha_{i+1} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

and α_i are the component of the knot vector $\{\alpha_0, \dots, \alpha_i, \dots, \alpha_m\}$, considering $\alpha_i < \alpha_{i+1}$ [30] and

$$N_{i,p}(\alpha) = \frac{\alpha - \alpha_i}{\alpha_{i+p} - \alpha_i} N_{i,p-1}(\alpha) + \frac{\alpha_{i+p+1} - \alpha}{\alpha_{i+p+1} - \alpha_{i+1}} N_{i+1,p-1}(\alpha) \quad (3)$$

where $N_{i,p}$ and $N_{j,q}$ are mixing functions for each component α and β of the parametric space, $n_p = (m + 1)(n + 1)$ the number of control points (in the present case $n_p = 15$, see Figure 3(c)), (p, q) the degrees of the surface (here 1) and $\mathbf{P}_{ij} = (X_{P_{ij}}, Y_{P_{ij}}, Z_{P_{ij}})$ are the coordinates of the control points (or knots) of the surface, and ω_{ij} the corresponding weights (in the present case all weights are equal to 1, which reduces the NURBS surface to a Bezier patch [30]).

4. CALIBRATION PHASE

A first calibration step of the stereo rig is performed, which consists of registering the images acquired with the IR and visible light cameras. Before performing the calibration of the stereo rig, the distortions of both imaging systems are estimated independently.

4.1 Distortions estimations

For both imaging systems the distortion corrections are performed by using integrated-DIC [39]. As numerical reference images (i.e., numerically generated for the fabrication of the calibration targets [39]) are used, gray level corrections are applied to enhance the estimation of the sought parameters [40]. The gray level correction (GLC) algorithm will also be discussed later on for the determination of projection matrices (see Section 4.2).

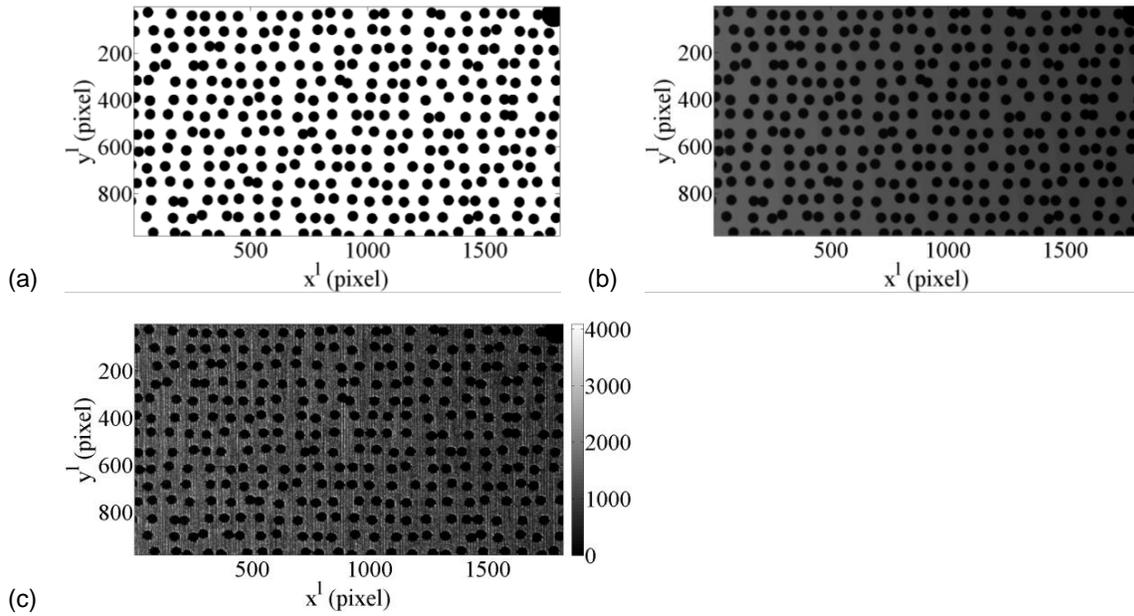


Figure 4: Calibration target for distortion corrections. (a) Numerical reference and (b) corrected image with bilinear fields and a blurring kernel [40]. (c) Distorted image for the visible light camera (the image definition is 1080×1920 pixels digitized with 4096 gray levels)

For the visible light camera the reference pictures before and after gray level readjustments are shown in Figure 4(a-b), which are registered with the deformed image (Figure 4(c)). The distortion estimations consist of radial, prismatic and decentering parameters [39]. The reference images are readjusted in terms of gray level by using a bilinear field (see Table 1) and one blurring kernel for both imaging systems [40].

Lens distortions induce displacement fields u_x and u_y shown in Figure 5. In the sequel they will be referred to as distortion fields. To evaluate the quality of the registration DIC residuals, which are the gray level differences between the image in the reference configuration and that in the distorted configuration corrected by the distortion field, are also shown in Figure 5 for the visible light camera. As expected from the distortion model [32] the distortion fields are higher near the image borders. The levels are close to zero in the center and can reach 4 pixels (i.e., $40\mu\text{m}$) on the edges for the displacement field along the x direction. The radial distortion parameter is equal to 16.8 pixels (when the characteristic length [39] is 1800 pixels) and the prismatic coefficients are -0.4 and 1.4 pixel along x' and y' directions. The root mean square (RMS) gray level residual is equal to 9.9% of the picture dynamic range to be compared with 35.5% when no GLCs are considered. The RMS value between the distortion fields obtained for the two calculations is 0.14 pixel for each displacement component. The remaining residuals are in large part due to local fluctuations (see Figure 4 and Figure 5(c)), which are not captured with the chosen correction fields.

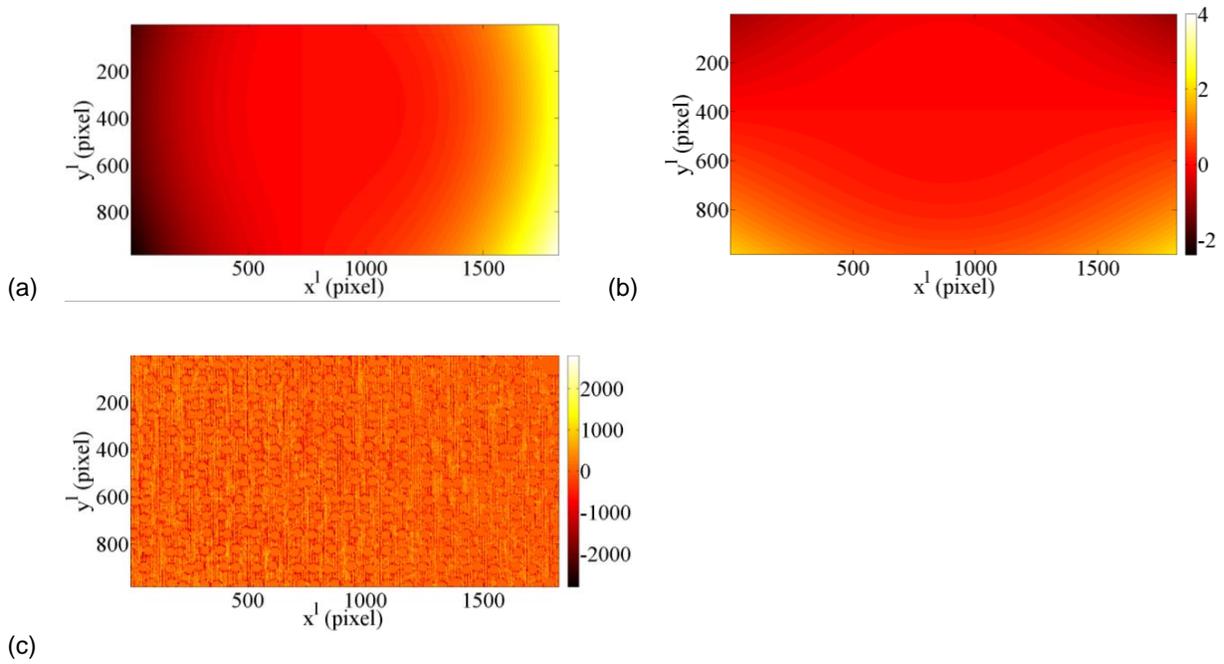


Figure 5: Distortion fields (a) u_x and (b) u_y expressed in pixels for the visible light camera. (c) Gray level residual map at convergence. The dynamic range of the analyzed pictures is 4096 gray levels

The same method is used to estimate the distortions induced by the IR camera lens. The reference images before and after GLCs are compared with the distorted image in Figure 6. As the images are prone to blur, a Gaussian kernel is used in the gray level correction procedure [40].

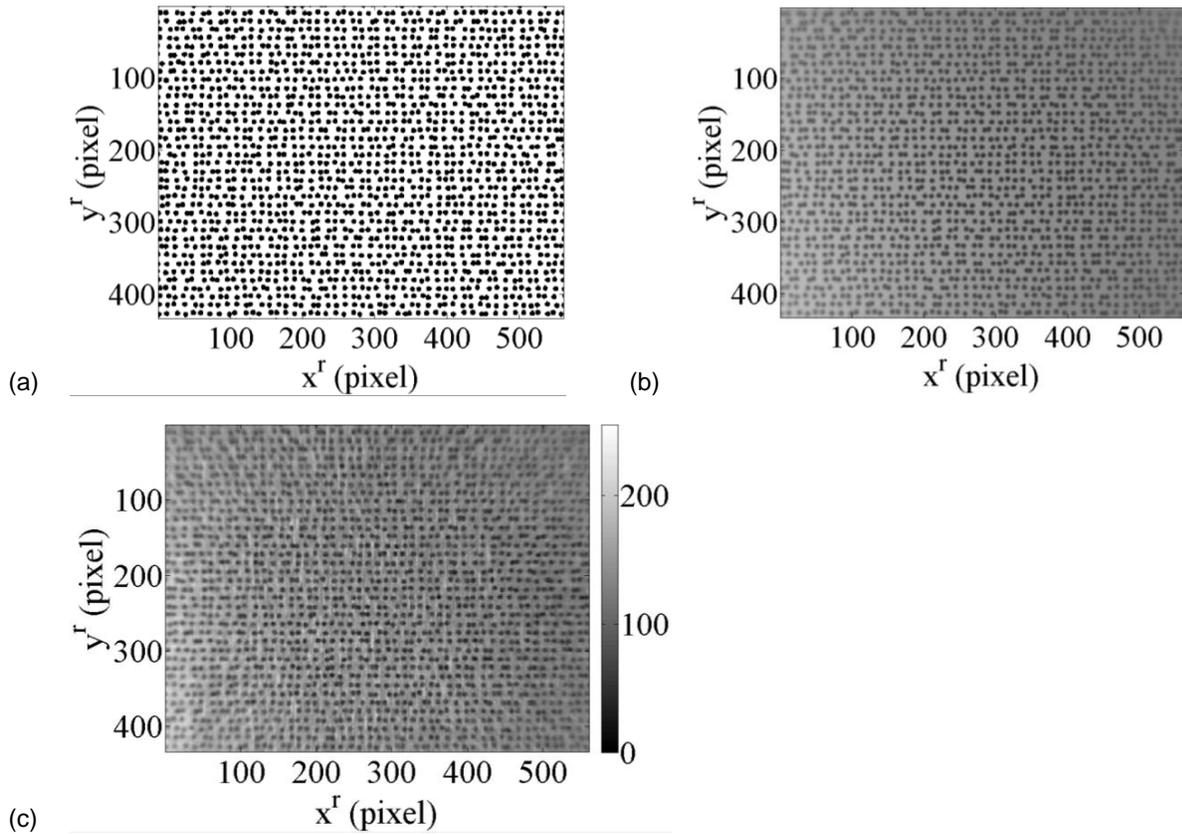


Figure 6: Calibration target for distortion corrections for the IR camera. (a) Numerical reference and (b) corrected image with bilinear fields and a blurring kernel [40]. (c) Distorted image (definition: 512 × 640 pixels digitized with 255 gray levels)

The distortion field amplitudes reach 2.4 pixels (Figure 7), which is equivalent to 144 μm in terms of physical dimensions. The dimensionless RMS gray level residual is equal to 4.6 % when GLCs are performed (to be compared with 31% when readjustments are not implemented). It is worth noting that blur is well described with the Gaussian kernel in the present case.

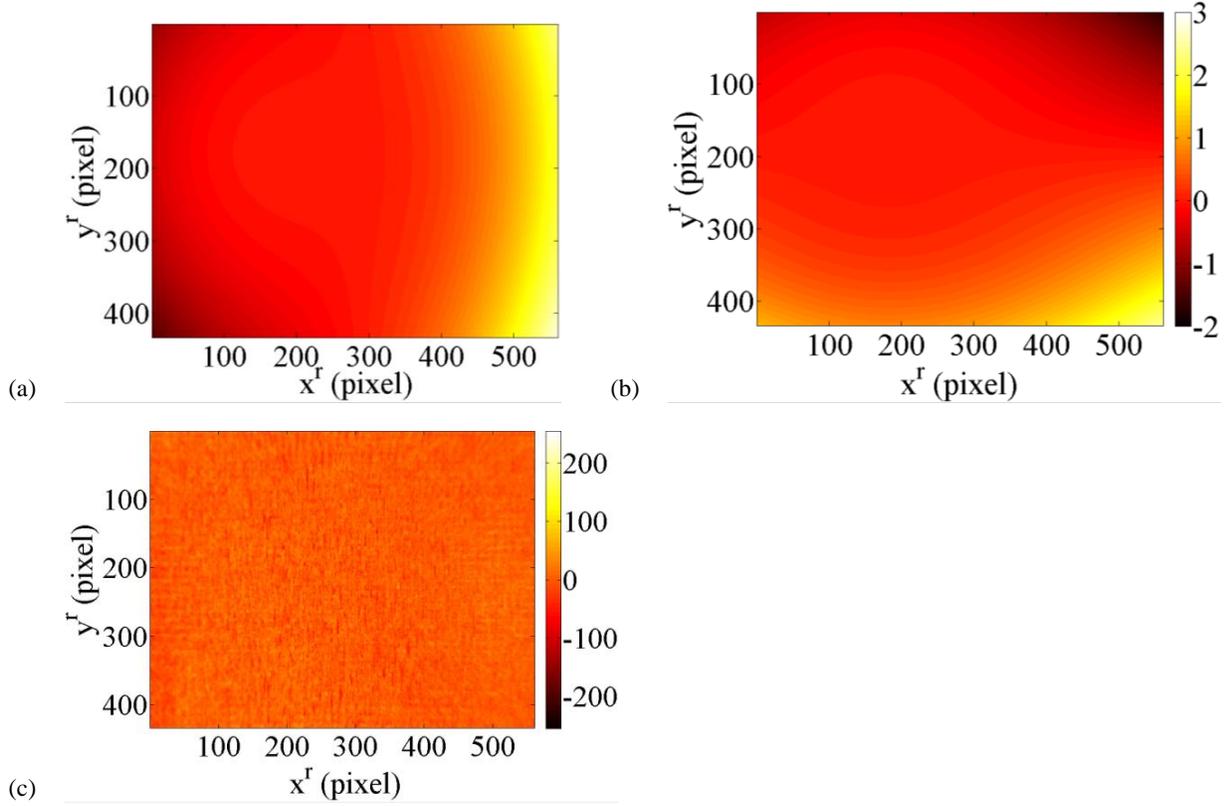


Figure 7: Distortion fields (a) u_x and (b) u_y , expressed in pixels for the IR camera. (c) Gray level residual map at convergence

The acquired images, for SC purposes, are then corrected with the estimated distortion fields and are used to perform the following steps.

4.2 Projection matrices

An Integrated-SC algorithm [31] allows for the determination of the projection matrices by using a pseudo-kinematic basis. By working in the parametric space, it enables for dealing with two images of different resolutions and definitions. Consequently, the scale parameters introduced hereafter will be significantly different from each other. The pictured positions are related to the homogeneous coordinates by

$$\begin{cases} s^l x^l \\ s^l y^l \\ s^l \end{cases} = [\mathbf{M}^l] \{\bar{\mathbf{X}}\} \quad \text{and} \quad \begin{cases} s^r x^r \\ s^r y^r \\ s^r \end{cases} = [\mathbf{M}^r] \{\bar{\mathbf{X}}\} \quad (4)$$

where $[\mathbf{M}^{l,r}]$ denote 3×4 projection matrices for the left and right cameras with respect to the numerical model, $\{\bar{\mathbf{X}}\}^t = \{X, Y, Z, 1\}$ the homogeneous coordinates in the parametric space, $x^{l,r}$ and $y^{l,r}$ the pixel coordinates, and $s^{l,r}$ the scale factors for the left (i.e., visible light) and right (i.e., IR) cameras. Consequently, all reported SC results will be expressed in the reference frame of the numerical model of the calibration

target (see Figure 3(c)). An initial guess is necessary for the algorithm implemented herein. This step is performed by selecting 6 points on each image of known positions. A singular value decomposition of the system of equations (4) rewritten in terms of the unknown 3D positions is carried out and the corresponding projection matrices are determined.

In the following, it is proposed to account for the non-conservation of brightness between both imaging systems. The SC algorithm considering gray level conservation relaxation consists of minimizing the sum of squared differences over the considered region of interest (ROI) between the gray level pictures f^l and f^r

$$\begin{aligned} \tau = \int_{\text{ROI}} \left[f^r(\mathbf{x}^r(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^r]) - a(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) - (1 + b(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l]))) f^l(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) \right. \\ \left. - \sum_{t=1}^N c_t(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) (G_t * f^l)(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, [\mathbf{M}^l])) \right]^2 d\alpha d\beta \end{aligned} \quad (5)$$

with respect to the components of the projection matrices and the parameterization of the brightness (a) and contrast (b) correction fields, as well as blurring kernels (Gaussian kernels G_t in the present case) of width t and weighting fields c_t [40]. By implementing a Newton-Raphson scheme it is then possible to update the corrected image

$$g^{n+1}(\mathbf{x}^l) = a^n(\mathbf{x}^l) + da(\mathbf{x}^l) + (1 + b^n(\mathbf{x}^l) + db(\mathbf{x}^l)) \cdot f^l(\mathbf{x}^l) + \sum_{t=1}^N (c_t^n(\mathbf{x}^l) + dc_t(\mathbf{x}^l)) (G_t * f^l)(\mathbf{x}^l) \quad (6)$$

after each iteration n as the result of the solution to a linear system

$$[\mathbf{K}^n] \{\mathbf{dm}\} = \{\mathbf{r}^n\} \quad (7)$$

where the corrections to the unknown amplitudes are gathered in the column vector $\{\mathbf{dm}\}$

$$\{\mathbf{dm}\}^t = \{ \{\mathbf{dM}\}^t, \{\mathbf{da}\}^t, \{\mathbf{db}\}^t, \{\mathbf{dc}\}^t \} \quad (8)$$

in which the column vector $\{\mathbf{dM}\}$ gathers all components of the corrections to the projection matrices but $M_{34}^{l,r}$, which are set to the value determined from the singular value decomposition. Its size is 22×1 . The column vector $\{\mathbf{da}\}$ contains n_a amplitude corrections associated with the chosen brightness correction fields, $\{\mathbf{db}\}$ n_b amplitude corrections associated with the chosen contrast correction fields, and $\{\mathbf{dc}\}$ Nn_c amplitude

corrections associated with the parameterization of all the weighting fields of the Gaussian kernels. The $(22+n_a+n_b+Nn_c) \times (22+n_a+n_b+Nn_c)$ SC matrix reads

$$[\mathbf{K}^n] = \int_{ROI} \{\mathbf{k}^n\} \{\mathbf{k}^n\}^t d\alpha d\beta \quad (9)$$

and the corresponding $(22+n_a+n_b+Nn_c) \times 1$ residual vector

$$\{\mathbf{r}^n\} = \int_{ROI} \{\mathbf{k}^n\} (f^r - g^n) d\alpha d\beta \quad (10)$$

for which $\{\mathbf{k}^n\}$ is defined for each evaluation point \mathbf{x} of the parametric space as

$$\{\mathbf{k}^n\}^t = \left\{ \{\Psi^l\}^t, \{\Psi^r\}^t, \{\boldsymbol{\varphi}\}^t, \{\Phi\}^t, \{\Phi\}^t \right\} \quad (11)$$

where $\{\Psi^l\}$ is the column vector that gathers all 11 scalar products $(\boldsymbol{\psi}_{ij}^l \cdot \nabla f)(\mathbf{x})$, $\{\Psi^r\}$ the corresponding column vector of the 11 scalar products $(\boldsymbol{\psi}_{ij}^r \cdot \nabla g^n)(\mathbf{x})$, $\{\boldsymbol{\varphi}\}$ the column vector containing n_a values of interpolation fields $\varphi_k(\mathbf{x})$ for GLCs [40], $\{\Phi\}$ the column vector gathering n_b products $\varphi_k(\mathbf{x})g(\mathbf{x})$, and $\{\Phi\}$ the column vector containing Nn_c products $\varphi_k(\mathbf{x})(G_t * g)(\mathbf{x})$. The sensitivities $\boldsymbol{\psi}_{ij}^{l,r}$ of $\mathbf{x}^{l,r}$ to the sought components $M_{ij}^{l,r}$ of the projection matrices [31] are expressed as

$$\boldsymbol{\psi}_{ij}^{l,r} = \frac{\partial \mathbf{x}^{l,r}}{\partial M_{ij}^{l,r}} dM_{ij}^{l,r} \quad (12)$$

with

$$\{\mathbf{x}^{l,r}\} = \left\{ \begin{array}{l} x^{l,r} = \frac{M_{1t}^{l,r} \bar{X}_t(\alpha, \beta)}{M_{3t}^{l,r} \bar{X}_t(\alpha, \beta)} \\ y^{l,r} = \frac{M_{2t}^{l,r} \bar{X}_t(\alpha, \beta)}{M_{3t}^{l,r} \bar{X}_t(\alpha, \beta)} \end{array} \right\} \quad (13)$$

In the present case, low order polynomials are selected for the φ_k interpolation fields (Table 1). Last, all unknown amplitudes associated with GLCs and blur are initialized to 0.

Table 1: Interpolation fields used for gray level corrections and blur effects

Designation	Interpolation fields
Constant	$\varphi_1(x, y) = 1$
Linear	$\varphi_1, \varphi_2(x, y) = x, \varphi_3(x, y) = y$
Bilinear	$\varphi_{1-3}, \varphi_4(x, y) = xy$
Order 2	$\varphi_{1-4}, \varphi_5(x, y) = x^2, \varphi_6(x, y) = y^2$

It is now possible to perform an SC analysis to evaluate the projection matrices of both cameras.

4.3 Influence of gray level correction and distortion effects

The gray level conservation assumption between both images is investigated in terms of errors induced on the projection matrices. When the gray levels are assumed to be conserved, the RMS gray level residual is as high as 28.6 % of the dynamic range. When second order fields are considered and one blurring kernel it reduces to 0.9% (Figure 8).

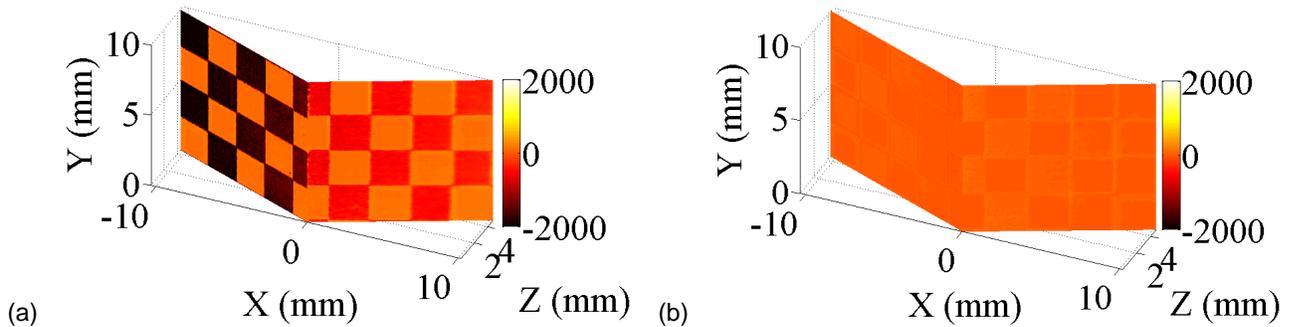


Figure 8: Gray level residual for the determination of the projection matrices (a) without and (b) with gray level corrections and blur (see main text)

In order to assess the influence of GLCs (without lens distortion corrections), the two left matrices corresponding to the visible light camera are shown without GLC

$$[\mathbf{M}^1] = \begin{bmatrix} 60.4 & -40.2 & -0.2 & 687.8 \\ -0.3 & -0.8 & -71.5 & 718.8 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

and with GLC

$$[\mathbf{M}_{\text{GLC}}^l] = \begin{bmatrix} 59.7 & -41.7 & -0.1 & 687.9 \\ -0.6 & -1.2 & -71.4 & 718.8 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

so that their absolute difference reads

$$[\mathbf{abs}(\Delta\mathbf{M}^l)] = \begin{bmatrix} 0.7 & 1.5 & 0.1 & 0.0 \\ 0.2 & 0.5 & 0.1 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.0 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

Except for one component, the differences do not exceed 10^{-3} . Therefore, the results are not very sensitive to the fact that the gray levels have been readjusted.

For the right matrix corresponding to the IR camera the projection matrices before corrections

$$[\mathbf{M}^r] = \begin{bmatrix} -2.5 & -90.1 & -4.8 & 511.8 \\ 40.6 & -89.7 & -3.3 & 879.0 \\ 0.1 & -0.2 & 0.0 & -1.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

and after GLCs

$$[\mathbf{M}_{\text{GLC}}^r] = \begin{bmatrix} -28.6 & -18.3 & -1.1 & 534.0 \\ 1.2 & -1.1 & -33.3 & 845.4 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & -1.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

are significantly different

$$[\mathbf{abs}(\Delta\mathbf{M}^r)] = \begin{bmatrix} 26.1 & 71.7 & 3.7 & 22.2 \\ 39.4 & 90.7 & 0.1 & 33.6 \\ 0.1 & 0.2 & 0.0 & 0.0 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

It is worth noting that the initial guess was closer to the matrices determined with GLC. It is concluded that GLCs should be accounted for.

The distortion effects are also investigated. The gray level difference between distorted and corrected images is calculated (Figure 9). The RMS residuals are respectively equal to 1.3% and 2.7% of the dynamic range for the visible light and IR cameras, which remain very low on average. The corresponding maps are more biased when reaching the edges and corners of the pictures.

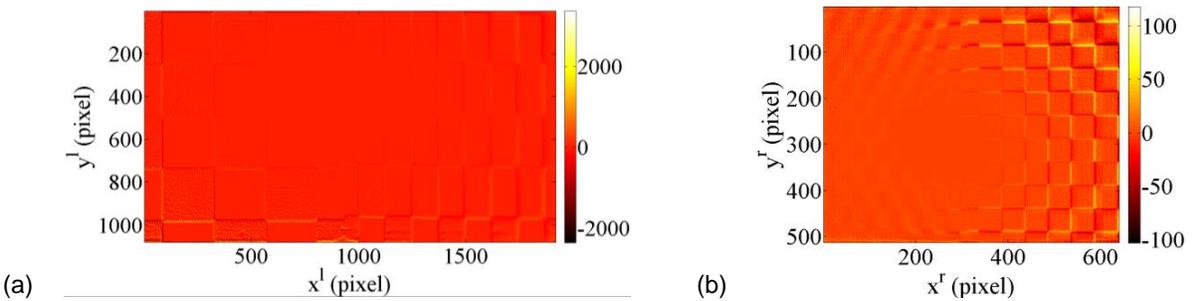


Figure 9: Difference between the corrected and uncorrected of distortion images (a) for the visible light camera (expressed in gray levels) and (b) IR camera (expressed in digital levels)

The new projection matrix considering distortion corrections (DC) for the visible light (i.e., left) camera is

$$[\mathbf{M}_{\text{DC_GLC}}^{\text{l}}] = \begin{bmatrix} 60.2 & -41.0 & -0.1 & 687.7 \\ -0.2 & -1.3 & -71.4 & 719.0 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

and that for the IR (i.e., right) camera reads

$$[\mathbf{M}_{\text{DC_GLC}}^{\text{r}}] = \begin{bmatrix} -28.3 & -17.6 & -0.9 & 533.2 \\ 1.3 & -1.7 & -33.7 & 844.8 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & -1.7 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

When compared to the previously determined values while only assessing the effects of GLCs, their absolute differences are for the left camera

$$[\mathbf{abs}(\Delta\mathbf{M}_{\text{DC_GLC}}^{\text{l}})] = \begin{bmatrix} 0.5 & 0.7 & 0.0 & 0.2 \\ 0.4 & 0.1 & 0.0 & 0.2 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.0 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

and for the right camera

$$[\mathbf{abs}(\Delta\mathbf{M}_{\text{DC_GLC}}^{\text{r}})] = \begin{bmatrix} 0.3 & 0.7 & 0.2 & 0.8 \\ 0.1 & 0.6 & 0.4 & 0.8 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 & 0.0 \end{bmatrix} \cdot 10^{-3}$$

In comparison with the previous analysis, the differences are about one order of magnitude lower.

The GLCs and the distortion effects have been investigated for the projection matrices during the calibration step. It is shown that there is an effect on the sought parameters when GLCs are accounted for. In the present case the correction of distortions does not show significant differences in terms of projection matrix estimations. Let us also stress that in both of these projection matrices, there is a scale factor that is not determined by image registration, but rather by setting an absolute dimension of the target. At the present stage, only an approximate value has been used because a precise target metrology is not available. However, as shown below, the measurement of RBTs may compensate for such difficulty.

5. RIGID BODY TRANSLATION MEASUREMENT

The calibration procedure allowed the projection matrices to be determined. The images shot by the IR and visible light cameras can be interpolated in the parametric space of the NURBS model. To measure displacement fields, the algorithm consists of simultaneously minimizing two global residuals, namely, those of the left pair of images and right pair of images with respect to the kinematic unknowns, which are the pole motions of the surface model. It is also proposed to reduce the number of degrees of freedom by assuming that the motion reduces to a rigid body translation via integrated SC.

5.1 3D displacement measurement

SC is performed by registering both image pairs in the reference and current configurations by minimizing the sum of squared differences of the considered ROI with respect to the motions of the control points

$$\begin{aligned} \tau = & \int_{ROI} [f^l(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, \mathbf{P}_{ij}) - g^l(\mathbf{x}^l(\alpha, \beta, \mathbf{P}_{ij} + \mathbf{dP}_{ij}))]^2 dudv \\ & + \int_{ROI} [f^r(\mathbf{x}^r(\alpha, \beta, \mathbf{P}_{ij}) - g^r(\mathbf{x}^r(\alpha, \beta, \mathbf{P}_{ij} + \mathbf{dP}_{ij}))]^2 dad\beta \end{aligned} \quad (14)$$

where \mathbf{P}_{ij} are the initial position of the control points of the NURBS surface (i.e., $3n_p$ coordinates). The displacement fields are then obtained by estimating the motions \mathbf{dP}_{ij} of the control points in the “deformed” images $g^{l,r}$ with respect to the reference images $f^{l,r}$. Since the measurements are performed at room temperature, the gray and digital level conservation is assumed to remain satisfied up to acquisition noise and small illumination variations. A Newton-Raphson algorithm is implemented to minimize the previous functional. For a given iteration, the linear equations to solve read

$$[\mathbf{C}]\{\mathbf{dp}\} = \{\mathbf{p}\} \quad (15)$$

where the $3n_p \times 3n_p$ SC matrix is expressed as

$$[\mathbf{C}] = \int_{ROI} (\{\mathbf{s}^l\}\{\mathbf{s}^l\}^t + \{\mathbf{s}^r\}\{\mathbf{s}^r\}^t) dad\beta \quad (16)$$

with $\{\mathbf{s}^{l,r}\}$ the column vectors that gather all $3n_p$ scalar products of the sensitivity fields $\frac{\partial \mathbf{x}^{l,r}}{\partial \mathbf{P}_{ij}}$ with the corresponding picture contrast $\nabla f^{r,l}$ for each evaluation point $\mathbf{x}^{l,r}(\alpha, \beta)$ in the parametric space, $\{\mathbf{dp}\}$ the column vector containing all $3n_p$ incremental motions of the considered control points, and the $3n_p \times 1$ SC column vector

$$\{\mathbf{p}\} = \int_{ROI} (\{\mathbf{s}^l\}(f^l - \tilde{g}^l) + \{\mathbf{s}^r\}(f^r - \tilde{g}^r)) dad\beta \quad (17)$$

for the current iteration, namely, for the pictures $\tilde{g}^{l,r}$ in the deformed configuration corrected by the current estimate of pole motions. In the present case, the algorithm is initialized by assuming that no motions have occurred.

5.2 Integrated approach

Albeit this strategy enables for the measurement of a full kinematic field discretized in a consistent framework with the isogeometric model, it is proposed to resort to integrated-SC to measure only rigid body translations (i.e. a subspace of the space of possible displacement fields). The reduced 3×3 SC matrix becomes

$$[\mathbf{C}_{RBT}] = [\mathbf{\Gamma}]^t [\mathbf{C}] [\mathbf{\Gamma}] \quad (18)$$

where $[\mathbf{\Gamma}]$ is a $3n_p \times 3$ matrix

$$[\mathbf{\Gamma}] = \begin{bmatrix} \{\mathbf{1}\} & \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{0}\} \\ \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{1}\} & \{\mathbf{0}\} \\ \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{0}\} & \{\mathbf{1}\} \end{bmatrix} \quad (19)$$

with $\{\mathbf{0}\}$ a column vector containing n_p zeros, and $\{\mathbf{1}\}$ a column vector containing n_p ones. The reduced 3×1 SC residual vector then reads

$$\{\boldsymbol{\rho}_{RBT}\} = [\mathbf{\Gamma}]^t \{\boldsymbol{\rho}\} \quad (20)$$

This new setting reduces the number of kinematic unknowns from $3n_p$ to three translations to be determined directly with no additional reprojection.

5.3 Measurement results

First, it is necessary to assess the resolution of the SC code. The displacement fields between two sets of images where no experimental RBT is applied are measured. The standard resolution is estimated via the standard deviation of the measured displacement fields, which is equal to $0.4 \mu\text{m}$ along the three perpendicular directions.

The target is first moved by using a manual 3-axis stage. The prescribed and measured RBTs are listed in Table 2. As the measurement results are displacement fields, the averages (U_x, U_y, U_z) are listed and the corresponding standard deviations ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$). Three different cases are analyzed, which consist of translations along one, two and three directions. The maximum amplitude is equal to $41 \mu\text{m}$. Let us mention that the translation stage has been only grossly aligned with the 3D frame used for the target representation. All results will be expressed in the stage frame for the prescribed displacements, and in the target frame for the measured displacements. For comparison purposes, the L2-norm of the displacements, which is independent of the considered frame, is also reported.

Table 2: Prescribed and measured rigid body motions expressed in μm

Case	Method	U _x	σ_x	U _z	σ_z	U _y	σ_y	2-norm	σ_{2n}
#1	Prescribed	20	/	0	/	0	/	20	/
	Measured	18	0.7	0.3	1	0.02	0.6	18	0.7
#2	Prescribed	20	/	0	/	30	/	36	/
	Measured	22	0.1	0.4	1	28	1	35	1
#3	Prescribed	20	/	-20	/	30	/	41	/
	Measured	25	1	-19	1.5	27	1	41	2

According to the average values reported in Table 2, the displacement fields are well captured and the standard displacement uncertainties are very low, namely, in the micrometer range. The difference in terms of mean displacement component is mostly due to misalignments between the target frame and that of the 3-axis stage. However, when expressed in terms of the L2-norm, which is immune from such misalignments, the mean errors are lowered.

The remaining gaps may result from different sources. The displacement fields show a gradient near the borders that should not appear as only RBTs are applied. Different reasons can explain such effects. The first one is the presence of distortion on the images used for these first results, which are not corrected. These fluctuations can also be related to blur, which are more important near the image edges as the depth of field is low for both cameras (Figures 4 and 6). Finally the knot motions can be due to the fine discretization used, namely 1,000 by 1,000 evaluation points compared to the pattern of the calibration target (large squares covering large number of pixels).

The comparison between SC and I-SC approaches is now studied. In addition the distortion effects are also investigated and the results are summarized in Table 3. Both approaches provide close results, namely, the RMS difference of the amplitudes is equal to 2 μm . The results are also very close to the prescribed RBTs. Similarly, the distortion corrections do not seem to significantly improve the final results for both methods. The effect of blur is not investigated herein, in order to minimize such effects the I-SC calculations will be used in the following discussions.

Table 3: Prescribed and measured rigid body motions expressed in μm

	Case	Method	U_x	σ_x	U_z	σ_z	U_y	σ_y	2-norm	σ_{2n}
		Prescribed	800	/	-20	/	0	/	800	/
Distorted	I-SC	Measured	808	0	-13	0	9	0	808	0
	SC	Measured	809	4	-13	7	6	6	809	4
Corrected for distortions	I-SC	Measured	813	0	-11	0	2	0	814	0
	SC	Measured	808	1	-10	1	12	0.8	808	10

The L2-norm results with I-SC corrected for distortions overestimate the prescribed displacement by about 1.8 %. This small difference is due to the scale factor that was set with an approximate estimate of the absolute size of the calibration target. With the present procedure, more faithful estimates of the scale factors are obtained. The scale factor is readjusted by enforcing the L2-norm of the measured translation to be equal to the prescribed value (here 800 μm). As a way of validating the results, a second test case (i.e., smaller displacement) is also reported in Table 4. The resulting L2-norm is closer to the prescribed value (the relative error decreases from about 5 % to 1.5 %). Yet, the gap in terms of displacement components is high compared to their respective L2-norms. This is clearly the effect of the misalignment of the coordinate system.

Table 4: Prescribed and measured RBTs expressed in μm before and after correcting the scale factor by resorting to I-SC with distortion corrections

Scale factor	Method	U_x	U_z	U_y	2-norm
	Prescribed	800	-20	0	800
as calibrated	Measured	813	-11	2	814
Readjusted	Measured	800	-12	6	800
	Prescribed	200	-20	0	201
as calibrated	Measured	210	-16	2	211
Readjusted	Measured	203	-23	2	204

RBTs are now prescribed with an automated stage in only one direction. Successive amplitudes have been applied along an out-of-plane direction. I-SC is selected for the sake of simplicity. As long as the prescribed motions are lower than 5 μm no displacement is detected. When a 5- μm amplitude is applied, the L2-norm of the measured translation is equal to 6.1 μm . This means that for this camera configuration and the observed object the absolute difference is about 1 μm , which is considered to be very low given the quality of the pattern [41] (i.e., the size of the elementary squares are much bigger than that of the pixels) and the physical pixel sizes (i.e., 60 μm and 10 μm for the IR and visible light cameras, respectively). When an amplitude of 81.0 μm is prescribed, the L2-norm of the measured translation is 81.1 μm , which remains very close. When higher levels are applied the discrepancy between measured and prescribed displacement increases.

This effect can be explained by the imperfect alignment between the model and the stage coordinates, as well as the above discussed scale factor that is not set from the calibration. Both artifacts can be corrected from the measured data. If each measured displacement component U_i^{meas} is adjusted as an affine form of the prescribed displacement U_j^{pres} performed along an orthogonal direction

$$U_i^{meas} = a_i U_j^{pres} + b_i \quad (21)$$

then a corrected displacement U_i^{corr} is estimated as the residual

$$U_i^{corr} = U_i^{meas} - a_i U_j^{pres} - b_i \quad (22)$$

for $i = x, y$ or z and $i \neq j$ (where the assumption of a misalignment angle has been used). In the present cases $i = x$ or y and $j = z$. For a scale factor readjustment the corrected displacement reads

$$U_z^{corr} = \frac{U_z^{meas} - b_z}{a_z} \quad (23)$$

Figure 10 shows the original (i.e., raw) measured data, the linear regression, and the corrected displacement data. Figure 10(c) shows the measurement, the linear regression through the data, and the corrected displacement along the z axis, whereas the L2-norm residuals are shown in Figure 10(d). It can be seen that U_x^{meas} levels are impacted by the misalignment (Figure 10(a)) with an angle of 3.1° while U_y^{meas} components (Figure 10(b)) remain lower than the prescribed sensitivity of the stereovision system. The scale correction based on the measured slope $a_z = 0.981$ is thus increased by 1.9 %. After scale and alignment corrections, the error is at most equal to 2 μm for the x and y components, and finally the absolute error ranges from 1 to

5 μm for the different components. Last, the RMS error associated with L2-norm of the displacement decreases from 3.5 μm to 2.1 μm . The automated translation stage is accurate down to the micrometer level, which thus is not limiting here. Let us note that a mere correction for scale and alignment based on the two extreme measurements would provide a comparable result, and is much less demanding in terms of data processing. All the intermediate measurements then become validation points for the calibration procedure. Further, this procedure is an easy way to circumvent the difficulty of not having a micrometer metrology of the calibration target. It is worth noting that it was used to prove the feasibility of the proposed hybrid framework. The fact that the target is moving is, in a sense, a self-calibration procedure, which is very advantageous for, say, large structures but also in the present case. The uncertainties are assessed for the object of interest (i.e., here the calibration target). They have to be re-evaluated for the true experiment since a different (random) pattern would be used instead.

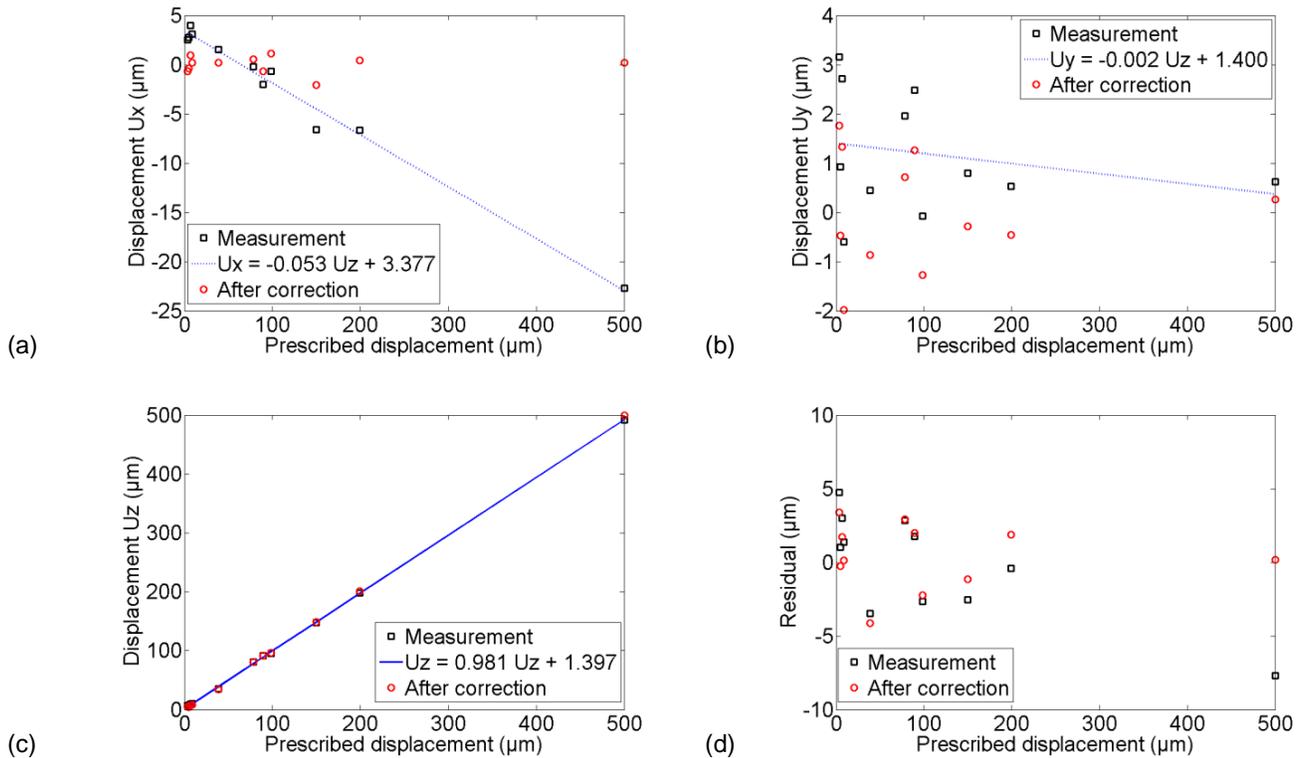


Figure 10: Measured translations along the X (a) and Y (b) directions versus the prescribed out-of-plane motions before and after corrections. The estimated RBTs along the Z axis and the residuals of the L2-norm of the measured displacements against the prescribed motions are respectively plotted in subfigures (c) and (d)

The gray level residuals obtained for the two image pairs are shown in Figure 11 for the largest displacement (i.e., 500 μm); similar maps are observed for the other cases. The RMS gray level residuals normalized by the dynamic range of the reference picture are smaller for the visible light camera (0.3 to 1.5 %) when compared with the IR camera (0.8 to 8.31 %) when 3D displacements are measured. These small levels and the corresponding maps (Figure 11) indicate that the registration was successful. For the 3D displacement measurements, the GLCs are less crucial than in the calibration step since the registration is performed on pictures shot by the same imaging system (registration of image pairs acquired by the same imaging device, IR/IR and visible light/visible light, see Equation (14)). Conversely, when the temperature (that of the observed sample as well as that of the surrounding) varies, the reference and deformed IR images will experience digital level variations, which can be interpreted in terms of temperature fields by adding new variation fields, whose spatial fluctuations may, for example, be described by finite element discretization of the temperature field [25].

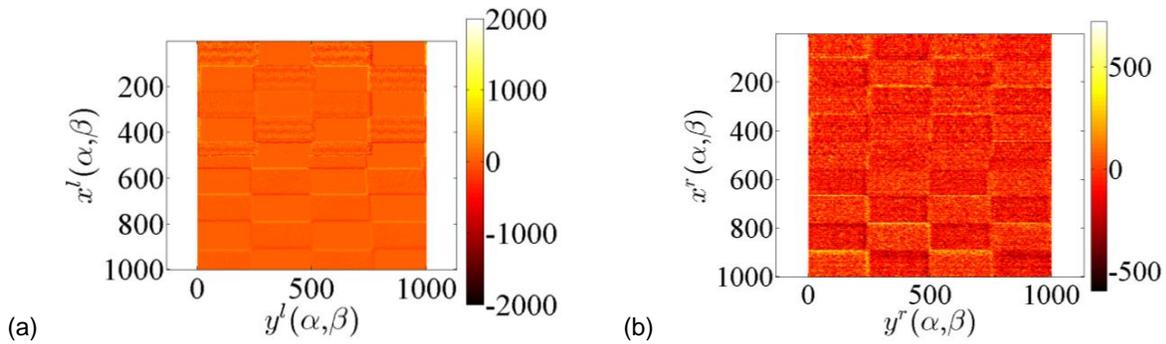


Figure 11: Residual errors for the visible light camera ($f^l - \tilde{g}^l$) expressed in gray levels (a) and IR camera ($f^r - \tilde{g}^r$) expressed in digital levels (b) when a 500- μm displacement was applied

6. CONCLUSIONS AND PERSPECTIVES

Isogeometric SC is developed on a hybrid stereo rig made of two different imaging systems, namely, one IR camera and one visible light camera. The calibration step is performed by using the NURBS model of the calibration target. Working in the parametric space of the 3D surface allows for easily handling two images of different definition and resolution. In the present case, the typical pixel size is about six times smaller for the visible light camera in comparison with the IR camera. SC analyses could be performed successfully even with such large differences. In Appendix A, another case is analyzed in which the physical pixel size is of the same order of magnitude for both imaging systems.

Different sources of potential errors have been investigated for the calibration steps. As expected the most important parameter is the CAD model that affects the calibration of the projection matrices, and more

precisely, its exact metrology to estimate the scale factors. The gray level readjustment, which accounts for brightness/contrast variations and blur, provides very low residual errors, namely, 1 % of the dynamic range (against 29 %). Its impact on the projection matrices is not negligible. At this stage the projection matrices are better estimated with such corrections. The distortion corrections have also been applied to both imaging systems. In the present case, no significant improvement is observed.

The displacement fields are measured with a micrometer standard uncertainty for a range of 40 μm and when the amplitude increases to 800 μm . The amplitudes of the translation vector are well captured even when the 3D model axes are not aligned with those of the translation stages, while the displacement components are altered by rotations. Both global SC and I-SC approaches provided similar results. No sensitivity to distortion corrections have been observed for this configuration. Using I-SC allowed for accelerating the computation time and avoiding spurious pole motions on the ROI edges (resulting either from the presence of blur, which induces a loss of information, or from too fine a discretization of the parametric space). By using I-SC, the initial calibration of the scale factors could be corrected by prescribing displacement with micrometric uncertainty.

I-SC was then used to measure out-of-plane motions using an automated stage prescribing micrometric displacements. For motion amplitudes below 5 μm the measurements are mostly corrupted by noise. Misalignment and absolute scale adjustments can be corrected for based on this displacement measurement for larger amplitudes. Final values of standard discrepancies between prescribed and measured displacements are in the range 2-3 μm for displacements amplitudes up to 800 μm .

All these results prove the feasibility of SC analyses with a hybrid system made of one IR camera and one visible light camera. The next step will be to account for digital level variations of the IR camera when temperature variations occur. This would allow for combined and totally synchronized measurements of 2D temperature fields and 3D displacement fields with only two cameras.

Blur due to defocusing, which was not addressed at this stage, should also be added in the analysis. Second, refined gray and digital level corrections should be implemented, in particular to account for local temperature variations induced by laser shocks. Further, samples on which laser shocks are applied are stainless steel plates with a pattern provided by natural pre-oxidation. The next challenges will then be to calibrate with 2D surfaces in order to be able to measure 3D displacement fields that occur very locally with amplitudes of a few micrometers. In order to have a better spatial resolution a G1-lens will be used for the IR camera (see Appendix A). All these new challenges will have to be met if the system is to be used to monitor such types of experiments [6].

7. REFERENCES

- [1] A. Amiable, S. Chapuliot, S. Contentinescu, and A. Fissolo, "A computational lifetime prediction for a thermal shock experiment, Part I: Thermomechanical modeling and lifetime prediction," *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, vol. 29, pp. 209–217, 2006.
- [2] A. Fissolo, S. Amiable, O. Ancelet, F. Mermaz, J. M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, C. Robertson, L. Vincent, V. Maillot, and F. Bouchet, "Crack initiation under thermal fatigue: An overview of CEA experience. Part I: Thermal fatigue appears to be more damaging than uniaxial isothermal fatigue," *Int. J. Fatigue*, vol. 31, no. 3, pp. 587–600, Mar. 2009.
- [3] A. Fissolo, C. Gourdin, O. Ancelet, S. Amiable, A. Demassieux, S. Chapuliot, N. Haddar, F. Mermaz, J. M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, L. Vincent, and V. Maillot, "Crack initiation under thermal fatigue: An overview of CEA experience: Part II (of II): Application of various criteria to biaxial thermal fatigue tests and a first proposal to improve the estimation of the thermal fatigue damage," *Int. J. Fatigue*, vol. 31, no. 7, pp. 1196–1210, Jul. 2009.
- [4] L. Vincent, M. Poncelet, S. Roux, F. Hild, and D. Farcage, "Experimental Facility for High Cycle Thermal Fatigue Tests Using Laser Shocks," *Fatigue Des. 2013 Int. Conf. Proc.*, vol. 66, no. 0, pp. 669–675, 2013.
- [5] C. Esnoul, L. Vincent, M. Poncelet, F. Hild, and S. Roux, "On the use of thermal and kinematic fields to identify strain amplitudes in cyclic laser pulses on AISI 304L stainless steel," presented at the Photomechanics, Montpellier (France), 2013.
- [6] A. Charbal, L. Vincent, F. Hild, M. Poncelet, J.-E. Dufour, S. Roux, and D. Farcage, "Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks," *Quant. InfraRed Thermogr. J.*. DOI: 10.1080/17686733.2015.1077544, 2015.
- [7] M. A. Sutton, J.-J. Orteu, and H. W. Schreier, *Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements*. Springer, 2009.
- [8] J.-J. Orteu, "3-D computer vision in experimental mechanics," *Opt. Meas.*, vol. 47, no. 3–4, pp. 282–291, Mar. 2009.
- [9] F. Hild and S. Roux, "Digital Image Correlation," in *Optical Methods for Solid Mechanics: A Full-Field Approach*, Wiley-VCH, Berlin (Germany). P. Rastogi and Editor E. Hack (Edts.), 2012.
- [10] S. Prakash, P. Y. Lee, and A. Robles-Kelly, "Stereo techniques for 3D mapping of object surface temperatures," *Quant. InfraRed Thermogr. J.*, vol. 4, no. 1, pp. 63–84, Jun. 2007.
- [11] J. Rangel, S. Soldan, and A. Kroll, "3D Thermal Imaging: Fusion of Thermography and Depth Cameras," presented at the 12th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, Bordeaux, 2014.
- [12] G. Gaussorgues, *La thermographie infrarouge*, 4th ed. TEC&DOC, 1999.
- [13] J.-J. Orteu, Y. Rotrou, T. Sentenac, and L. Robert, "An Innovative Method for 3-D Shape, Strain and Temperature Full-Field Measurement Using a Single Type of Camera: Principle and Preliminary Results," *Exp. Mech.*, vol. 48, no. 2, pp. 163–179, Apr. 2008.
- [14] A. Chrysochoos and G. Martin, "Tensile test microcalorimetry for thermomechanical behaviour law analysis," *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 108, no. 0, pp. 25–32, Feb. 1989.
- [15] D. Favier, H. Louche, P. Schlosser, L. Orgéas, P. Vacher, and L. Debove, "Homogeneous and heterogeneous deformation mechanisms in an austenitic polycrystalline Ti–50.8 at.% Ni thin tube under tension. Investigation via temperature and strain fields measurements," *Acta Mater.*, vol. 55, no. 16, pp. 5310–5322, Sep. 2007.
- [16] P. Schlosser, H. Louche, D. Favier, and L. Orgéas, "Image Processing to Estimate the Heat Sources Related to Phase Transformations during Tensile Tests of NiTi Tubes," *Strain*, vol. 43, no. 3, pp. 260–271, Aug. 2007.
- [17] A. Chrysochoos, B. Berthel, F. Latourte, A. Galtier, S. Pagano, and B. Wattrisse, "Local energy analysis of high-cycle fatigue using digital image correlation and infrared thermography," *J. Strain Anal. Eng. Des.*, vol. 43, no. 6, pp. 411–422, Jun. 2008.
- [18] A. Chrysochoos, "Thermomechanical Analysis of the Cyclic Behavior of Materials," *IUTAM Symp. Full-Field Meas. Identif. Solid Mech.*, vol. 4, no. 0, pp. 15–26, 2012.
- [19] L. Bodelot, L. Sabatier, E. Charkaluk, and P. Dufrénoy, "Experimental setup for fully coupled kinematic and thermal measurements at the microstructure scale of an AISI 316L steel," *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 501, no. 1–2, pp. 52–60, Feb. 2009.
- [20] L. Bodelot, E. Charkaluk, L. Sabatier, and P. Dufrénoy, "Experimental study of heterogeneities in strain and temperature fields at the microstructural level of polycrystalline metals through fully-coupled full-field measurements by Digital Image Correlation and Infrared Thermography," *Mech. Mater.*, vol. 43, no. 11, pp. 654–670, Nov. 2011.
- [21] R. Seghir, E. Charkaluk, P. Dufrénoy, and L. Bodelot, "Thermomechanical couplings in crystalline plasticity under fatigue loading," *Fatigue 2010*, vol. 2, no. 1, pp. 1155–1164, Apr. 2010.

- [22] R. Seghir, L. Bodelot, E. Charkaluk, and P. Dufrenoy, "Numerical and experimental estimation of thermomechanical fields heterogeneity at the grain scale of 316L stainless steel," *Comput. Mater. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 464–473, Feb. 2012.
- [23] S. Utz, E. Soppa, K. Christopher, X. Schuler, and H. Silcher, "Thermal and mechanical fatigue loading - Mechanisms of crack initiation and crack growth," presented at the Proceedings of the ASME 2014 Pressure Vessels & Piping Conference, PVP2014, Anaheim, California, USA, 2014, p. 10.
- [24] T. Pottier, M.-P. Moutrille, J.-B. Le Cam, X. Balandraud, and M. Grédiac, "Study on the Use of Motion Compensation Techniques to Determine Heat Sources. Application to Large Deformations on Cracked Rubber Specimens," *Exp. Mech.*, vol. 49, no. 4, pp. 561–574, Aug. 2009.
- [25] A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux, "One-shot Measurement of Thermal and Kinematic Fields: InfraRed Image Correlation (IRIC)," *Exp. Mech.*, vol. 52, no. 3, pp. 241–255, Mar. 2012.
- [26] A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux, "One-shot thermal and kinematic field measurements: Infra-Red Image Correlation," in *Application of Imaging Techniques to Mechanics of Materials and Structures, Volume 4*, T. Proulx, Ed. Springer New York, 2013, pp. 243–250.
- [27] G. Besnard, J.-M. Lagrange, F. Hild, S. Roux, and C. Voltz, "Characterization of Necking Phenomena in High-Speed Experiments by Using a Single Camera," *EURASIP J. Image Video Process.*, vol. 2010, no. 1, 215956, 2010.
- [28] R. Szeliski, *Computer Vision: Algorithms and Applications*. Springer, 2010.
- [29] J.-E. Dufour, B. Beaubier, F. Hild, and S. Roux, "CAD-based Displacement Measurements with Stereo-DIC: Principle and First Validations," *Exp. Mech.*, vol. 55, no. 9, pp. 1657–1668, Nov. 2015.
- [30] L. Piegl and W. Tiller, *The NURBS Book*, 2nd ed. Springer, 1997.
- [31] B. Beaubier, J.-E. Dufour, F. Hild, S. Roux, S. Lavernhe, and K. Lavernhe-Taillard, "CAD-based calibration and shape measurement with stereoDIC," *Exp. Mech.*, vol. 54, no. 3, pp. 329–341, Mar. 2014.
- [32] D. C. Brown, "Decentering distortion of lenses," *Photogrammetric Engineering*, pp. 444–462, 1966.
- [33] D. C. Brown, "Close-range camera calibration," *Photogrammetric Engineering*, pp. 855–866, 1971.
- [34] O. D. Faugeras and G. Toscani, "The Calibration Problem for Stereoscopic Vision," in *Sensor Devices and Systems for Robotics*, vol. 52, A. Casals, Ed. Springer Berlin Heidelberg, 1989, pp. 195–213.
- [35] R. Y. Tsai, "Versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the shelf TV cameras and lenses," pp. 323–344, 1987.
- [36] C. S. Fraser, "Digital camera self-calibration," *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.*, vol. 52, no. 4, pp. 149–159, Aug. 1997.
- [37] C. S. Fraser, "Automated Processes in Digital Photogrammetric Calibration, Orientation, and Triangulation," *Digit. Signal Process.*, vol. 8, no. 4, pp. 277–283, Oct. 1998.
- [38] J. Salvi, X. Armangué, and J. Battle, "A comparative review of camera calibrating methods with accuracy evaluation," *Pattern Recognit.*, vol. 35, no. 7, pp. 1617–1635, Jul. 2002.
- [39] J.-E. Dufour, F. Hild, and S. Roux, "Integrated digital image correlation for the evaluation and correction of optical distortions," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 56, pp. 121–133, 2014.
- [40] A. Charbal, J.-E. Dufour, A. Guery, F. Hild, S. Roux, L. Vincent, and M. Poncelet, "Integrated Digital Image Correlation considering gray level and blur variations: Application to distortion measurements of IR camera," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 78, pp. 75–85, Mar. 2016.
- [41] G. Crammond, S. W. Boyd, and J. M. Dulieu-Barton, "Speckle pattern quality assessment for digital image correlation," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 51, no. 12, pp. 1368 – 1378, 2013.

APPENDIX A: HYBRID STEREO RIG AT HIGHER MAGNIFICATION

In order to have a better spatial resolution, a G1 lens may also be used for the IR camera (FLIR x6540sc, 640x512 pixels, pitch = 15 μ m). The observed sample imposes the latter to be positioned normal to its surface (see Figure A1) due to the low depth of field.

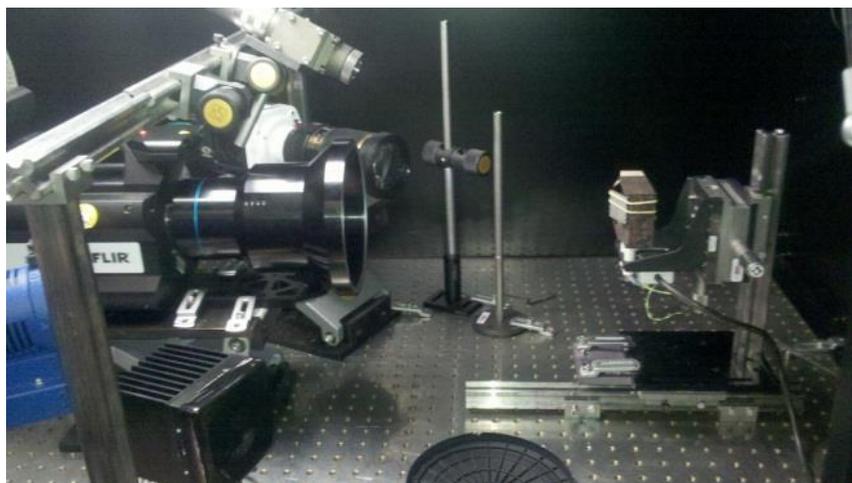


Figure A1: Hybrid stereo rig with the IR (with G1 lens) and visible light cameras where the motions are manually applied along 3 axes

The IR camera with a G1-lens is calibrated by following the same procedure as above. Since the previous 2D target does not provide sufficient contrast at room temperature, another one is used for the distortion corrections. A grid made of copper is deposited onto a black painted surface. The difference of emissivities (i.e., low for copper and high for the black paint) provides the required contrast. According to the manufacturer the pitch is 480 μ m so that a simple grid is generated. The latter is used as a reference in the boxed region of interest (ROI) of Figure A2.

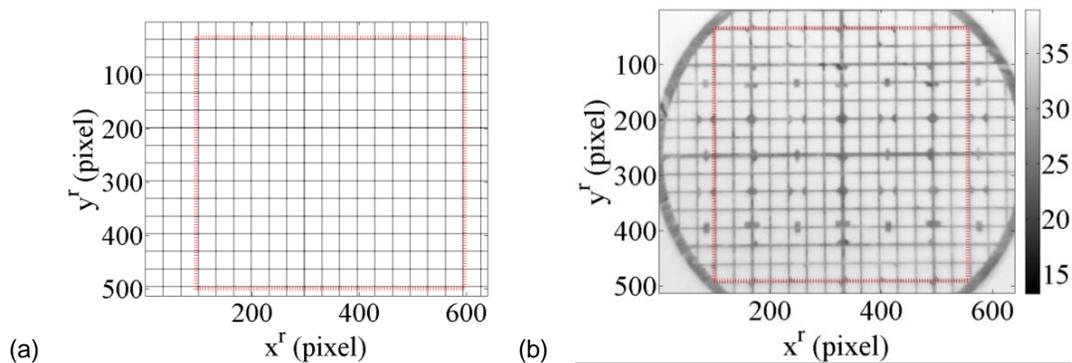


Figure A2: (a) Reference (numerical) grid and (b) distorted image for the IR camera

The measured distortion fields are illustrated in Figure A3. As observed with the visible light camera, they are vanishing in the image center and reach 1.5 pixel (or 22.5 μm) near the image borders. Even when expressed in pixels, these orders of magnitude are lower than those observed with the 50-mm lens, thereby proving that the quality of the G1-lens is higher than the 50-mm lens with the 12mm extension ring.

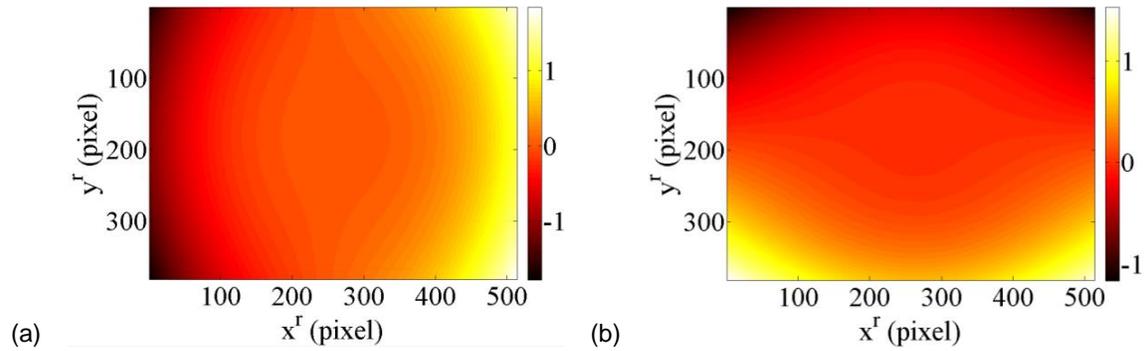


Figure A3: Distortion fields (a) u_x and (b) u_y (expressed in pixel) for the IR camera with G1 lens

Once the pictures are corrected from the estimated lens distortions, it is possible to perform the next step, which consists of determining the projection matrices. When the gray levels are assumed to be conserved, the RMS gray level residual is as high as 25.1 % of the dynamic range. When a second order field (polynomial function of order 2) is considered and one blurring kernel it is reduced to 1.2%. The quality of the residual after GLC corrections (see Figure A4) is an additional proof of the quality of the estimates.

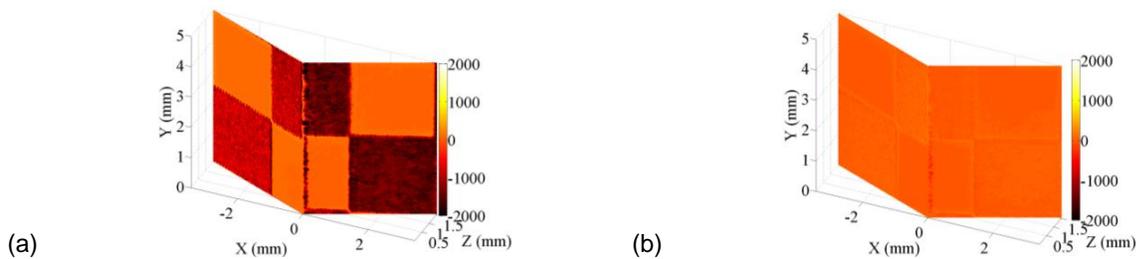


Figure A4: Gray level residual for the determination of the projection matrices (a) without and (b) with gray level and blur corrections (see main text)

Similar remarks and conclusions can be drawn from the present study, namely, the initial guess is closer to the matrices determined with GLC and that such corrections should be considered for a better estimation of the projection matrices.

The translational motions are performed by using a manual 3-axis stage. The prescribed and measured rigid body motions are listed in Table A1. In the present case, the integrated version (I-SC) is considered. According to the values reported in Table A1, the displacements are well captured. The difference in terms of displacement component is mostly due to misalignments between the target frame and that of the 3-axis stage.

Table A1: Prescribed and measured rigid body motions expressed in μm

Case		U_x	U_y	U_z	2-Norm
#1	Prescribed	30	0	0	30
	Measured	26	-1	-8	27
#2	Prescribed	30	0	-30	42
	Measured	31	-2	-28	42
#3	Prescribed	30	0	-50	58
	Measured	34	-1	-47	58

Globally, the I-SC residuals normalized by the dynamic range of the reference pictures are smaller for the visible light camera (ranging from 0.6 to 1.2 %) when compared with the IR camera (0.6 to 2.1 %) when 3D displacements are measured. These low levels and the fact that the residual map is rather uniform (Figure A5(b)) when compared to the case with no GLCs (Figure A5(a)) show that the registration was successful.

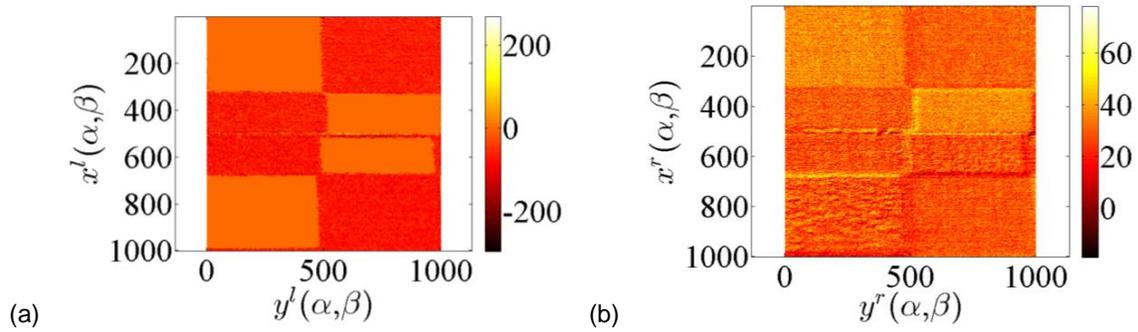


Figure A5: Gray and digital level residuals for the visible light (a) and IR (b) cameras for displacement measurements

Annexe F

Essais de fatigue pré-FLASH à $\Delta T = 200^{\circ}\text{C}$

CARACTERISATION DE CHAMPS THERMOMECHANIQUES AU COURS D'ESSAIS DE FATIGUE THERMIQUE A GRAND NOMBRE DE CYCLES

A. Charbal* ***, L. Vincent ***, F. Hild*, M. Poncelet*, S. Roux* and D. Farcage**

* LMT Cachan, UMR 8535, 61 av. du Président Wilson, F-94235 Cachan cedex, France, poncelet@ens-cachan.fr, hild@lmt.ens-cachan.fr, stephane.roux@lmt.ens-cachan.fr

** CEA, DEN, DPC, SEARS, F-91191, Gif sur Yvette cedex, France, daniel.farcage@cea.fr

***CEA, DEN, DMN, SRMA, F-91191 Gif sur Yvette cedex, France, ali.charbal@cea.fr, ludovic.vincent@cea.fr

Mots clés : Corrélacion d'images numériques, thermographie infrarouge, fatigue thermique

1. INTRODUCTION

Dans les réacteurs nucléaires actuels ou futurs, des variations locales de température dans le fluide caloporteur peuvent engendrer des dilatations empêchées génératrices de contraintes. Lorsque ces sollicitations sont répétées un grand nombre de fois, un endommagement puis une fissuration du matériau peuvent apparaître (Robert et al.). On parle alors de fatigue thermique du matériau. Pour la caractériser, plusieurs types d'essais ont été réalisés par le passé. D'une part, des essais de fatigue uniaxiaux et isothermes pour construire une courbe de fatigue mécanique du matériau et, d'autre part, des essais sur plusieurs dispositifs expérimentaux de fatigue thermique développés pour s'approcher des conditions de service (Fissolo et al. 2009). L'interprétation de ces derniers essais passe par l'estimation des champs de température et de déplacement de la structure à partir de quelques mesures ponctuelles de température par thermocouples.

Un nouveau dispositif de fatigue thermique a été proposé permettant de suivre de manière plus globale les champs thermiques et cinématiques (Vincent et al. 2013). L'intérêt de ce dispositif est aussi qu'il pallie certaines faiblesses des dispositifs de fatigue thermique actuels en conciliant la réalisation d'un grand nombre de cycles de fatigue (supérieur au million) avec une grande stabilité dans le temps du chargement imposé et une meilleure estimation du chargement d'origine thermique. Un laser de puissance pulsé est ainsi utilisé pour imposer des flux de chaleur cycliques d'amplitude constante en surface d'un acier inoxydable austénitique, tout en observant cette surface au moyen de deux caméras, l'une travaillant dans le spectre infrarouge et l'autre dans le spectre visible. La première permet de mesurer le champ de température en surface d'échantillon au cours des impulsions laser sous réserve d'avoir pu au préalable déterminer l'émissivité de cette surface. La seconde caméra permet de mesurer le champ de déplacement par Corrélacion d'Images Numériques (CIN), puis par dérivation, de déterminer le champ de déformation, que l'on peut comparer à celui obtenu par méthode des éléments finis. Compte tenu des faibles durées d'impulsion (typiquement 50 ms), une acquisition stroboscopique a par ailleurs été mise en place pour obtenir suffisamment d'images thermiques et « cinématiques » au cours d'une impulsion laser. Ces essais ont été menés sur deux échantillons, jusqu'à l'amorçage et le suivi des premiers stades de propagation de fissure. Nous présentons tout d'abord le dispositif expérimental utilisé et le matériau étudié, suivi d'une synthèse des principaux résultats expérimentaux sur en termes de champs cinématiques et thermiques d'une part et de l'endommagement d'autre part.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MATERIAU ETUDIE

Un laser pulsé (TruPulse 156 fabriqué par Trumpf, $\lambda = 1064\text{nm}$ - Figure 1a (1)) est utilisé pour imposer des chargements thermiques cycliques au centre d'un échantillon (Figure 1a (2)). La fréquence des tirs est de 2 Hz, la durée d'impulsion est de 50 ms et la puissance du faisceau incident est adaptée pour imposer une variation de température en surface de 200°C (soit 300 W environ). Le faisceau a un diamètre de 5 mm et une densité spatiale de puissance sous la forme d'un chapeau haut de forme (« *top-hat* »). La faible absorptivité de la surface de l'échantillon à l'état poli miroir puis pré-oxydée nous contraint à incliner le faisceau laser par rapport à la normale à cette surface. Un détecteur de puissance est alors utilisé pour non seulement enregistrer la puissance moyenne réfléchiée et estimer ainsi l'absorptivité de la surface (Figure 1a (3)), mais également pour capter le faisceau réfléchi pour des raisons de sécurité.

une zone voisine préalablement recouverte d'une peinture à forte émissivité et résistante à haute température. Pour confirmer la haute valeur d'émissivité de la zone peinte, un thermocouple a été soudé en surface d'échantillon avant d'être recouvert de peinture, ceci dans le but d'avoir une autre référence de la température de surface. L'écart entre la température de la zone peinte mesurée par thermocouple et par rayonnement infrarouge en supposant une émissivité égale à 1 n'excédait pas 10 °C (A. Charbal et al.). Une émissivité de 0.36 à une longueur d'onde de 4 µm (caméra IR) et de 0.51 à [1.55 ; 2.2 µm] (pyromètre) a ainsi été obtenue pour l'état initial de la zone qui subit les chocs thermiques. Périodiquement, les essais sont interrompus pour vérifier que l'émissivité de la surface n'a pas évolué et si tel est le cas, alors celle-ci est mise à jour à la fois pour les mesures par pyrométrie et par caméra IR. Les mesures ponctuelles de température par pyrométrie sont par la suite utilisées pour réguler la puissance crête du laser au cours des cycles tandis que les champs de température issus de la caméra IR sont utilisés dans un processus d'identification du chargement thermique pour les simulations numériques. Ces derniers aspects ne seront pas traités ici, mais le lecteur peut se référer à (A. Charbal et al.).

3.2 Mesures de champs cinématiques

La technique de CIN utilisée est celle proposée par Tomičević *et al.* (2013), basée sur une minimisation d'une fonctionnelle à la fois optique (résolution d'un problème de CIN classique) et mécanique (résolution d'un problème élastique). A grande échelle la solution du problème de CIN prend le pas, tandis qu'en dessous d'une longueur de régularisation donnée, la solution du problème d'élasticité domine. Le mouchetis utilisé sur l'acier 316L permet le choix d'une taille d'éléments triangulaires (T3) de 20 pixels. La stratégie de calcul CIN est de d'abord d'imposer une longueur de régularisation initiale de 100 pixels et de 50 pixels sur les bords. Puis lors d'une deuxième étape, en donnant comme déplacements initiaux ceux précédemment calculés, une longueur de régularisation plus faible (40 pixels au centre et 20 pixels sur les bords) est choisie. Les champs de déplacement au maximum du chargement d'un cycle sont représentés sur la Figure 2. Les amplitudes sont de l'ordre de 0.3 pixel soit 3 µm dans la zone impactée.

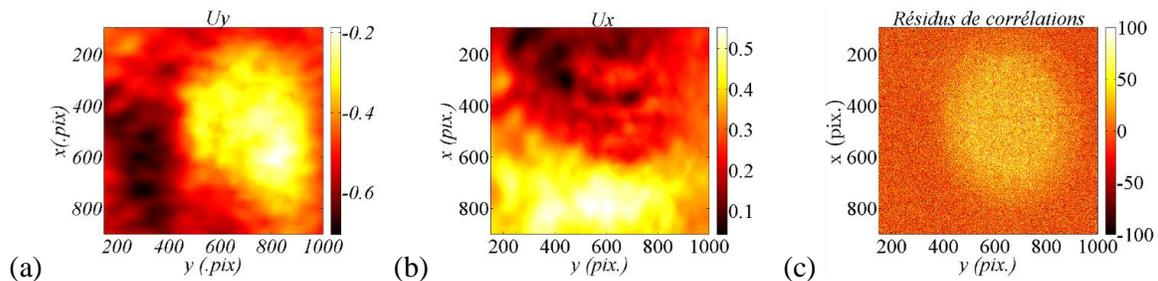


Figure 2 : Champs de déplacement en pixel selon les axes X(a) et Y(b) entre une image juste avant un tir laser et une image à la fin du tir et (c) les résidus de corrélation en niveaux de gris (dynamique de l'image de 4096 niveaux de gris)

Malgré la pauvreté du mouchetis obtenu par oxydation (faible gradient), les mesures fournissent les tendances attendues, à savoir des champs de déplacement similaires à ceux observés lors d'essais biaxiaux.

3.3 Amorçage et premiers stades de propagation de fissures

Un essai de fatigue a été réalisé jusqu'à 95 000 cycles. L'échantillon est maintenu à une température de 380 °C et le chargement thermique (variation de température) imposé est de 200 °C. Grâce à la synchronisation externe des caméras, les images sont toujours prises au même instant dans le cycle de chargement thermique, quel que soit le nombre de cycles atteint. Ceci permet d'appliquer la CIN entre deux états censés être identiques, en début et en fin d'essais par exemple, dans le but de ne faire ressortir du champ de déformation (ou de déplacement) que l'évolution de l'endommagement surfacique de l'échantillon. Les longueurs finales des fissures observées après 95 000 cycles sont de l'ordre de 3 mm avec une ouverture avoisinant les 5 µm (voir Figure 3c). La forme en étoile du réseau de fissures formée est caractéristique d'un chargement biaxial.

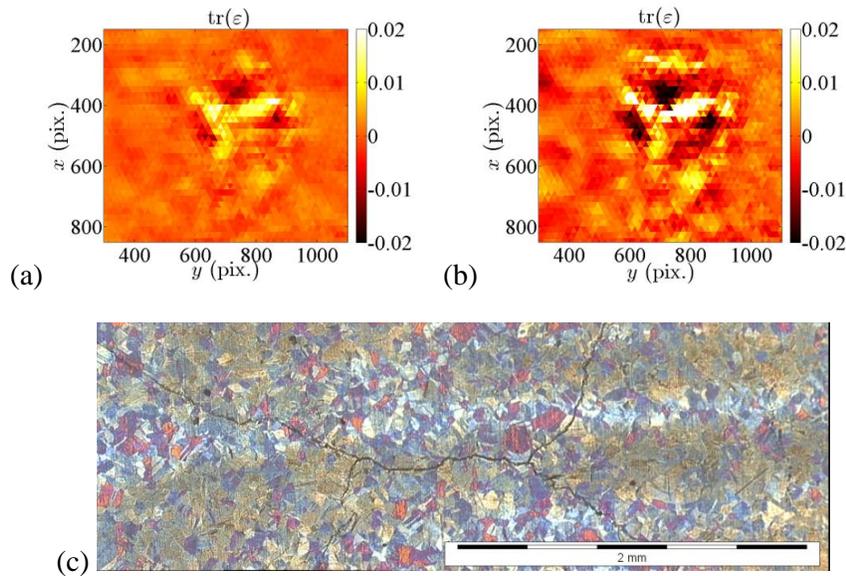


Figure 3 : Trace des déformations planes de corrélation entre images prises juste avant le déclenchement d'un tir, en fonction du nombre de cycles (a) entre le 6 500^{ème} et le 30 000^{ème} cycles (b) entre le 6 500^{ème} et le 95 000^{ème} cycles. 1 pixel =10 μm (c) la fissure observée au microscope optique après 95 000 cycles.

4. CONCLUSIONS

Des essais de fatigue thermique ont été réalisés sur un acier inoxydable austénitique en appliquant des pulses d'énergie par laser. L'usage de caméras visible et IR permet de mesurer des champs (globaux) cinématiques et thermiques au cours des chocs thermiques. L'essai est poursuivi jusqu'à ce que se développe un réseau de fissures caractéristique de chargements biaxiaux. L'utilisation de la CIN entre deux images prises à un même instant des cycles laser mais espacés de plusieurs milliers de cycles, permet de détecter l'évolution de l'endommagement au cours des cycles. La taille finale observée par microscopie optique est de 3 mm.

5. REFERENCES

- A. Charbal, L. Vincent, F. Hild, M. Poncelet, S. Roux, and D. Farcage. "Characterization of Temperature and Strain Fields during Cyclic Laser Shocks." In . 12th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, QIRT, Bordeaux, France, 2014.
- A. Fissolo, S. Amiable, O. Ancelet, F. Mermaz, J.M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, C. Robertson, L. Vincent, V. Maillot, and F. Bouchet. 2009. "Crack Initiation under Thermal Fatigue: An Overview of CEA Experience. Part I: Thermal Fatigue Appears to Be More Damaging than Uniaxial Isothermal Fatigue." *International Journal of Fatigue* 31 (3): 587–600.
- N. Robert, J. Economou, F. Cornuel, O. Volte, and J.-M. Stephan. "Investigations of Mixing Zones Subject to Thermal Fatigue." In . International symposium on the Contribution of Materials Investigations to Improve the Safety and Performance of LWRs, Fontevraud, France, 2006.
- Z. Tomicevic, F. Hild, and S. Roux. 2013. "Mechanics-Aided Digital Image Correlation." *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design* 48 (5): 330–43.
- L. Vincent, M. Poncelet, S. Roux, F. Hild, and D. Farcage. 2013. "Experimental Facility for High Cycle Thermal Fatigue Tests Using Laser Shocks." *Fatigue Design 2013, International Conference Proceedings* 66 (0): 669–75.

Essai de fatigue thermique par chocs laser

A. Charbal^{a,b}, L. Vincent^a, F. Hild^b, M. Poncelet^b, S. Roux^b and D. Farcage^c

^a CEA, DEN, DMN, SRMA, F-91191 Gif sur Yvette cedex, France,
{ali.charbal, ludovic.vincent}@cea.fr

^b LMT Cachan, UMR 8535, 61 av. du Président Wilson, F-94235 Cachan cedex, France,
{hild, poncelet, stephane.roux}@lmt.ens-cachan.fr

^c CEA, DEN, DPC, SEARS, F-91191, Gif sur Yvette cedex, France,
daniel.farcage@cea.fr

Résumé :

Un nouveau dispositif expérimental est utilisé pour étudier les phénomènes de fatigue thermique dans les matériaux de structures de centrales nucléaires au travers de chocs thermiques cycliques par un laser de puissance. Un essai de fatigue, sur un acier AISI 316 L(N), est mené jusqu'à apparition de fissure (800µm) avec une température initiale de l'échantillon de 380°C et une variation cyclique de température de 200°C à une fréquence de 1.5 Hz. Les champs de température et de déformation dans la zone d'impact sont mesurés expérimentalement sans contact. Grâce à la synchronisation des caméras et à la méthode de corrélation d'image numérique, les premiers stades d'amorçage et de propagation peuvent être estimés.

Abstract :

A new experimental setting is used to study thermal fatigue phenomenon occurring in structures of nuclear power plants. The cyclic thermal shocks are performed by a laser. A thermal fatigue test is presented on an A316L(N) stainless steel. The initial temperature is 380°C and the thermal loading is of 200°C imposed at a frequency of 1.5 Hz. The thermal fatigue test is performed till a crack is formed (of 800µm). The thermal and kinematic fields are measured owing to an infrared and a visible camera. Thanks to the synchronization of both cameras and to the digital image correlation method used, the initiation and propagation of the crack can be approximated.

Mots clés : Corrélation d'images numériques, thermographie infrarouge, fatigue thermique

1 Introduction

Dans les réacteurs nucléaires actuels ou futurs, des variations locales de température dans le fluide caloporteur peuvent engendrer des dilatations empêchées génératrices de contraintes. Lorsque ces sollicitations sont répétées un grand nombre de fois, un endommagement puis une fissuration du matériau peuvent apparaître [1]. On parle alors de fatigue thermique du matériau. Pour la caractériser, plusieurs types d'essais ont été réalisés par le passé. D'une part, des essais de fatigue uniaxiaux et isothermes pour construire une courbe de fatigue mécanique du matériau et, d'autre part, des essais sur plusieurs dispositifs expérimentaux de fatigue thermique développés pour s'approcher des conditions de service [2]. L'interprétation de ces derniers essais passe par l'estimation des champs de température et de déplacement de la structure à partir de quelques mesures ponctuelles de température par thermocouples.

Un nouveau dispositif de fatigue thermique a été proposé permettant de suivre de manière plus globale les champs thermiques et cinématiques [3]. L'intérêt de ce dispositif est aussi qu'il pallie certaines faiblesses des dispositifs de fatigue thermique actuels en conciliant la réalisation d'un grand nombre de cycles de fatigue (supérieur au million) avec une grande stabilité dans le temps du chargement imposé et une meilleure estimation du chargement d'origine thermique. Un laser de puissance pulsé est ainsi utilisé pour imposer des flux de chaleur cycliques d'amplitude constante en surface d'un acier inoxydable austénitique, tout en observant cette surface au moyen de deux caméras, l'une travaillant dans le spectre infrarouge et l'autre dans le spectre visible. La première permet de mesurer le champ de température en surface d'échantillon au cours des impulsions laser sous réserve d'avoir pu au préalable déterminer l'émissivité de cette surface. La seconde caméra permet de mesurer le champ de déplacement par Corrélation d'Images Numériques (CIN), puis par dérivation, de déterminer le champ de déformation, que l'on peut comparer à celui obtenu par simulation aux éléments finis. Compte tenu des faibles durées d'impulsion (typiquement 50 ms), une acquisition stroboscopique a par ailleurs été mise en place pour obtenir suffisamment d'images thermiques et « cinématiques » au cours d'une impulsion laser. Ces essais ont été menés sur deux échantillons, jusqu'à l'amorçage et le suivi des premiers stades de propagation de fissure. Nous présentons tout d'abord le dispositif expérimental utilisé et le matériau étudié, suivi d'une synthèse des principaux résultats expérimentaux en termes de champs cinématiques et thermiques d'une part et d'endommagement d'autre part.

2 Dispositif expérimental et matériau étudié

Un laser pulsé (TruPulse 156 fabriqué par Trumpf, $\lambda = 1064\text{nm}$ - Figure 1a (1)) est utilisé pour imposer des chargements thermiques cycliques au centre d'un échantillon (Figure 1a (2)). La fréquence des tirs est de 1.5 Hz, la durée d'impulsion est de 50 ms et la puissance crête du faisceau incident est adaptée pour imposer une variation de température en surface de 200°C (soit 300 W environ). Le faisceau a un diamètre de 5 mm et une densité spatiale de puissance sous la forme d'un chapeau haut de forme (« *top-hat* »). La faible absorptivité de la surface de l'échantillon à l'état poli miroir puis pré-oxydée nous contraint à incliner le faisceau laser par rapport à la normale à cette surface. Un détecteur de puissance est alors utilisé pour non seulement enregistrer la puissance moyenne réfléchie et estimer ainsi l'absorptivité de la surface (Figure 1a (3)), mais également pour capter le faisceau réfléchi pour des raisons de sécurité.

Deux pyromètres rapides (KGA740-LO fabriqués par Kleiber GmbH, $\lambda = [1550\text{ nm}-2200\text{ nm}]$, Figure 1a (4)) nous permettent de mesurer sur un diamètre de 2.5 mm la température au centre de la zone impactée. Enfin pour avoir accès à des mesures de champs en surface d'échantillon, une caméra

infrarouge (x6540sc fabriquée par FLIR, définition 640×512 pixels, $\lambda = [3 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}]$, Figure 1a (5)) est utilisée pour mesurer les champs de température au cours des cycles. Pour les champs de déplacement, la technique de Corrélation d'Images Numériques (CIN) est utilisée sur les images enregistrées par une caméra rapide (MIRO M320S fabriquée par Vision Research, définition 1920×1080 pixels, Figure 1a (6)). Afin de protéger les capteurs des caméras d'éventuelles réflexions parasites du faisceau laser, des filtres passe haut et passe bas sont utilisés (Figure 1a (7 et 8)) respectivement pour la caméra IR et la caméra visible. Deux lampes Dedocool 250W sont utilisées pour éclairer la surface de l'échantillon et produire la luminosité nécessaire dans les images visibles pour l'application la CIN (Figure 1a (9)). Les distances de travail pour la caméra IR et visible sont respectivement de 18 cm et 25 cm. Les tailles physiques de pixel sont de $60 \mu\text{m}$ et de $12.5 \mu\text{m}$ respectivement pour la caméra IR et la caméra visible. L'échantillon est chauffé à $400 \text{ }^\circ\text{C}$ par contact sur sa face arrière avec une résistance électrique dont la température, mesurée par un thermocouple, est régulée (Figure 1a (10)).

L'échantillon étudié est un acier inoxydable austénitique de type 316L qui a pour dimensions $50 \times 50 \times 10 \text{ mm}^3$. Pour mesurer les champs de déplacement par CIN, il est nécessaire d'avoir un motif de niveaux de gris à la surface de l'objet observé. Le mouchetis est obtenu simplement en effectuant un polissage suivi d'une préoxydation au four de l'échantillon pendant 48 h à $400 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 1b).

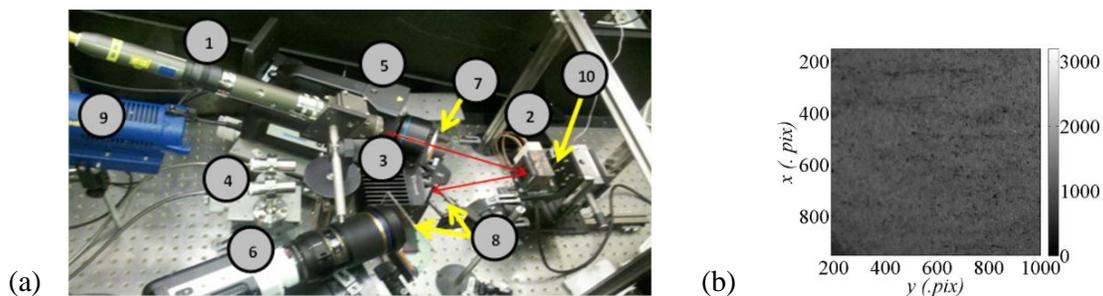


Figure 1 : (a) Configuration expérimentale (voir le texte principal pour les descriptions de chaque élément numéroté) (b) Surface d'échantillon avec une surface pré-oxydée et les niveaux de gris correspondants (la taille physique d'un pixel est de $10 \mu\text{m}$)

3 Résultats expérimentaux

Pour pouvoir mesurer les champs thermiques et cinématiques aux mêmes instants de sollicitation, une synchronisation des caméras a été utilisée. Pour pallier la relativement faible cadence d'acquisition de la caméra IR (180 Hz), une acquisition stroboscopique a été mise en place afin de reconstruire un cycle de choc thermique à l'aide de trois cycles successifs. Après reconstruction, le nombre d'images enregistrées lors de la montée en température est de 27 et le nombre total d'images (pour la montée et la descente) est alors de 359 images.

3.1 Mesure de champs thermiques

Les mesures sans contact de champs de température ont été réalisées à l'aide des pyromètres et de la caméra IR qui délivrent un signal (tension ou niveau numérique) proportionnel au flux radiatif reçu. Une première étape d'étalonnage face à un corps noir à cavité a été menée afin d'associer les signaux bruts de ces appareils de mesure à une température corps noir connue. Pour mesurer ensuite la température des échantillons de fatigue, il est nécessaire au préalable de déterminer l'émissivité de leur surface [3], [4]. Cette émissivité a été estimée en comparant le flux émis par la zone d'intérêt et celui émis par une zone voisine préalablement recouverte d'une peinture à forte émissivité et résistante à haute température. Pour confirmer la haute valeur d'émissivité de la zone peinte, un thermocouple a été soudé en surface d'échantillon avant d'être recouvert de peinture, ceci dans le but d'avoir une autre référence de la température de surface. L'écart entre la température de la zone peinte mesurée par thermocouple et par rayonnement infrarouge en supposant une émissivité égale à 1 n'excédait pas 10°C (pour une température moyenne de 400°C). Une émissivité de 0.31 à une longueur d'onde de 4 μm (caméra IR) et de 0.26 à [1.55 ; 2.2 μm] (pyromètre) a ainsi été obtenue pour l'état initial de la zone qui subit les chocs thermiques. Périodiquement, les essais sont interrompus pour vérifier que l'émissivité de la surface n'a pas évolué et si tel est le cas, alors celle-ci est mise à jour à la fois pour les mesures par pyrométrie et par caméra IR. Les mesures ponctuelles de température par pyrométrie sont par la suite utilisées pour réguler la puissance crête du laser au cours des cycles tandis que les champs de température issus de la caméra IR sont utilisés dans un processus d'identification du chargement thermique (Figure 2) pour les simulations numériques. Ces derniers aspects ne seront pas traités ici, mais le lecteur peut se référer à [4].

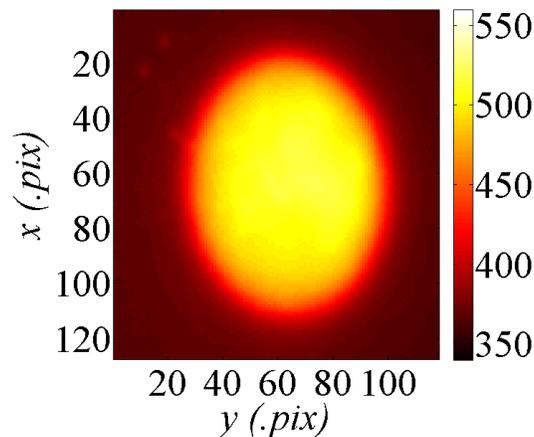


Figure 2 : Chargement thermique au maximum de la sollicitation

La Figure 3(a-b) montre qu'après un régime transitoire durant lequel la température moyenne en surface augmente, on atteint un régime stabilisé où l'amplitude et la valeur moyenne du chargement thermique restent très stables.

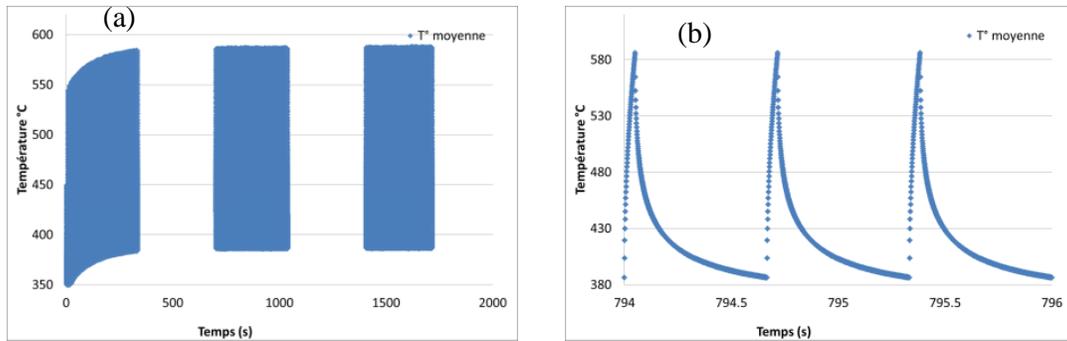


Figure 3 : Evolution du chargement thermique enregistré par les pyromètres au cours des cycles de fatigue thermique pendant une séquence de (a) 3400 cycles et (b) un zoom sur trois cycles

Néanmoins il est nécessaire lorsqu'on sollicite l'échantillon sur plus de 5000-10000 cycles de vérifier son état de surface. En effet les mesures par calorimétrie montrent que l'absorptivité de la surface évolue sur le long terme. Cette évolution et celle de la puissance laser imposée (qui décroît en fonction de l'état de surface) pour maintenir un chargement thermique constant sont représentées ci-dessous.

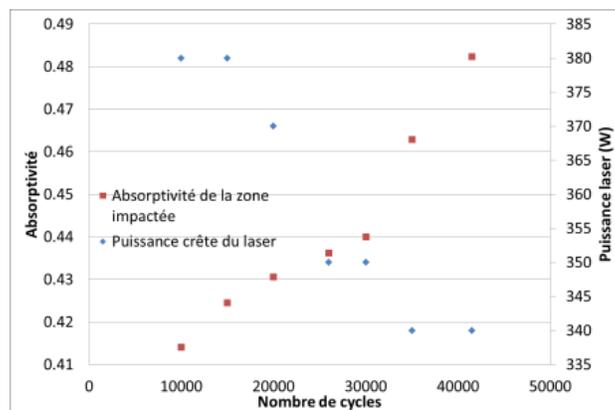


Figure 4: Evolution de l'absorptivité de la zone impactée et de la puissance crête imposée au cours des cycles de fatigue thermique

De même les émissivités mesurées par pyrométrie évoluent de 0.26 à 0.31 entre le début et la fin de l'essai. Ceci est en adéquation avec l'évolution de l'absorptivité.

3.2 Mesures de champs cinématiques

La technique de CIN utilisée est celle proposée par [5], basée sur une minimisation d'une fonctionnelle à la fois optique (résolution d'un problème de CIN classique) et mécanique (résolution d'un problème élastique). A grande échelle la solution du problème de CIN prend le pas, tandis qu'en dessous d'une longueur de régularisation donnée, la solution du problème d'élasticité domine. Le mouchetis utilisé sur l'acier 316L permet le choix d'une taille d'éléments triangulaires (T3) de 20 pixels. La stratégie de calcul CIN est d'imposer une longueur de régularisation de 50 pixels. Les champs de déplacement au maximum du chargement d'un cycle sont représentés sur la Figure 5. Les amplitudes sont de l'ordre de 0.25 pixel soit 2.5 μm dans la zone impactée.

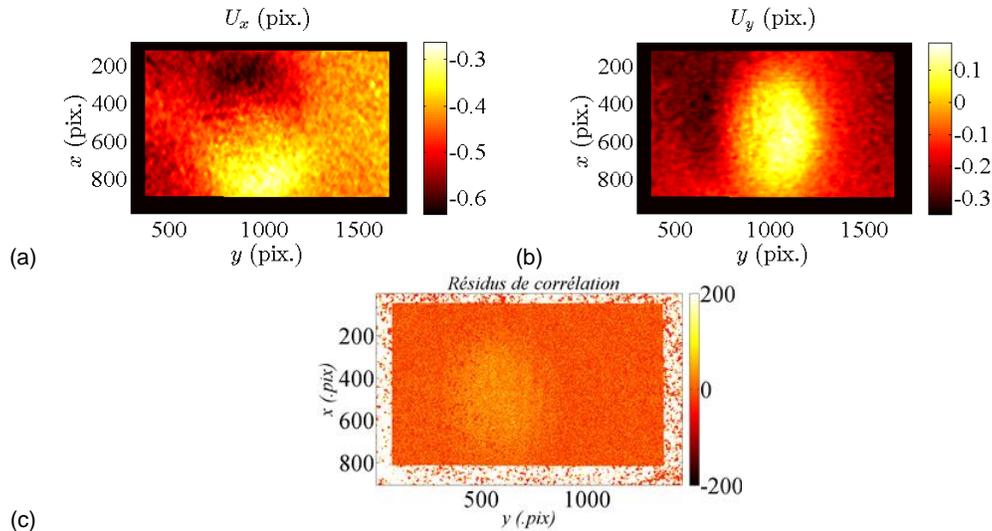


Figure 5 : Champs de déplacement en pixel selon les axes X(a) et Y(b) entre une image juste avant un tir laser et une image à la fin du tir et (c) les résidus de corrélation en niveaux de gris (dynamique de l'image de 4096 niveaux de gris)

Malgré la pauvreté du mouchetis obtenu par oxydation (faible gradient), les mesures fournissent les tendances attendues, à savoir des champs de déplacement similaires à ceux observés lors d'essais biaxiaux.

3.3 Amorçage et premiers stades de propagation de fissures

Grâce à la synchronisation externe des caméras, les images sont toujours prises au même instant dans le cycle de chargement thermique, quel que soit le nombre de cycles atteint. Ceci permet d'appliquer la CIN entre deux états censés être identiques, en début et en fin d'essais par exemple, dans le but de ne faire ressortir du champ de déformation (ou de déplacement) que l'évolution de l'endommagement surfacique de l'échantillon. Il est alors possible d'observer l'apparition de fissures au cours des cycles. En effet si on compare une image où l'état de surface n'est pas endommagé à une image avec une fissure, on doit trouver des champs de déplacement décrivant les modes d'ouverture de cette fissure. Si rien ne se passe, comme lorsqu'on compare les tout premiers cycles entre eux, alors les champs de déplacement devraient être à un mouvement de corps rigide près nuls.

L'évolution de l'endommagement à l'aide de la déformation ε_{xx} est illustrée sur la Figure 6.

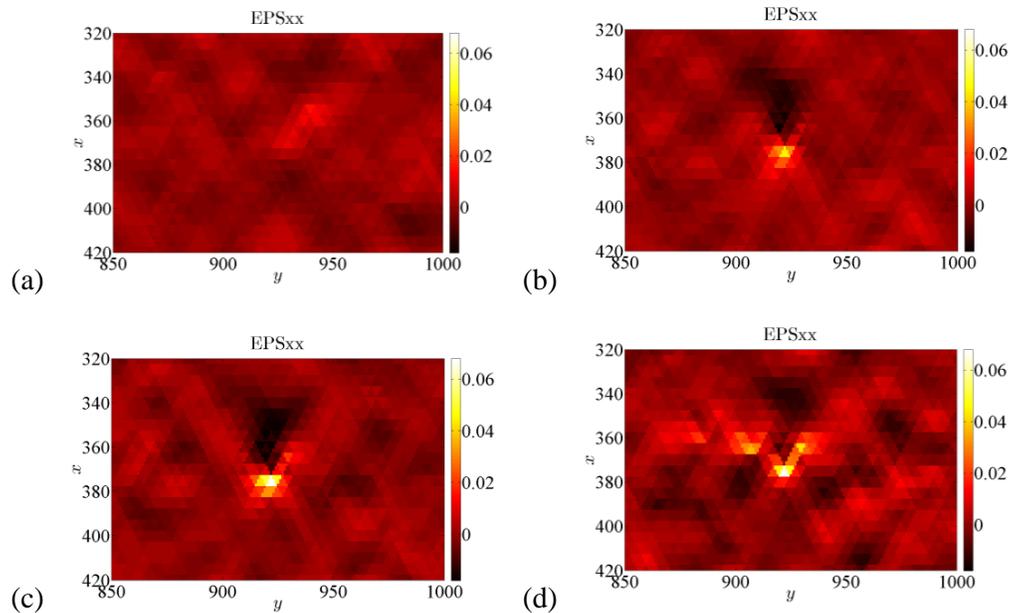


Figure 6 : Evolution du champ de déformation selon x permettant de révéler une fissure (a) 50000^e-53000^e (pas de fissure), (b) 53000^e-61000^e, (c) 53000^e-63000^e et (d) 53000^e-75000^e cycles

On sait que les plus fortes déformations auront lieu dans la direction perpendiculaire à la direction de l'orientation de la fissure. On voit qu'au départ on observe un champ quasi homogène, ce qui laisse croire qu'entre le 50000^e et le 53000^e cycle, rien ne se passe. Ensuite entre le 53000^e et le 61000^e cycle une zone de localisation se distingue avec une taille de 10-15 pixels (selon l'axe horizontal y) soit 100-150 μm . Puis en comparant l'image du 53000^e cycle à celle prise au 63000^e la zone de localisation évolue vers 20-30 pixels soit 200-300 μm et enfin si on compare l'image du 53000^e au 75000^e cycle on trouve 70-90 pixels soit 700-900 μm environ. Ces résultats peuvent ensuite être comparés à l'image prise au microscope optique à la fin de l'essai soit au 75000^{ème} cycle (Figure 7).

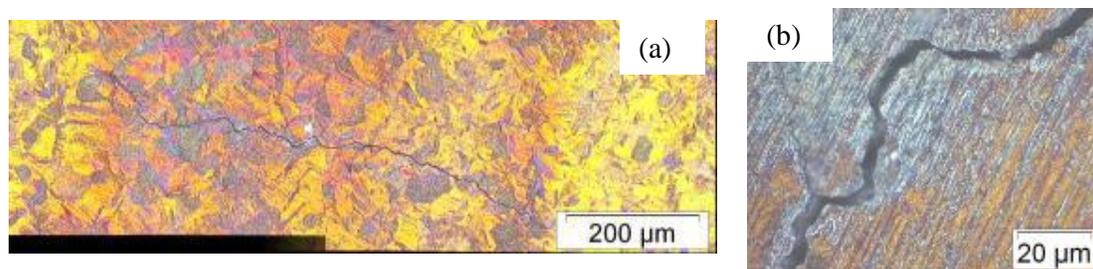


Figure 7 : Observation au microscope optique après 75000 cycles de (a) la fissure principale et (b) son ouverture (de 2-3 μm)

On peut observer que l'ouverture de la fissure est de 2-3 μm (Figure 7-(b)). Ceci explique d'une part les difficultés rencontrées lors de la détection de fissure par CIN. En effet la taille physique des pixels étant de 10 μm et la taille des éléments T3 choisis pour cette étape étant de l'ordre 100 μm une description fine des phénomènes d'amorçage et propagation est rendue difficile. Néanmoins la fissure qui entraîne une perte de raideur de la zone impactée engendre des champs de déplacement qui lui sont propres. Une autre difficulté est que la zone d'impact, subissant des variations de températures entre 380°C et 580°C, connaît une évolution du mouchetis naturel. Ce dernier effet peut provoquer l'apparition de phénomènes de localisation « fantômes » générés seulement par l'évolution de l'oxyde.

D'autres stratégies sont en cours d'analyse pour améliorer la détection de l'amorçage et le suivi de la propagation de fissures.

4 Conclusions

Des essais de fatigue thermique ont été réalisés sur un acier inoxydable austénitique en appliquant des pulses d'énergie par laser. L'usage de caméras visible et IR permet de mesurer des champs (globaux) cinématiques et thermiques au cours des chocs thermiques. L'utilisation de la CIN entre deux images prises à un même instant des cycles laser mais espacés de plusieurs milliers de cycles, permet de détecter l'évolution de l'endommagement au cours des cycles. La taille finale observée par microscopie optique est de 800 μm .

Références

- [1] N. Robert, J. Economou, F. Cornuel, O. Volte, and J.-M. Stephan, "Investigations of mixing zones subject to thermal fatigue," presented at the International symposium on the Contribution of Materials Investigations to Improve the Safety and Performance of LWRs, Fontevraud,.
- [2] A. Fissolo, S. Amiable, O. Ancelet, F. Mermaz, J. M. Stelmaszyk, A. Constantinescu, C. Robertson, L. Vincent, V. Maillot, and F. Bouchet, "Crack initiation under thermal fatigue: An overview of CEA experience. Part I: Thermal fatigue appears to be more damaging than uniaxial isothermal fatigue," *Int. J. Fatigue*, vol. 31, no. 3, pp. 587–600, Mar. 2009.
- [3] L. Vincent, M. Poncelet, S. Roux, F. Hild, and D. Farcage, "Experimental Facility for High Cycle Thermal Fatigue Tests Using Laser Shocks," *Fatigue Des. 2013 Int. Conf. Proc.*, vol. 66, no. 0, pp. 669–675, 2013.
- [4] A. Charbal, L. Vincent, F. Hild, M. Poncelet, S. Roux, and D. Farcage, "Characterization of temperature and strain fields during cyclic laser shocks," presented at the 12th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, QIRT, Bordeaux, France, 2014.
- [5] Z. Tomicevic, F. Hild, and S. Roux, "Mechanics-aided digital image correlation," *J. Strain Anal. Eng. Des.*, vol. 48, no. 5, pp. 330–343, 2013.

Titre : Mesure de champs thermomécaniques pour l'étude de la fatigue par chocs thermiques

Mots clés : Fatigue thermique, laser, thermographie infrarouge, corrélation d'images numériques, identification et simulations

Résumé : Dans le but de mieux comprendre les phénomènes de fatigue thermique qui ont lieu dans les systèmes de refroidissement de centrales nucléaires, un nouveau dispositif expérimental (FLASH) a été proposé. Cette thèse a pour objectif d'exploiter ce nouveau banc expérimental pour réaliser et analyser des essais de fatigue thermique à l'aide de méthodes de mesure sans contact. Un laser de puissance pulsé est utilisé pour imposer des flux de chaleur cycliques d'amplitude constante en surface d'un acier inoxydable austénitique (316L(N)). Les phénomènes thermomécaniques qui prennent place sur cette même surface sont suivis à l'aide de deux caméras, l'une travaillant dans le spectre infrarouge et l'autre dans le spectre visible. Les mesures expérimentales permettent d'une part d'enrichir le modèle numérique nécessaire à l'interprétation des essais de fatigue, et d'autre part, de le valider en comparant les champs cinématiques et thermiques simulés et expérimentaux.

Une identification des conditions aux limites (du chargement thermique) est réalisée à l'aide des champs de température

mesurés. Celle-ci permet d'obtenir les dimensions, la forme et la puissance du laser. La simulation thermomécanique est ensuite lancée et permet de prédire le comportement élastoplastique de l'acier sous la sollicitation thermique.

Les prévisions numériques sont ensuite comparées aux mesures de champs cinématiques obtenus par corrélation d'images numériques (CIN). Les images acquises par les deux caméras sont exploitées pour faire des mesures thermomécaniques 2D ou, en les combinant, faire de la stéréocorrélation hybride. Dans les deux cas les images infrarouge sont traitées, à l'aide de différentes méthodes, pour corriger les évolutions de niveaux de gris qui peuvent perturber l'estimation des champs de déplacement. L'information spatiotemporelle des simulations est exploitée pour traiter des cas pathologiques de CIN.

Enfin les premiers résultats de fatigue FLASH sont étudiés et comparés à des essais uniaxiaux standardisés et d'autres essais de fatigue thermique.

Title : Thermomechanical fields measurement for fatigue investigation under cyclic thermal shocks

Keywords : Thermal fatigue, infrared thermography, digital image correlation, identification and modeling

Abstract : A new experimental facility (FLASH) has been proposed in order to understand thermal fatigue behaviour of stainless steel. The PhD works exploit the new bench to apply cyclic thermal shocks with a laser beam and use non-contact methods for acquiring the thermal and kinematic information. The thermomechanical behavior is investigated with two cameras, one working in the visible light wavelength range and the second in the infrared spectral domain. Thus the displacement and thermal fields can be reached experimentally and allow for both enriching and compare the results to the numerical predictions.

The boundary conditions (shape and power of the laser) are first identified and the elastoplastic response of the material under such thermal loading is then obtained.

The mechanical answer is then compared to the kinematic

fields determined by digital image correlation (DIC). The acquired frames with both cameras can be exploited to determine the 2D displacement fields or by combining the two imaging systems to perform hybrid stereo-DIC and reach 3D surface measurements. For both cases some strategies are proposed to correct the gray level distribution evolution that can occur on the infrared frames (due to temperature elevation). The spatiotemporal information which is obtained from the numerical simulations can also be exploited to enrich the DIC algorithm and perform spatiotemporal regularization.

At last the first thermal fatigue results obtained with FLASH are analyzed and compared with other experimental fatigue facilities.

