



HAL
open science

Identification inverse du comportement thermomécanique à partir des champs cinématiques et thermique mesurés dans la zone de cisaillement primaire en rabotage : application à l'Inconel 718

Corentin Poissenot Arrigoni

► To cite this version:

Corentin Poissenot Arrigoni. Identification inverse du comportement thermomécanique à partir des champs cinématiques et thermique mesurés dans la zone de cisaillement primaire en rabotage : application à l'Inconel 718. Génie des procédés. HESAM Université, 2023. Français. NNT : 2023HESAE089 . tel-04472608

HAL Id: tel-04472608

<https://pastel.hal.science/tel-04472608>

Submitted on 22 Feb 2024

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.

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DES MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
LaBoMaP – Campus de Cluny

THÈSE

présentée par : **Corentin POISSENOT-ARRIGONI**

soutenue le : **18 décembre 2023**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée à : **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

Spécialité : **Génie Mécanique et Procédés de fabrication**

Identification inverse du comportement thermomécanique à partir des champs cinématique et thermique mesurés dans la zone de cisaillement primaire en rabotage : application à l'Inconel 718

THÈSE dirigée par :

Guillaume FROMENTIN

et co-encadrée par :

Bertrand MARCON et Frédéric ROSSI

Jury

M. Bertrand WATTRISSE, Professeur des Universités, LMGC, Université de Montpellier
M. Frédéric VALIORGUE, Maître de Conférences HDR, LTDS, ENISE
M. François HILD, Directeur de Recherche CNRS, LMPS, Université Paris-Saclay
M. Mohammed NOUARI, Professeur des Universités, LEM3, Mines de Nancy
M. Mickael RANCIC, Docteur, Safran Aircraft Engines
M. Guillaume FROMENTIN, Professeur des Universités, LaBoMaP, Arts et Métiers Cluny
M. Bertrand MARCON, Docteur-Ingénieur de Recherche, LaBoMaP, Arts et Métiers Cluny
M. Frédéric ROSSI, Maître de Conférences, LaBoMaP, Arts et Métiers Cluny
M. Guénaël GERMAIN, Professeur des Universités, LAMPA, Arts et Métiers Angers
M. Théo DORLIN, Docteur, Safran Tech

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Président
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité
Invité

Remerciements

Je profite de ces quelques mots pour remercier les personnes qui m'ont accompagné de près ou de loin durant ces trois années de thèse.

Aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail.

A Bertrand, pour m'avoir guidé avec bienveillance et pour son implication au cours de ces trois années. Et plus généralement, à l'attention qu'il porte au bien-être de ses doctorants. Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire lui doivent l'essentiel.

Un grand merci à François Hild, qui m'a accordé de son précieux temps, pour son optimisme et sa bienveillance. Travailler à ses côtés fut une expérience très enrichissante. L'intégralité des travaux d'identification inverse présentés lui sont dus.

A l'ensemble du personnel de l'ENSAM, pour leurs précieux conseils et leur accueil. A Mathieu et Eric, qui ont dû me supporter pendant les TPs de tournage et fraisage. A Romaric, technicien de classe exceptionnelle, maître du polissage, qui m'a toujours donné de bons conseils (à part pour les pronostics à la Cluns'oise des jeux).

Parce que j'ai eu un soutien infaillible pendant ces trois années de doctorat.

Merci à mes copains de meeting, Kader, la Brouette, Giloule et The Pilote, toujours partant pour prendre un petit apéritif. Nos réunions du vendredi ont toujours été très productives. Une pensée me va aussi aux copains du rugby, bien trop nombreux pour être tous cités...

Merci aussi aux moins jeunes, je pense notamment à Dondon, Bigoude, le Mousse et au Président, toujours ouverts à des discussions philosophiques, pour m'avoir montré la voie de la sagesse.

Merci à Toune le broune, bien qu'un peu frelon, pour tous les fous rires et mes victoires écrasantes au taureau piscine. Mais aussi pour m'avoir montré l'exemple, de l'obtention du prix Grand, jusqu'à la soumission de ce mémoire.

Merci au Beubz, pour n'avoir jamais douté de nous, et des sacrifices qu'il a fait pour nous offrir des moments passés ensemble inoubliables.

Merci à Jean Mi et Lulu, pour leur générosité et tous les bons moments passés ensemble. Et plus récemment à Sylvivatou et mini Pupu.

Merci aussi au reste de la famille, Chris, Caro, Laura et Macéo, d'avoir toujours été présent quand le besoin se faisait ressentir.

Merci à Mamine et Alain pour m'avoir appris qu'il y a toujours plus grave dans la vie. C'est certainement grâce à eux que je relativise quant à la qualité de ce mémoire et des résultats qu'il contient. Merci aussi à Grand-Père, de m'avoir appris à toujours se battre.

Pour finir, à maman. Lui dédier ce mémoire me semble être une évidence, bien qu'il est très loin d'être à la hauteur de la personne qu'elle est.

Table des Matières

1	INTRODUCTION	8
1.1	CONTEXTE INDUSTRIEL.....	8
1.2	OBJECTIFS ET DEMARCHE SCIENTIFIQUE.....	9
2	POSITIONNEMENT DE L'ETUDE EN VIS-A-VIS DE L'ETAT DE L'ART SUR LA COUPE	11
2.1	INTRODUCTION	11
2.2	CHOIX DU COUPLE OUTIL MATIERE	15
2.3	CARACTERISTIQUES THERMOMECANIQUES DE L'INCONEL 718 EN CONDITIONS DE COUPE	15
2.4	CHOIX DES MATERIELS D'ACQUISITION POUR L'OBSERVATION DES CHAMPS CINEMATIQUE ET THERMIQUE.....	20
2.5	SYNTHESE	22
3	CARACTERISATION DU CHAMP THERMIQUE PAR THERMOGRAPHIE INFRAROUGE	23
3.1	INTRODUCTION	23
3.2	CALIBRATION D'UN CAPTEUR EN ANTIMONIURE D'INDIUM (INSb).....	23
3.3	MESURE DE L'EMISSIVITE	43
3.4	TRAITEMENT NUMERIQUE DES DONNEES POUR L'OBTENTION D'UNE INFORMATION DE TEMPERATURE GLOBALE DE LA COUPE.....	66
3.5	ESTIMATION GLOBALE DES ERREURS DE MESURE EN THERMOGRAPHIE	68
3.6	FAISABILITE DE LA METHODE DE MESURE LOCALE DE L'EMISSIVITE EN CONDITION DE COUPE.....	72
3.7	SYNTHESE DES TRAVAUX PREPARATOIRES A LA THERMOGRAPHIE	73
4	OBSERVATION ET CARACTERISATION DES CHAMPS CINEMATIQUE ET THERMIQUE INDUITS PAR LA COUPE	75
4.1	INTRODUCTION	75
4.2	CONCEPTION D'UN SYSTEME D'OBSERVATION DE CHAMPS CINEMATIQUE ET THERMIQUE	75
4.3	CHOIX D'UNE PREPARATION DE SURFACE D'EPROUVETTE	84
4.4	ARTICLE PUBLIÉ DANS LE JOURNAL : INTERNATIONAL JOURNAL OF ADVANCED MANUFACTURING TECHNOLOGY	88
4.5	ANALYSE COMPLEMENTAIRE : REFLEXION AUTOUR DE LA LARGEUR DE LA ZONE DE CISAILEMENT PRIMAIRE .	112
4.6	INSTRUMENTATION DE L'OPERATION DE RABOTAGE AVEC UNE PLATINE DYNAMOMETRIQUE.....	112
4.7	IMPACT DES EFFETS DE BORD SUR LES MESURES REALISEES	116
4.8	ELEMENTS A PRENDRE EN COMPTE POUR LA MISE EN PLACE D'UN MODELE NUMERIQUE DE RABOTAGE	119
4.9	SYNTHESES DES OBSERVATIONS EXPERIMENTALES REALISEES.....	120
5	SIMULATION NUMERIQUE D'UNE OPERATION DE RABOTAGE	122
5.1	INTRODUCTION	122
5.2	CHOIX D'UN MODELE ELEMENTS FINIS.....	122
5.3	CHOIX DES LOIS DE COMPORTEMENT ET D'ENDOMMAGEMENT	124
5.4	DESCRIPTION DU MODELE ELEMENTS FINIS NUMERIQUE	125
5.5	ETUDES DE SENSIBILITE	129
5.6	SYNTHESE DE LA SIMULATION DIRECTE	137
6	IDENTIFICATION INVERSE DU COMPORTEMENT DU MATERIAU EN COUPE	139
6.1	INTRODUCTION	139
6.2	COMPARAISON DE DONNEES EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES EN COUPE.....	140
6.3	RECALAGE TEMPOREL	148
6.4	MISE EN PLACE D'UN CRITERE DE CONVERGENCE.....	149
6.5	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ALGORITHME.....	153

6.6	SUIVI DES CALCULS D'IDENTIFICATION INVERSE	154
6.7	RESULTATS DE L'IDENTIFICATION INVERSE	155
6.8	LIMITES NON GEREES A L'HEURE ACTUELLE.....	168
6.9	SYNTHESE DE L'IDENTIFICATION INVERSE	169
7	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	171
7.1	CONCLUSIONS.....	171
7.2	PERSPECTIVES	174
8	ANNEXES	176
8.1	DIMENSIONNEMENT DES PRINCIPAUX COMPOSANTS DU SYSTEME DE COUPLAGE	176
8.2	IDENTIFICATION INVERSE SUR ESSAI DE TRACTION	183
8.3	RESULTATS D'IDENTIFICATION SUR ESSAIS DE TRACTION	194
8.4	RESULTATS D'IDENTIFICATION INVERSE EN COUPE.....	206
9	REFERENCES	297

1 Introduction

1.1 Contexte industriel

L'entreprise Safran Aircraft Engines est un des leaders mondiaux de la conception et la fabrication de turboréacteurs d'avion à destination des secteurs civil et militaire. Son expertise a permis de développer en collaboration avec General Electric au sein de la société commune CFM international, la nouvelle gamme de moteurs Leading Edge Aviation Propulsion (LEAP). Cette nouvelle génération de moteurs permet notamment une baisse considérable de la consommation en carburant, des émissions de dioxyde de carbone et du bruit. La Figure 1-1 montre le positionnement des moteurs LEAP sur le dernier Airbus A320neo.



Figure 1-1. Le nouvel Airbus A320neo est doté des moteurs Safran LEAP (source Safran et Airbus).

Cette étude s'intéresse à la réalisation des alvéoles des disques de turbines, qui permettent de fixer les aubes sur le disque via leur forme géométrique spécifique (comme le montre la Figure 1-2). Les disques de turbines faisant partie des pièces critiques d'un avion, un cahier des charges drastique leur est associé, car leur rupture conduirait à des débris, dont l'énergie cinétique post-rupture serait trop importante pour être contenue par le carter du turboréacteur. Le procédé de fabrication des disques de turbine doit notamment garantir un haut niveau de robustesse et de qualité des surfaces usinées. Ces contraintes ont poussé Safran à usiner les alvéoles des disques par brochage, car ce procédé permet d'obtenir dans un temps d'usinage court, des formes complexes avec une haute qualité de surface et une forte répétabilité.



Figure 1-2. Exemple d'un disque de turbine sans et avec aube (source entreprise SMOC).

Le brochage est un procédé de fabrication par enlèvement de matière qui peut faire subir des contraintes thermomécaniques sévères à la pièce finie. Le choix des paramètres opératoires (géométrie de la broche, conditions de coupe, couple outil matière) peut donc impacter l'intégrité de la pièce finie (déformations locales, changements locaux de propriétés du matériaux, intégrité de surfaces, ...). Cependant, les connaissances actuelles ne permettent pas de prédire avant l'usinage et avec certitude, l'influence du procédé sur la pièce finie. Ainsi, le choix des paramètres opératoire est très souvent empirique, ce qui altère la productivité du procédé.

En parallèle, l'industrie aéronautique a de plus en plus recourt à l'emploi d'alliages à base de nickel, pour leurs propriétés mécaniques à hautes températures. Cependant, ces types de matériaux ont une très faible usinabilité, ce qui rend d'autant plus incertain la prédiction de l'influence de l'opération de brochage sur la pièce finie. Au final, une faible connaissance des mécanismes mis en jeu dans l'opération de brochage, associée à un matériau à faible usinabilité, conduit à une opération d'usinage non optimisée tant du point de vue de la productivité, que de la qualité des pièces finies.

1.2 Objectifs et démarche scientifique

L'amélioration continue des logiciels de simulation et de la puissance des centres de calculs, permettent de simuler numériquement des phénomènes de plus en plus complexes tel que des opérations d'usinage. Cependant, un des freins au développement des outils de simulation, est la connaissance du comportement des matériaux en conditions de coupe (fortes vitesses de déformations, forts gradients thermiques...). En effet, les méthodes traditionnelles d'identification de lois de comportements, comme les essais quasi-statiques de traction ou les essais de compression sur éprouvette chapeau, conduisent à des identifications de comportements hors conditions de coupe, car les essais mécaniques ne permettent pas d'obtenir des valeurs de vitesses de déformations et des gradients de températures observables en usinage. Cela a donc pour conséquence directe de dégrader la confiance accordée aux simulations numériques du procédés d'usinage. La perspective de développer une méthode robuste permettant l'identification du comportement des matériaux en conditions de coupe pourrait donc être une réelle plus-value pour la simulation des procédés d'usinage.

La plupart des techniques d'usinage, dont le brochage, reposent sur l'enlèvement de matière par cisaillement et formation de copeaux. De ce fait, l'étude de la coupe élémentaire permet de faciliter la compréhension des phénomènes thermomécaniques mis en jeu lors d'usinages plus complexes. Ainsi, bien que le contexte industriel se rapporte à une opération de brochage, à l'échelle de cette étude, et par soucis de simplification, il a été décidé de se ramener à une opération de coupe élémentaire : le rabotage. L'objectif de ces travaux est donc d'établir une méthodologie innovante de détermination inverse et *in situ* de lois de comportement d'un alliage à base de nickel en condition de rabotage. Ces lois seront nécessaires pour développer l'analyse locale et la simulation dans des conditions thermomécaniques sévères, afin de comprendre l'impact de la coupe lors du brochage. Il est à noter toutefois que bien que l'étude cible un alliage à base de nickel, la stratégie globale mise en place durant cette thèse est totalement généralisable pour d'autres matériaux également.

Afin de répondre à cette problématique, une démarche en deux temps a été adoptée. Un premier associé à la physique de la coupe. Dans ce volet, une expérimentation de rabotage largement instrumentée a été conçue, dans le but d'observer et de caractériser les champs cinématique et thermique *in situ* subit par une pièce rabotée. Les verrous associés au volet expérimental sont essentiellement technologiques, et résident dans la capacité à observer et quantifier les champs cinématique (vitesses de déformations de l'ordre de $10^5 s^{-1}$) et thermique (gradients de températures d'environ $10^6 K.s^{-1}$) induits par la coupe. Dans un deuxième volet numérique, un algorithme d'identification inverse de lois de comportements nourrit par les données expérimentales acquises en première partie a été mis au point.

La synthèse de ces travaux est organisée en quatre chapitres, et inclut 3 articles de revues internationales, dont les thématiques principales sont présentées sur la Figure 1-3.

- Le chapitre 2 situe le positionnement de l'étude vis-à-vis de l'état de l'art de la coupe.
- Le chapitre 3 présente le travail préparatoire au déploiement de la technique de mesure de température par thermographie infrarouge, avec la mise au point d'une méthode de calibration de capteur infrarouge, la mesure d'émissivité locale (pixel par pixel), et une estimation des erreurs de mesure. Ce travail a donné lieu à 2 articles publiés et présentés dans ce mémoire.
- Le chapitre 4 présente l'expérimentation de rabotage développée au cours de cette thèse, permettant la caractérisation expérimentale des champs cinématique et thermique, avec notamment la mise au point d'un système de couplage de caméras. Ce travail a donné lieu à un article soumis et présenté dans ce mémoire.
- Le chapitre 5 définit le modèle éléments finis permettant la simulation de la coupe orthogonale adopté pour cette étude, et justifie le choix des paramètres qui semblent pertinents d'identifier.
- Le chapitre 6 développe la méthodologie et les résultats de l'identification inverse élaborée au cours de cette étude. Le traitement permettant la comparaison de données expérimentales et numériques, ainsi que la mise en place d'un critère de convergence y sont notamment développés.
- Enfin, un bilan des travaux réalisés ainsi que des perspectives clôtureront ce rapport.

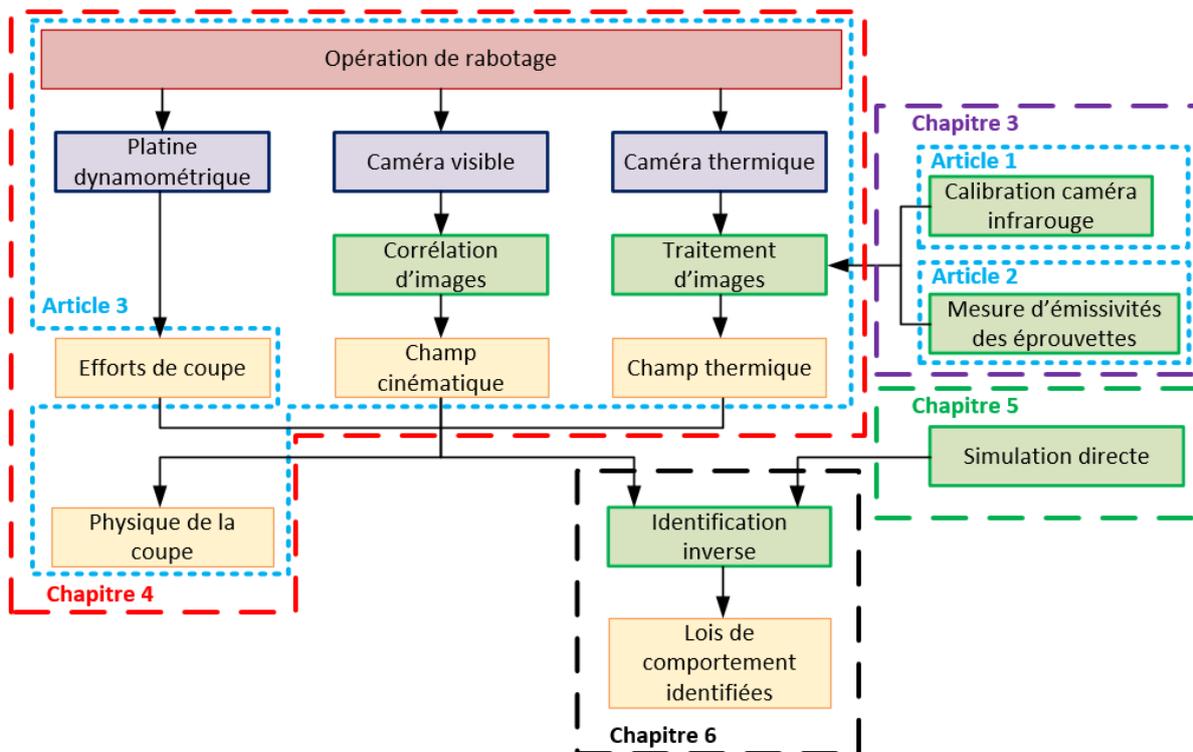


Figure 1-3. Démarche de l'étude et organisation du mémoire.

2 Positionnement de l'étude en vis-à-vis de l'état de l'art sur la coupe

2.1	INTRODUCTION	11
2.2	CHOIX DU COUPLE OUTIL MATIERE	15
2.3	CARACTERISTIQUES THERMOMECHANIQUES DE L'INCONEL 718 EN CONDITIONS DE COUPE	15
2.4	CHOIX DES MATERIELS D'ACQUISITION POUR L'OBSERVATION DES CHAMPS CINEMATIQUE ET THERMIQUE	20
2.5	SYNTHESE	22

2.1 Introduction

2.1.1 Présentation générale de l'opération de rabotage

Le brochage, comme la plupart des procédés d'usinage (tournage, fraisage, perçage), repose sur l'enlèvement de matière par cisaillement du copeau, mettant en jeu des phénomènes thermomécaniques complexes. Afin d'isoler au maximum les phénomènes liés à la coupe et faciliter la compréhension de l'impact des géométries et conditions opératoires mises en jeu, de nombreuses études se ramènent à de la coupe élémentaire (Régnier et al., 2018), (Sutter, 2005). En ce sens, la plupart des études utilisent une configuration de coupe orthogonale, c'est-à-dire avec une arête de coupe perpendiculaire aux vitesses de coupe et d'avance. En pratique, il existe trois techniques pour se ramener à de la coupe quasi-orthogonale : le chariotage d'un tube (Dorlin, 2016), le dressage d'un disque (Cotterell and Byrne, 2008), où le rabotage (Baizeau et al., 2016). Or, la coupe sur tube implique une vitesse hétérogène dans l'épaisseur de la pièce (inhérente au procédé de tournage) et la coupe sur disque engendre une variation de la vitesse de coupe, due à la réduction du diamètre (où une augmentation de la vitesse de rotation de la broche). La technique de rabotage n'étant pas soumise à ces deux problèmes, elle semble donc être la technique la plus appropriée dans le cadre de cette étude.

En rabotage, dans le cas où l'angle d'inclinaison d'arête λ_s est nul, les efforts de coupe sont contenus dans le plan P_n . Il est donc possible de se ramener à une étude plane. La Figure 2-1 présente le paramétrage qui sera utilisé dans la suite du mémoire.

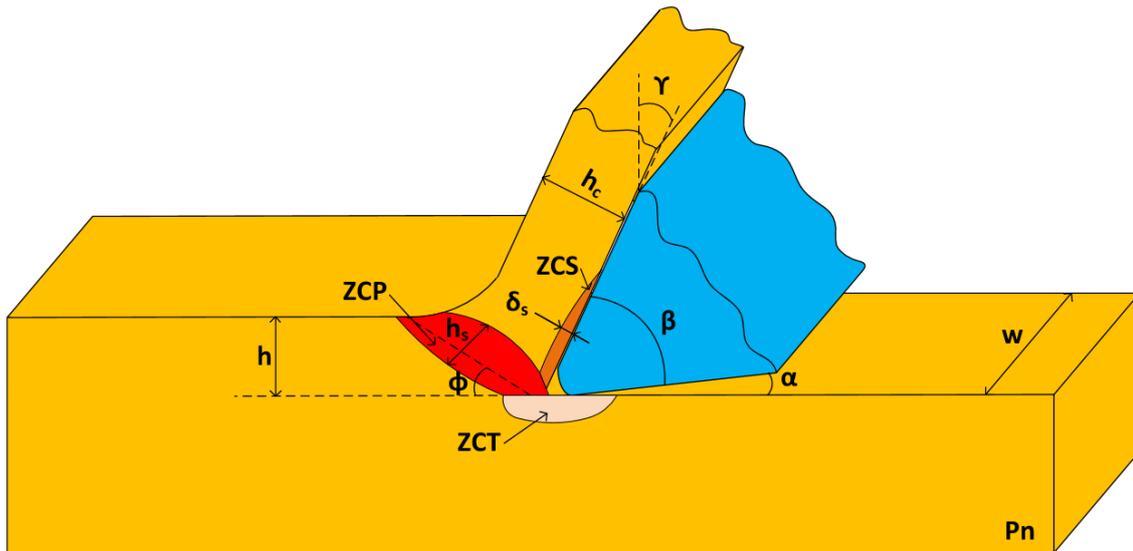


Figure 2-1. Mise en place des notations pour l'analyse de la bande de cisaillement primaire.

Les paramètres géométriques de l'outil sont :

- λ_s : l'angle d'inclinaison d'arête (0° sur la Figure 2-1 car dans le plan P_n) [$^\circ$].
- r_β : le rayon d'acuité d'arête [mm].
- γ : l'angle de coupe [$^\circ$].
- α : l'angle de dépouille [$^\circ$].
- β : l'angle de taillant [$^\circ$], avec $\alpha + \beta + \gamma = 90^\circ$.

Les grandeurs liées à la coupe sont :

- V_c : la vitesse de coupe [$m \cdot min^{-1}$].
- V_s : la vitesse d'écoulement du copeau [$m \cdot min^{-1}$].
- h : l'épaisseur coupée [mm].
- h_c : l'épaisseur de copeau déformé [mm].
- w : la largeur de coupe [mm].
- Φ : l'angle de cisaillement en [$^\circ$].
- $T_{o/c}$: l'effort tangentiel exercé par l'outil sur le copeau [N].
- $N_{o/c}$: l'effort normal exercé par l'outil sur le copeau [N].
- F_c : l'effort de coupe [N].
- F_t : l'effort de pénétration [N].

Les paramètres associés à la matière usinée :

- P : masse volumique du matériau [$kg \cdot m^{-3}$].
- C_p : capacité thermique massique du matériau [$J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$].
- T_0 : température ambiante du matériau [K].
- T_{ZCP} : température dans la bande de cisaillement primaire [K].
- τ_0 : contrainte initiale dans le matériau [MPa].
- τ_{ZCP} : contrainte dans la bande de cisaillement primaire [MPa].
- $\dot{\epsilon}_{ZCP}$: vitesse de déformation dans la bande de cisaillement primaire [s^{-1}].
- ϵ_{ZCP} : déformation dans la bande de cisaillement primaire [-].

Le processus de la coupe élémentaire implique trois zones particulières dans lesquelles de fortes contraintes thermomécaniques sont observables (ces trois zones sont présentées sur la Figure 2-1) :

- La zone de cisaillement primaire (ZCP), qui s'étend de la pointe de l'outil jusqu'au bord libre de la matière. C'est dans cette région que le flux de matière va changer de direction pour s'écouler sur la face de coupe de l'outil, délimitant la frontière entre la pièce et le copeau. Ce changement de direction d'écoulement de matière va induire de fortes déformations et vitesses de déformations, et par conséquent, de fortes élévations de températures. Dans cette région, la génération de chaleur est attribuée dans sa grande majorité à la déformation plastique de la matière usinée. Pour des vitesses de coupe lentes, c'est dans cette région que le pic de température dans la pièce sera atteint.
- La zone de cisaillement secondaire (ZCS), qui est localisée à l'interface entre le copeau et la face de coupe de l'outil. Dans cette région, le frottement intense entre l'outil et le copeau conduit à des phénomènes tribologiques complexes, impliquant notamment des déformations du copeau et une forte génération de chaleur. Les fortes dissipations thermiques peuvent dans certains cas extrêmes chauffer le matériau à sa limite de fusion. La génération de chaleur dans cette région est principalement due aux frottements entre l'outil et la pièce. Pour des vitesses de coupe élevées, c'est dans cette zone que le matériau usiné atteindra sa température maximale.
- La zone de cisaillement tertiaire (ZCT), qui se situe à l'interface entre la face de dépouille de l'outil et la pièce finie. Dans cette région, la génération de chaleur est attribuée aux frottements à l'interface entre l'outil et la pièce finie, aux déformations et au retour élastique de la matière. Cette région joue un rôle crucial pour l'intégrité de surface de la pièce finie, c'est-à-dire sur les propriétés géométriques, mécaniques et métallurgiques de la surface usinée.

2.1.2 Synthèse de travaux d'identification inverse menés dans le cadre de la coupe orthogonale

L'une des premières analyses dans laquelle des résultats expérimentaux ont servi à recalculer des modèles dans le domaine de l'usinage, a été réalisé par (Oxley, 1988). Dans cette étude, les résultats expérimentaux servaient d'entrées à un modèle purement analytique. Ainsi, la mesure des efforts de coupe et de l'épaisseur des copeaux post usinage a permis de définir la totalité des caractéristiques de la bande de cisaillement primaire au cours d'une opération de coupe orthogonale générant un copeau continu.

Par la suite, (Pujana et al., 2007) a implémenté un calcul d'identification inverse faisant intervenir un modèle éléments finis. Grâce à des mesures thermomécaniques, les auteurs ont implémenté un algorithme d'identification inverse, permettant de définir la totalité des caractéristiques de la bande de cisaillement primaire en coupe élémentaire.

D'après le Tableau 2-1, qui reprend quelques travaux d'identification inverse menés dans le cas de la coupe orthogonale, il semblerait que beaucoup d'études utilisent uniquement des caractéristiques mécaniques, avec régulièrement, un recalage basé sur les efforts de coupe et les morphologies post-mortem des copeaux. (Ning et Liang, 2019), utilisent quant à eux l'aspect uniquement thermique de la coupe, avec la température dans le copeau et le long de la bande de cisaillement primaire pour réaliser l'identification inverse. Seuls (Pujana et al., 2007) et (Sela et al.,

2021) utilisent des données thermomécaniques expérimentales. Cependant, les données mécaniques ont été obtenues post usinage, par analyse des copeaux.

Ainsi, d'après la littérature, il semblerait qu'aucune étude d'identification inverse en coupe n'a permis d'identifier des lois de comportements générant des copeaux festonnés à partir de champs cinématique et thermique *in situ*.

Tableau 2-1. Synthèses de travaux d'identification inverse menés dans le cadre de la coupe orthogonale (JC : Johnson Cook, ZCP : Zone de Cisaillement Primaire, ZSP : Zone de Cisaillement Secondaire).

Auteurs	Type d'identification	Matériaux	Loi	Paramètres expérimentaux	Paramètres de vérification
(Oxley, 1988)	Analytique	Acier	\	Efforts Epaisseur copeau	\
(Tounsi et al., 2002)	Analytique	316 L 35NiCrMo16	\	Efforts Epaisseur copeau	\
(Pujana et al., 2007)	Eléments finis + analytique	42CrMo4 20NiCrMo5	JC	Efforts Epaisseur ZCS Longueur contact outil/copeau Température moyenne ZCS	Efforts Epaisseur ZCS Longueur contact outil/copeau Température moyenne ZCS
(Shi et al., 2010a)	Analytique	Inconel 718	JC	Efforts Epaisseur du copeau	Efforts Epaisseur du copeau
(Klocke et al., 2013)	Eléments finis	Inconel 718 AISI 1045	JC	Efforts Epaisseur copeau	Efforts Epaisseur copeau Température
(Agmell et al., 2014)	Eléments finis	AISI 1213, AISI 5120, AISI 4140	JC	Efforts Rapport de compression	Efforts Rapport de compression
(Malakizadi et al., 2016)	Eléments finis + analytique	AISI 1080	JC	Efforts Epaisseur copeau Longueur contact outil/copeau	Efforts Epaisseur copeau Longueur contact outil/copeau
(Zhang et al., 2018)	Eléments finis	Al 6061-T4	JC	Efforts Longueur contact outil/copeau Angle de cisaillement Déformation de la ZCP	Efforts Longueur contact outil/copeau Angle de cisaillement Déformation de la ZCP
(Ning et Liang, 2019)	Eléments finis + analytique	AISI 1045 AL 6082-T6	JC	Température ZCP Température copeau	Efforts Température ZCP Température copeau
(Zhang et al., 2019)	Eléments finis	NAB (Nickel Aluminium Bronze)	JC	Efforts Déformation Vitesse de déformation	Efforts Déformation Vitesse de déformation
(Zhao et al., 2019)	Eléments finis	Carbure de tungstène	JC	Efforts Morphologie du copeau	Efforts Morphologie du copeau
(Thimm et al., 2019)	Eléments finis + analytique	AISI 1045	JC	Vitesse de déformation	Vitesse de déformation
(Zhou et al., 2020)	Eléments finis	Ti6Al4V	JC	Efforts Epaisseurs copeau	Efforts Epaisseurs copeau
(Sela et al., 2021)	Eléments finis	Ti6Al4V	JC	Efforts Morphologie du copeau Température ZCP	Efforts Morphologie du copeau Angle de cisaillement Température ZCP

Dans la mesure où des travaux d'identification inverse en coupe ont déjà été développés avec des modèles éléments finis élaborés, il a été décidé dans cette étude, de mettre l'accent sur l'acquisition de données expérimentales. Pour ce faire, une opération de rabotage a été instrumentée, avec notamment une platine dynamométrique 3-axes ainsi que des caméras visible et infrarouge. Théoriquement, les images issues de la caméra visible associées à de la corrélation d'images numériques devraient permettre de remonter aux champs cinématique, et les images issues de la caméra infrarouge d'accéder au champ thermique en coupe. Par conséquent, il sera possible d'alimenter l'algorithme d'identification inverse avec les champs cinématique et thermique expérimentaux *in situ* en conditions de coupe, ce qui pourrait apporter plus de robustesse à la méthode d'identification.

L'objectif de ce chapitre sera de choisir des matériels d'acquisition, favorisant l'observation des champs cinématique et thermique induit par la coupe, dans le but d'obtenir des données expérimentales de la meilleure qualité possible.

2.2 Choix du couple outil matière

Le choix des matériaux de l'outil et des éprouvettes a été fixé par le partenaire industriel de l'étude. Ainsi, l'outil sera en carbure non revêtu et l'éprouvette en Inconel 718.

Les géométries et conditions de coupe étant libres, des choix ont été réalisés. L'outil sélectionné possède un angle de coupe γ de 20° et de dépouille α de 5° . Concernant les conditions de coupe, des vitesses V_c variant de 4 à 20 $\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ et une épaisseur coupée h unique de 0.1 mm ont été utilisées. Ces valeurs seront justifiées en partie 4.2.3.2. Il semble tout de même important de mentionner que ces conditions expérimentales ne se rapprochent pas des paramètres utilisés classiquement dans l'industrie pour l'usinage des alliages à base de nickel (vitesses de coupe de l'ordre de 60 $\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$). Cependant, dans cette étude, la priorité a été donnée à l'observation des champs cinématique et thermique, et non à la productivité de l'opération d'usinage étudiée.

2.3 Caractéristiques thermomécaniques de l'Inconel 718 en conditions de coupe

Dans le but de choisir du matériel et des paramètres d'acquisition adaptés aux phénomènes observés, une estimation des caractéristiques du champ thermomécanique induit par la coupe élémentaire d'un Inconel 718 a été réalisée via la bibliographie.

2.3.1 Choix d'une zone d'observation

Comme expliqué en section 2.1.1, les mécanismes induits par la coupe lors d'une opération de rabotage, sont à l'origine de trois zones de cisaillement (primaire, secondaire et tertiaire). Les zones de cisaillements secondaire et tertiaire étant à l'interface entre l'outil et la pièce, les températures observées dans ces régions dépendent en partie des diffusivités respectives des matériaux et reposent sur des phénomènes tribologiques complexes. Il ne paraît donc pas trivial de mettre en place une modélisation fidèle des phénomènes physiques observés dans ces régions. De plus, les interfaces entre l'outil et la pièce peuvent être la source de discontinuités du champ thermomécanique, ce qui ne facilite pas les observations expérimentales. Par ailleurs, dans la zone de cisaillement primaire, la génération de chaleur est attribuée pour la quasi-totalité à la déformation plastique de la pièce et il

semblerait que les paramètres matériaux de l'outil n'affectent pas ou très peu cette zone. Ceci est d'autant plus vrai dans la mesure où l'usinage des alliages à base de nickel conduit très souvent à une morphologie de copeau festonné, impliquant la création de bandes de cisaillement primaire considérées par certains auteurs comme adiabatiques (Yang et al., 2011) (Rittel and Wang, 2008). C'est pourquoi, il est décidé dans cette étude, de focaliser les observations expérimentales sur la zone de cisaillement primaire.

2.3.2 Caractéristiques de la bande de cisaillement primaire

2.3.2.1 Angle de cisaillement primaire ϕ

D'après la littérature, la valeur de l'angle de cisaillement primaire ϕ , dépend principalement du matériau usiné, de la géométrie de l'outil et du rapport de compression du copeau. Le Tableau 2-2 reprend les principales formules de définition de l'angle de cisaillement primaire, dans le cas de la coupe orthogonale continue et sans distinction de couple outil matière.

Tableau 2-2. Modèles de l'angle de cisaillement de la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Définition de l'angle de cisaillement
(Oxley, 1988)	$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{h}{h_c} \cos \gamma}{1 - \frac{h}{h_c} \sin \gamma} \right)$
(Grzesik, 2008)	$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\cos \gamma}{\frac{h_c}{h} - \sin \gamma} \right)$
(Merchant, 1945)	$\phi = \frac{\pi}{4} + \frac{\gamma - \beta}{2}$ Avec : $\mu = \tan \xi = \frac{T_{o/c}}{N_{o/c}}$

Dans le cadre d'un alliage de titane (Ti6Al4V) (Budak et al., 1996), montre que l'angle de frottement ξ présent dans la formule définit par (Merchant, 1945) peut s'établir par la relation affine suivante :

$$\xi = 19.1 + 0.29 \gamma \quad (2-1)$$

Dans le cas de l'Inconel 718, les angles de cisaillement classiquement observés sont de l'ordre d'une trentaine de degrés (Rakesh and Datta, 2020).

2.3.2.2 Largeur de la bande de cisaillement primaire h_s

La largeur de la bande de cisaillement primaire h_s , dépend à priori principalement du matériau usiné et de l'épaisseur coupée. D'un point de vue général, deux auteurs ont proposé des modèles permettant de définir analytiquement la largeur de cette bande de cisaillement. Ces modèles sont présentés dans le Tableau 2-3.

Tableau 2-3. Largeur de la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Largeur de la bande de cisaillement primaire
(Grzesik, 2008)	$h_s = \frac{h}{10 \sin \phi}$
(Shi et al., 2010b)	$h_s = \frac{(\tau_0 - \tau_{ZCP})(\cos \phi + \sin \phi) h^2 w}{(F_c - F_t) \sin^2 \phi \left(1 + 2 \left(\frac{\pi}{4} - \phi \right) \right)}$

Dans le cadre de couples outil matière définis, il a été montré que la largeur de la bande de cisaillement ne dépendait que de l'épaisseur coupée, ce qui est en accord avec la formule de (Grzesik, 2008). Le Tableau 2-4 synthétise les formules de largeurs de bande de cisaillement pour des matériaux donnés.

Tableau 2-4. Modèles de la largeur de la bande de cisaillement primaire pour un matériau donné en coupe continue.

Auteurs	Largeur de la bande de cisaillement primaire	Matériau étudié
(Dudzinski et Molinari, 1997)	$h_s = 0.025$ [mm]	CRS 1018
(Kececioglu, 1960)	$h_s = 0.25 h$	SAE 1015
(Komanduri et Hou, 2000)	$h_s = 0.5 h$	SAE B1113
(Tounsi et al., 2002)	$h_s = 0.5 h$	AISI 1013

Dans le cas de l'Inconel 718, il a été observé que la largeur de la bande de cisaillement primaire est environ quatre fois inférieure à la hauteur coupée. Cependant, ces valeurs sont à nuancer car d'un point de vue expérimental, il ne paraît pas trivial de définir les limites de cette zone. Par conséquent, les interprétations de chaque auteur peuvent conduire à des résultats variables. Ce point sera développé dans la partie 4.4, où est discuté le concept de largeur de la zone de cisaillement primaire du point de vue cinématique mais également thermique.

2.3.2.3 Longueur de la bande de cisaillement primaire

D'après (Grzesik, 2008), la longueur de la bande de cisaillement primaire dépend de l'épaisseur coupée et de l'angle de cisaillement primaire. Les auteurs ont alors établi un modèle analytique purement géométrique, permettant de définir la longueur de la bande de cisaillement, présenté dans l'équation ci-dessous :

$$l_s = \frac{h}{\sin \phi} \quad (2-2)$$

D'après (Grzesik, 2008) et pour le cas de l'Inconel 718, la longueur de la bande de cisaillement primaire est environ dix fois supérieure à sa largeur : $l_s \approx 10 \times h_s$.

2.3.2.4 Déformation de la bande de cisaillement primaire

La déformation plastique dans la bande de cisaillement primaire est principalement due au matériau usiné et à la géométrie de l'outil coupant. Le Tableau 2-5 synthétise les différentes formules analytiques permettant d'évaluer la déformation dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Tableau 2-5. Modèles de déformation dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Déformation dans la bande de cisaillement primaire
(Oxley, 1988)	$\varepsilon_{ZCP} = \frac{1}{2} \frac{\cos \gamma}{\sin \phi \cos(\phi - \gamma)}$
(Grzesik, 2008)	$\varepsilon_{ZCP} = \frac{\cos \phi + \tan(\phi - \gamma)}{\cos \gamma}$ $\varepsilon_{ZCP} = \frac{\sin \phi \cos(\phi - \gamma)}{\left(\frac{h_c}{h}\right)^2 - 2 \frac{h_c}{h} \sin \gamma + 1}$
(Shi et al., 2010b)	$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_{ZCP} \left(1 - \frac{\bar{x}}{0.5}\right)^{n+1} \text{ si } 0 \leq \bar{x} \leq 0.5$ $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_{ZCP} \left(2 - \left(1 + \frac{\bar{x}}{0.5}\right)^{n+1}\right) \text{ si } -0.5 \leq \bar{x} \leq 0$ $\varepsilon_{ZCP} = \int_0^{t_{AB}} \dot{\varepsilon} dt = \frac{\cos \gamma}{2 \sqrt{3} \sin \phi \cos(\phi - \gamma)}$ $\bar{x} = \frac{x}{h_s}$; en pratique il a été observé $n = 4$; x : distance à la ZCP
(Tounsi et al., 2002)	$\varepsilon_{ZCP} = \frac{\alpha \cos \gamma}{\sqrt{3} \cos(\phi - \gamma) \sin \phi}, \alpha = \frac{1}{2} + \frac{\cos(2\phi - \gamma)}{2 \cos \gamma}$ (Fu, 2014), $\alpha = \frac{\sin \phi \sin(\phi - \gamma)}{\cos \gamma}$

2.3.2.5 Vitesse de déformation dans la bande de cisaillement primaire

La vitesse de déformation dans la bande de cisaillement primaire est principalement liée à la vitesse de coupe, au matériau usiné et à la géométrie de l'outil de coupe. Le Tableau 2-6 reprend les différentes formules exprimant la vitesse de déformation dans la bande de cisaillement en coupe continue.

Tableau 2-6. Modèles de la vitesse de déformation dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Définition de la vitesse de déformation dans la bande de cisaillement primaire
(Oxley, 1988)	$\dot{\varepsilon}_{ZCP} = \frac{C V_s}{l}$
(Grzesik, 2008)	$\dot{\varepsilon}_{ZCP} = \frac{\cos \gamma}{\cos(\phi - \gamma)} \frac{V_c}{\Delta_x}$
(Shi et al., 2010b)	$\dot{\varepsilon}_{ZCP} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{V_c \cos \gamma}{h_s \cos(\phi - \gamma)}$
(Tounsi et al., 2002)	$\dot{\varepsilon}_{ZCP} = \frac{(n+1) V_c}{\sqrt{3} h} \cdot \frac{\cos \gamma}{\cos(\phi - \gamma)}$ $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{ZCP} \left(1 - \frac{\bar{x}}{0.5}\right)^n \text{ si } 0 \leq \bar{x} \leq 0.5$ $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{ZCP} \left(1 + \frac{\bar{x}}{0.5}\right)^n \text{ si } -0.5 \leq \bar{x} \leq 0$ $\bar{x} = \frac{x}{h_s}$; en pratique il a été observé $n = 4$; x : distance à la ZCP

Dans le cas de la coupe avec des vitesses de coupe faibles, les vitesses de déformation observées sont de l'ordre de 10^5 s^{-1} (Dong et al., 2011), (Bil et al., 2004).

2.3.2.6 Contrainte dans la bande de cisaillement primaire

Les contraintes dans la bande de cisaillement primaire sont principalement dues aux caractéristiques du matériau usiné, l'épaisseur coupée et aux efforts de coupe. Le Tableau 2-7 reprend les différents modèles analytiques de définition des contraintes dans la bande de cisaillement primaire en coupe orthogonale continue.

Tableau 2-7. Contraintes dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Définition des contraintes dans la bande de cisaillement primaire
(Tounsi et al., 2002)	$\tau_{ZCP} = \frac{\sin \phi}{w h} (F_c \cos \phi - F_t \sin \phi)$
(Shi et al., 2010b)	$\tau_{ZCP} = \frac{(-F_c \cos \phi + F_t \sin \phi) \sin \phi}{h w}$

2.3.2.7 Température dans la bande de cisaillement primaire

Pour un couple de matériaux usiné et usinant donné, les principaux paramètres influents la température dans la bande de cisaillement primaire sont : la vitesse de coupe, la géométrie de l'outil et l'épaisseur coupée. Le Tableau 2-8 synthétise les modèles analytiques exprimant la température dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Tableau 2-8. Modèles de la température dans la bande de cisaillement primaire en coupe continue.

Auteurs	Température dans la bande de cisaillement primaire
(Oxley, 1988)	$\Delta T_{ZCP} = \frac{1 - \lambda}{\rho C_p h w} \frac{F_s \cos \gamma}{\cos(\phi - \gamma)}$ $T_{ZCP} = T_0 + \eta \Delta T_{ZCP}$ $\lambda = 0.5 - 0.35 \log(R_T \tan \phi)$ $0.04 \leq R_T \tan \phi \leq 10$ $\lambda = 0.3 - 0.15 \log(R_T \tan \phi)$ $R_T \tan \phi > 10$ $R_T = \frac{\rho C_p V_c h}{K}$
(Tounsi et al., 2002)	$T_{ZCP} = T_0 - \left(\frac{\alpha \cos \gamma}{\rho C_p \sin \phi \cos(\phi - \gamma)} \right) \left(\frac{2 \tau_{ZCP} + \tau_0}{3} \right)$
(Shi et al., 2010b)	$T_{ZCP} = T_{CD} + \frac{\sqrt{3} (n + 1) \bar{\epsilon}_{ZCP}}{\rho C_p} \left[\frac{(\tau_0 - \tau_{ZCP})}{n + 2} - \frac{\tau_0}{n + 1} \right]$

Pour l'Inconel 718, l'ordre de grandeur de la température dans la bande de cisaillement est de 350 °C (Augspurger et al., 2019) et (Liu et al., 2021).

2.3.3 Synthèses des ordres de grandeurs potentiellement observable lors de la coupe d'un Inconel 718

Au final, d'après la littérature, il semblerait que la coupe d'un Inconel 718 puisse conduire à une zone de cisaillement primaire avec les caractéristiques principales suivantes :

- Une zone d'intérêt d'une dizaine de microns de large et une centaine de microns de long ((Grzesik, 2008), pour h = 0.1 mm qui est le cas d'application de l'étude).
- Une température dans la bande de cisaillement de l'ordre de 350 °C (Liu et al., 2021).
- Des vitesses de déformation de l'ordre de 10⁵ s⁻¹ (Dong et al., 2011).

2.4 Choix des matériels d'acquisition pour l'observation des champs cinématique et thermique

Dans la mesure où des estimations des ordres de grandeurs sur la taille de la fenêtre d'observation et des valeurs des mesurandes à observer ont été faites, il paraît envisageable de choisir une partie du matériel d'acquisition pour l'instrumentation de l'opération de rabotage. Une présentation détaillée du système optique permettant le couplage d'une caméra visible et une infrarouge sera faite en partie 4.2.

2.4.1 Choix d'une caméra infrarouge

Il existe divers moyens permettant la mesure de températures. L'un des moyens les plus utilisés est le thermocouple (Gosai and Bhavsar, 2016). Cette technologie est simple à mettre en œuvre et permet d'obtenir des mesures de températures avec des incertitudes relativement faibles (quelques degrés) et à des fréquences d'acquisitions très élevées (la limite étant fixée par les performances de la carte d'acquisition, des mesures à 1 MHz sont possibles) (Komanduri and Hou, 2001). Cependant, le thermocouple fournit une information locale et dans le cas d'une mesure de température à la surface d'une pièce, une calibration spécifique est nécessaire pour obtenir une mesure correcte, comme proposé par exemple par (Hamm et al., 2021). La méthode de pyrométrie (mono, bi voire trichromatiques) est également très utilisée, car elle permet d'obtenir la température moyenne d'une zone d'intérêt très rapidement. Outre la facilité de mise en œuvre, l'un des principaux avantages de cette méthode, est qu'elle permet une mesure sans contact (Godoy and Lockwood, 1998). Par conséquent, le moyen de mesure ne perturbe pas la zone d'intérêt et des mesures à hautes températures sont possibles (Kerr and Ivey, 2002). Les principaux défauts de cette méthode sont qu'elle donne une information de température moyenne d'une zone d'intérêt et que l'erreur de mesure peut être non négligeable (plusieurs dizaines de degrés dans le cas d'émissivités faibles et températures élevées). De plus, les différents modèles de pyromètre sur le marché ont encore des temps d'intégration relativement longs, ne permettant pas l'observation de phénomènes rapides. Ainsi, les pyromètres actuels donnent des informations spatiotemporelles moyennées, qui ne sont pas adaptées dans le cadre de l'étude envisagée ici. Pour finir, les caméras (CCD, proche infrarouge ou infrarouge) permettent des mesures sans contact de températures étendues avec des plages de mesures très importantes. Cependant, des erreurs de mesure importantes peuvent être commises (plusieurs dizaines de degrés) (Sauer and Schoegl, 2019) et les fréquences d'acquisitions des caméras sont souvent faibles (quelques kHz).

Dans le cadre de cette étude, le champ thermique a été mesuré grâce à une caméra infrarouge, car c'est le seul moyen de mesure qui semble capable de discrétiser une zone observée de faibles dimensions. C'est d'ailleurs la technologie la plus utilisée pour la mesure de température en usinage. Étant donné que de fortes cinématiques, vitesses de déformations et gradients de températures seront à observer dans la zone de cisaillement primaire, la caméra infrarouge offrant la plus grande fréquence d'acquisition disponible au laboratoire a été sélectionnée. Ainsi, une caméra infrarouge Telops MS-M3k a été utilisée pour cette étude.

La caméra Telops MS-M3k (illustrée en Figure 2-2) est équipée d'un détecteur infrarouge en InSb (Antimoniure d'indium), fonctionnant sur une plage spectrale de 1.50 – 5.50 μm . Cependant, un filtre spectral a été placé devant le capteur afin de le protéger, réduisant la plage de fonctionnement à 3.11 – 5.50 μm , ce qui la classe parmi les caméras infrarouges « Mid wave ». Une des spécificités de cette caméra est qu'elle possède une roue porte-filtres à 8 filtres, pilotable en vitesse de rotation. Une

configuration avec deux filtres différents, un filtre Broad Band (BB) et un filtre spectral (FS), répétés quatre fois sur la roue a été retenue pour des raisons d'optimisation de la fréquence d'acquisition. Enfin, le Tableau 2-9 résume les caractéristiques générales de la caméra Telops MS-M3k.

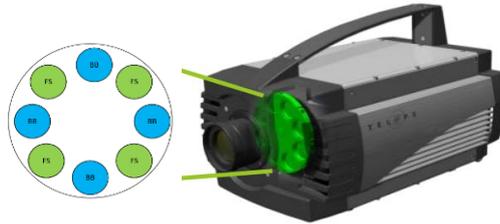


Figure 2-2. Vue en Conception Assistée par Ordinateur (CAO) de la roue porte filtres de la caméra Telops MS-M3-k (source Telops).

Tableau 2-9. Caractéristiques générales de la caméra Telops MS-M3k.

Type de détecteur	InSb
Plage spectrale caméra	3.11 – 5.50 μm
Résolution capteur	320 x 256 pixel ²
Pitch	30 μm
Ouverture caméra	F/2.5
Roue porte filtres	8 filtres
NETD spatiale à 25 °C	33.828 mK
Fréquence d'acquisition max (Filtre fixe)	3 100 Hz (Pleine fenêtre) 100 000 Hz (Fenêtrage 64x4 pixels)
Fréquence d'acquisition max (Rotation de la roue)	800 Hz
Plage de temps d'intégration possible	1 - 200 μs
Plage de température radiométrique observable	0 – 330 °C (f_{acq} max = 800 Hz)

2.4.2 Choix d'une caméra visible

Pour des arguments similaires à ceux qui ont conduit au choix de la caméra infrarouge, à savoir des besoins de discrétisation de la zone d'observation et d'une fréquence d'acquisition élevée, une caméra visible Photron Fastcam SA-Z a été retenue pour cette étude. Cette caméra possède un détecteur CMOS fonctionnant sur une plage spectrale de 0.4 à 1.0 μm . Les caractéristiques générales de la caméra sont présentées dans le Tableau 2-10.

Tableau 2-10. Caractéristiques générales de la caméra Photron Fastcam SA-Z.

Type de détecteur	CMOS
Plage spectrale caméra	0.4 – 1.0 μm
Résolution capteur	1 024 x 1 024 pixel ²
Pitch	20 μm
Fréquence d'acquisition max	20 000 Hz (Pleine fenêtre) 2 100 000 Hz (Fenêtrage 128 x 8 pixels)
Plage de temps d'intégration possible	1 – 1 000 μs

2.4.3 Choix d'un objectif

D'après l'étude bibliographique, la zone de cisaillement primaire induite par la coupe pourrait avoir une largeur d'environ une dizaine de microns. Par conséquent, dans la mesure où une discrétisation de la zone est souhaitée, un grossissement $\times 25$ a été choisi, car cela permettrait d'obtenir

théoriquement environ 8 pixels infrarouge dans la largeur de la zone de cisaillement primaire, avec une résolution de $1.25 \mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$ et 12 pixels visibles avec une résolution de $0.80 \mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$.

Pour que le système de couplage des deux caméras fonctionne, il est nécessaire qu'elles puissent observer au travers d'un unique objectif. Le composant sélectionné doit donc fonctionner sur une plage spectrale incluant celles des deux caméras. C'est pourquoi, dans cette étude, un objectif réfléchissant de grossissement $\times 25$ avec un revêtement en argent, offrant un taux de transmission supérieur à 96% entre 450 nm et $20 \mu\text{m}$ a été retenu. Des détails supplémentaires quant au choix de ce composant optique sont disponibles en annexe 8.1.1.

2.5 Synthèse

Dans le but de déterminer les constantes de lois de comportements d'un Inconel 718 en conditions de coupe de manière innovante, il a été décidé d'alimenter un algorithme d'identification inverse avec les champs cinématique et thermique *in situ* et in-process expérimental issu d'un essai de rabotage. L'étude bibliographique a montré que la zone de cisaillement primaire pouvait potentiellement être une zone particulièrement intéressante à observer, car le champ thermomécanique induit par la coupe dans cette région ne dépendait peu, voire pas, des caractéristiques du matériau de l'outil utilisé. Cependant, l'observation dans cette zone est rendue difficile par la présence de fortes cinématiques, vitesses de déformations et d'importants gradients thermiques.

Pour finir, l'opération de rabotage sera notamment instrumentée par une caméra visible et une infrarouge, qui seront couplées grâce à un système optique de manière à ce qu'elles observent simultanément au travers d'un unique objectif réfléchissant de grossissement $\times 25$.

3 Caractérisation du champ thermique par thermographie infrarouge

3.1	INTRODUCTION	23
3.2	CALIBRATION D'UN CAPTEUR EN ANTIMONIURE D'INDIUM (INSb).....	23
3.2.1	<i>Enjeu de la calibration d'une caméra infrarouge</i>	23
3.2.2	<i>Article publié dans le journal Infrared Physics and Technology</i>	24
3.2.3	<i>Calibration d'une ligne optique avec un objectif réflectif de grossissement x25</i>	42
3.3	MESURE DE L'ÉMISSIVITÉ	43
3.3.1	<i>Introduction</i>	43
3.3.2	<i>Émissivité de l'Inconel 718</i>	44
3.3.3	<i>Article publié dans Journal of Imaging</i>	46
3.3.4	<i>Mesures d'émissivités avec scène observée en mouvement</i>	64
3.3.5	<i>Limite de la méthode proposée pour l'emploi d'objectifs à faible distance de travail</i>	65
3.3.6	<i>Synthèse des travaux sur la mesure d'émissivité</i>	65
3.4	TRAITEMENT NUMÉRIQUE DES DONNÉES POUR L'OBTENTION D'UNE INFORMATION DE TEMPÉRATURE GLOBALE DE LA COUPE.....	66
3.5	ESTIMATION GLOBALE DES ERREURS DE MESURE EN THERMOGRAPHIE	68
3.6	FAISABILITÉ DE LA MÉTHODE DE MESURE LOCALE DE L'ÉMISSIVITÉ EN CONDITION DE COUPE.....	72
3.7	SYNTHÈSE DES TRAVAUX PRÉPARATOIRES À LA THERMOGRAPHIE	73

3.1 Introduction

Ce chapitre décrit le déploiement du moyen de mesure de température par thermographie infrarouge qui a été réalisé, avec notamment la description de la calibration du capteur de la caméra, la mesure d'émissivité d'une scène observée, le traitement d'images et une estimation des erreurs de mesure.

La méthode de calibration proposée, qui a fait l'objet d'une publication, permet de lier la radiance théorique émise par le corps noir aux niveaux digitaux reçus par le détecteur de la caméra infrarouge.

La mesure d'émissivité se base sur l'aspect multi spectral de la caméra et a également fait l'objet d'une valorisation via une communication dans une revue.

Par souci de simplicité de mise en œuvre et pour avoir accès à des plages de mesures expérimentales plus importantes, toutes les méthodes de thermographie développées au cours de cette étude, ont d'abord été éprouvées avec des objectifs à faibles grossissements, puis le passage à la ligne optique avec l'objectif de grossissement x25 a été réalisé, afin que ces méthodes soient disponibles pour l'expérimentation de rabotage qui sera présentée dans le chapitre 4.

3.2 Calibration d'un capteur en antimoniure d'indium (InSb)

3.2.1 Enjeu de la calibration d'une caméra infrarouge

La calibration d'une caméra infrarouge est une étape cruciale dans le processus de mesure de températures par thermographie, car elle permet d'homogénéiser la réponse des pixels et de convertir les informations de niveaux digitaux de chaque pixel en températures radiométriques. Cependant, en plus d'être une potentielle source d'erreurs de mesure, cette étape nécessite des mesures

expérimentales ainsi que des traitements numériques, ce qui peut aisément la rendre chronophage et fastidieuse.

Au cours d'un usinage, des plages de températures assez larges peuvent à priori être observées (de l'ambient à plusieurs centaines de degrés en pointe d'outil). De plus, des temps d'intégrations très différents peuvent être souhaités, en fonction de la zone observée. En effet, les gradients thermiques dans l'outil étant relativement faibles, un temps d'intégration assez long pour favoriser le taux de remplissage semble approprié, alors que dans la zone de cisaillement primaire, la forte cinématique de la coupe implique un temps d'intégration court pour limiter le phénomène de trainée.

Dans le cadre de cette étude, une calibration globale permettant des mesures de températures étendues, insensible aux temps d'intégrations et nécessitant seulement deux points de mesures à des températures différentes, sans contraintes sur le temps d'intégration a été développée, ce qui pourrait la rendre adaptée à l'observation d'opérations d'usinage.

3.2.2 Article publié dans le journal *Infrared Physics and Technology*

L'article suivant a été publié dans le journal *Infrared Physics and Technology* :

Fast and easy radiometric calibration method integration time insensitive for infrared thermography

Corentin Poissenot-Arrigoni^{1*}, Bertrand Marcon¹, Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹

¹Arts et Metiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France

*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

<https://doi.org/10.1016/j.infrared.2023.104741>

Fast and easy radiometric calibration method integration time insensitive for infrared thermography

Corentin Poissenot-Arrigoni^{1*}, Bertrand Marcon¹, Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹
¹Arts et Metiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France
*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

Abstract

The radiometric calibration of an infrared camera is a crucial and unavoidable step to obtain an accurate temperature measurement. The calibration does the link between the sensor digital levels and the actual radiometric temperature. Although this step is critical and necessary to obtain meaningful measurement, it is a complex and time-consuming procedure, which requires many experimental data acquisitions and an algorithm to process them. This article proposes a method based on the radiance data processing allowing an easily and quickly radiometric calibration. Thanks to the proposed method, an integration time insensitive radiometric calibration is obtained from only two different observed steady and homogeneous thermal conditions (using a black body or equivalent).

Keywords: infrared thermography, integration time, radiometric calibration, pixel wise calibration

Nomenclature

Radiance: Rad [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$]

Wavelength: λ [m]

Emissivity: ε [-]

Planck constant: $h = 6.6226176 \times 10^{-34}$ [J.s]

Boltzmann constant: $k = 1.380662 \times 10^{-23}$ [J.K⁻¹]

Celerity of light: $c = 2.998 \times 10^8$ [m.s⁻¹]

Spectral range of the sensor of the camera: λ_1, λ_2 [m, m]

NUC: Non-Uniformity Correction

Number of images by acquisition file: n [-]

Image number in an acquisition file: Num_{im} [-]

Integration time: IT [μs]

Black body source temperature: T_{BBS} [K]

Environment temperature: T_{Env} [K]

Coordinates of a pixel on the sensor matrix: X, Y [-, -]

Absolute temperature of a pixel of an image: $T_{\text{Num_im}, X, Y}$ [K]

Digital level of a pixel of an image: $DL_{\text{Num_im}, X, Y}$ [counts]

Mean of the digital level flow: M_{flow} [counts. μs^{-1}]

Slope coefficient of the calibration curve: A when considering only one pixel; \bar{A} when considering the full sensor [$\text{W} \cdot \mu\text{s} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{counts}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$]

Offset coefficient of the calibration curve: B when considering only one pixel; \bar{B} when considering the full sensor [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$]

1 Introduction

The thermographic is more and more involved to measure the temperature of a scene, because it is a non-contact and a non-destructive measurement method, relatively easy to perform. Moreover, infrared cameras become more and more cheap and efficient. However, to obtain an accurate temperature, it is mandatory to take some precautions because this measurement method implies several sources of errors [1]. Firstly, the radiometric calibration, which is necessary to convert digital levels into radiometric temperatures, could create significant errors; among them, the main ones are: the imperfection of the black body source used during the data acquisitions (both in temperature and emissivity) [2], the procedure of non-uniformity correction (NUC) [3] [4], or for example, the fitting error between the calibration curve and the experimental points cloud. Secondly, the good knowledge of the observed scene local emissivity is essential to convert radiometric temperatures into actual absolute temperatures. In addition, for a given material, it is important to mention that the viewed spectral emissivity of the observed scene depends at least of: the spectral range of the camera [5], the absolute temperature of the material [6], the surface preparation of the observed object (colour, roughness, reflectance, uniformity...) [7], and the incidence angle between the observed object and the camera lens [8]. Thirdly and less obvious than the other sources, the environment radiance could affect noticeably the temperature measurement as well [9].

Since the radiometric calibration is essential in the digital levels conversion into absolute temperatures, many studies are present in the literature. The two-point calibration method is a simple local method resulting in an excellent image quality and it requires only two experimental points (two different black body temperatures) for its implementation. However, this method is considered as valid only around an operating point (the two black body temperature ranging around that operating point), for a single integration time, a single ambient temperature, and it allows observing just low-contrasted scenes. At the opposite, the multi-points calibration is a global method, allowing to observe contrasted scenes. It is valid for discrete integration times and ambient temperatures, but the interpolation between the selected values are possible, including some strong approximations. Nevertheless, this method is complex and requires many experimental data resulting in being a time-consuming method to be correctly implemented [10] [11]. Some studies, like that of Schweikert et al. [12] or Ochs et al. [13], propose to reduce the radiometric calibration errors by replacing the non-uniformity correction (NUC) by a pixel-wise calibration. Therefore, with this method, an independent calibration curve is

obtained for each pixel of the sensor. In addition, Svensson et al. [14] and Le Saux and Doudard [15], compare the NUC calibration with the pixel-wise calibration; both demonstrate that the pixel-wise calibration seems to be more relevant than the NUC procedure to obtain an accurate radiometric calibration. Finally, Tremblay et al. [16] [17] propose to work with the concept of digital level flow (being the digital level divided by the integration time to acquire the considered frame) rather than the actual digital levels, in view to obtain a radiometric calibration insensitive to the integration times. It is a global method combining both advantages of allowing to observe contrasted scenes and to reach a very accurate temperature measurement. In addition, it is valid for any integration times and ambient temperatures. However, this technic implies to use many experimental points to obtain the calibration curve as it was the case for the above-mentioned multi-points calibration ([10] [11]).

To resume, the radiometric calibration is an essential step, impossible to discard, to obtain accurate absolute temperature measurements, but it is a complex and time-consuming procedure. The aim of this study is to present an original method enabling an accurate radiometric calibration being integration time insensitive, with an easy and fast experimental procedure. According to the presented state of the art, the novelty of the proposed method is to obtain a global radiometric time insensitive calibration from only two different temperature measurements using a black body source, without constraints on the integration time. Therefore, this calibration method results in a fast and easy experimental procedure. Basically, this new method gathers together all advantages of the already existing calibration methods into a single one. Firstly, the hypothesis involved in this approach will be exposed before describing the steps of its implementation. Then the demonstration of the great accuracy of the method will be assessed through observations of a black body by scanning all the possible integration times and temperature observable range with a certain camera/filter configuration which is totally possible to generalize to other configurations.

2 Description of the calibration method

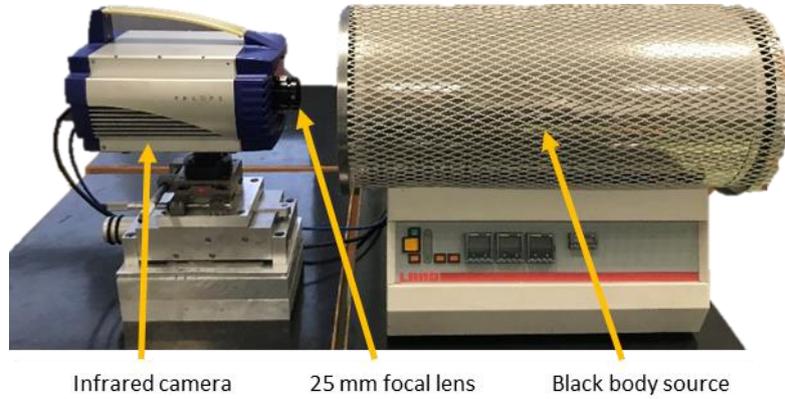
2.1 Hypothesis

At the scale of this study, it has been considered that the atmospheric transmission has a negligible impact on the temperature measurement, compared to others sources of errors. Based on works of Monchau [18] and Pajani [19], in the experimental conditions of this study, this hypothesis involves an error of the measured radiometric temperature lower than 1 K. The developed method allows to obtain an infrared camera calibration insensitive to integration times (IT) and assumes that the radiance of the observed scene is proportional to the digital level flow (DL/IT) in the sensor output of the infrared camera. Then, Eq.3 is proposed for modelling observed radiance:

$$\text{Observed radiance} = \bar{A} \times \frac{DL}{IT} + \bar{B} \quad (\bar{A}, \bar{B}) \in \mathbb{R}^2 \quad (1)$$

where \bar{A} and \bar{B} are the constants of the linear approximation equation. In view to confirm this hypothesis, an Ametek Landcal P1200B black body source, which has an indicated emissivity of 0.998, was observed by a Telops MS-M3k infrared camera at different conditions, with a 25 mm focal lens (Telops, 25 mm f/2.3 MWIR) and a frame rate of 60 Hz. This camera has a cooled InSb (Indium Antimonide) sensor, with a full frame resolution of 320 x 256 pixels², a pitch of 30 x 30 μm^2 , and an

average Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) of 25 mK. In addition, the native spectral range of the sensor is 1.50 – 5.50 μm . However, a broadband filter was positioned in front of the sensor, reducing the spectral range to 3.11 – 5.50 μm , in view to work in the mid-wave infrared spectral range (the spectral range typical of gases being not of interest in the current application). The experimental set-up is shown on the Art.IPT Figure 1.



Art.IPT Figure 1. Experimental set-up of the black body source observation.

Given the fact that the approach works directly in radiance rather than in temperature, it is necessary to link the black body temperature with its radiance. For this, the usual Planck's law expressed for a solid angle, shown in Eq. 2 has been used.

$$\text{Rad}(T_{\text{BBS}}) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{\text{BBS}}}\right) - 1} d\lambda \quad [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}] \quad (2)$$

with Rad the observed radiance of the black body at the temperature set T_{BBS} , λ the considered wavelength, $h = 6.6226176 \times 10^{-34}$ J.s the Planck's constant, $c = 2.998 \times 10^8$ m.s $^{-1}$ the light celerity, and $k = 1.380662 \times 10^{-23}$ J.K $^{-1}$ the Boltzmann's constant. In all the study, the integration interval of the Planck's law corresponds to the spectral range of the camera sensor equipped with a so-called broad band filter as mentioned before ($\lambda_1 = 3.11$ μm and $\lambda_2 = 5.50$ μm). The integral was calculated numerically by the trapeze method with a step of 3.9×10^{-4} μm , which discretizes the spectral band in 1000 elements with a considered low residue. The Art.IPT Table 1 summarises the experimental conditions studied and results for the pixel located at the coordinates (160,128), which corresponds to the pixel at the centre of the sensor. It is important to note that the total range of observable temperatures available with this camera configuration (full optical path: sensor, broad band filter, and lens) was covered. On the other hand, for each temperature, the maximum and minimum integration times corresponds respectively to the integration time avoiding any pixel saturation (over the whole sensor) and the one allowing for at least a pixel filling of 5%. Furthermore, the behaviour of all pixels was analysed, but in this article, the results of only one representative pixel (the central one arbitrarily) is presented for the sake of brevity.

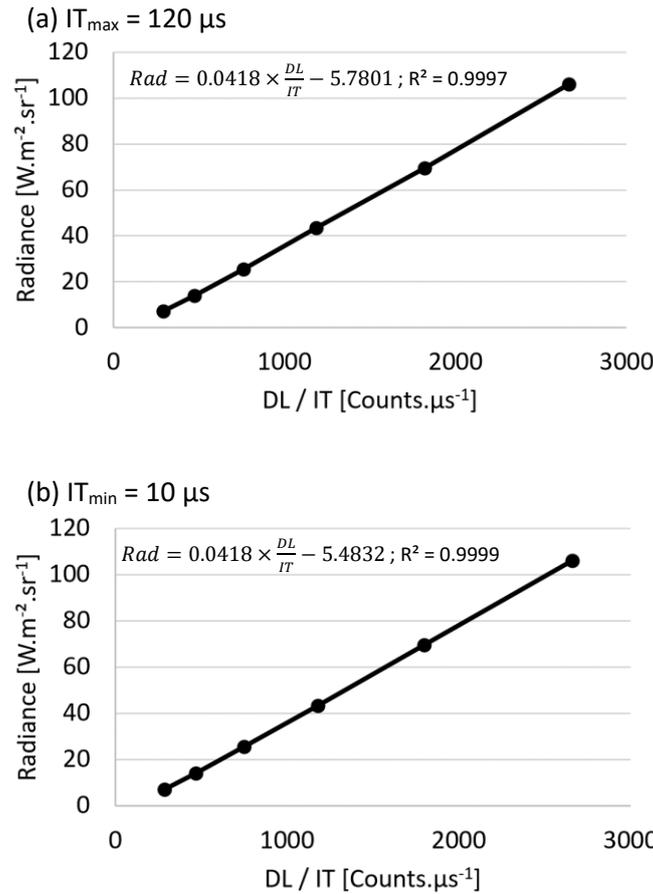
Art.IPT Table 1. Experimental conditions and results for the analysis of the behavior of the sensor towards the radiance.

	Camera settings Temperature; IT	Black body temperature [°C] *	Black body radiance [W.m ⁻² .sr ⁻¹] **	IT [μs]	DL [counts]	DL.IT ⁻¹ [counts.μs ⁻¹]
Maximum integration times	50 °C; 120 μs	50	7.1093	120.00	34836	290.3
	75 °C; 80 μs	75	14.0683	80.04	37876	473.2
	100°C; 40 μs	100	25.5808	40.00	30465	761.6
	125 °C; 20 μs	125	43.3996	20.04	23783	1186.7
	150 °C; 20 μs	150	69.5105	20.04	36498	1821.2
	175 °C; 10 μs	175	106.0699	9.96	26512	2661.8
Minimum integration time	50 °C; 10 μs	50	7.1093	9.96	2848	285.9
	75 °C; 10 μs	75	14.0683	9.96	4671	468.9
	100°C; 10 μs	100	25.5808	9.96	7484	751.4
	125 °C; 10 μs	125	43.3996	9.96	11761	1180.8
	150 °C; 10 μs	150	69.5105	9.96	17907	1797.9
	175 °C; 10 μs	175	106.0699	9.96	26512	2661.8

* The black body temperature corresponds to the temperature set in the black body source during experimental data acquisition

** The radiance of each condition is calculated using the Planck's law expressed for a solid angle (integration method explained in section 2.1), from the black body temperature thanks to the Eq.2

The Art.IPT Figure 2 depicts the evolution of the observed radiance with the digital level flow of the central pixel (160,128), and the equations are the results of linear regressions of the measured points calculated by the least square method. In the most unfavorable case, which corresponds to the maximum integration times presented on the Art.IPT Figure 2(a), a linear trend residue of 0.9997 has been observed allowing to consider that the digital level flows (DL/IT) measured by the sensor pixels react linearly relative to the observed radiance. This point had being already figured out by [13] who verified this hypothesis for an InSb sensor. In addition, [20] and [21] show that for others sensor technologies, digital levels reacts linearley toward the integration time. Therefore, it seems that this hypothesis is valid for an InSb sensor, and could be extended for some others sensor technologies too.



Art.IPT Figure 2. Experimental response of the pixel (160,128) observed radiance with the digital level flow and their associated linear trends: for the maximum integration times (a), and the minimum integration times (b).

2.2 Implementation of the calibration method

2.2.1 Determination of pixel by pixel calibration matrixes

After the linear dependency of the radiance toward the digital level flow has been proven in the previous subsection, it is possible to obtain an infrared camera radiometric calibration insensitive to the integration time; and so, from only two different acquisition data of a black body source at two different temperatures and without constraints regarding the integration time (as long as the sensor has no underexposed or saturated pixel). Indeed, given the calibration trend is linear, two experimental points are sufficient to calculate its coefficients (the slope and the offset coefficients). To do so, the following procedure is suggested:

Firstly, experimental data are required to obtain a radiometric calibration. For this, a black body source must be observed at different temperatures by the infrared camera (Art.IPT Figure 1 shows an example of a possible experimental setup).

Secondly, it is necessary to convert the different temperatures of the observed black body source in radiance. For this, the Planck's law (presented in the Eq. 2) is integrated within the spectral range of the whole optical path and sensor (as explained in the section 2.1).

Thirdly, the digital levels flow of the data acquisition must be determined. For this, digital levels are sorted by integration time. In addition, in view to reduce the calibration errors due to measuring

uncertainties, it could be beneficial to calculate a mean of the digital levels flow based on the acquisition data of several consecutive images. In section 3, it will be estimated that a measure based on a set of 125 images is acceptable to ensure a repeatability below 0.01 %. Finally, given that the procedure of non-uniformity correction (NUC) induces approximations, it has been decided at the scale of this study, to realise an independent calibration for each pixel. Therefore, it is necessary to calculate the digital levels flow for each pixel of the sensor independently, as described in the following Eq. 3 for given condition (Ci).

$$M_{flow}(Ci)_{X,Y} = \frac{1}{n} \times \sum_{Num_{im}=1}^n \frac{DL_{Num_{im},X,Y}}{IT} [counts. \mu s^{-1}] \quad (3)$$

Afterward, from the radiance (obtained thanks to the Eq. 2) and the mean of the digital levels flows for two different conditions (referred as C1 and C2), obtained from the Eq. 3, coefficients of the linear trend (slope coefficient matrix \bar{A} and offset matrix \bar{B}) could be calculated thanks to Eq. 4 and 5:

$$A_{X,Y} = \frac{Rad(C1) - Rad(C2)}{M_{flow}(C1)_{X,Y} - M_{flow}(C2)_{X,Y}} [W. \mu s. m^{-2}. counts^{-1}. sr^{-1}] \quad (4)$$

$$B_{X,Y} = \frac{M_{flow}(C1)_{X,Y} \times Rad(C2) - M_{flow}(C2)_{X,Y} \times Rad(C1)}{M_{flow}(C1)_{X,Y} - M_{flow}(C2)_{X,Y}} [W. m^{-2}. sr^{-1}] \quad (5)$$

Finally, the coefficients of the integration time insensitive radiometric calibration are obtained from only two different experimental conditions. The Art.IPT Figure 3 summarizes the algorithm to compute the two matrixes of calibration: \bar{A} and \bar{B} for each pixel of the sensor having both the dimensions of the sensor in pixels. With the Telops MS-M3k used in the present work as case study of the calibration method, the matrix \bar{A} and \bar{B} have both the dimension (320,256).

Algorithm 1: Identification of the calibration matrixes

Input: Camera data of the black body source observation

- 1: Open camera files: [DL, IT] = read camera data
- 2: Compute observed radiance C1 and C2: $Rad(Ci) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k Ci}\right) - 1} d\lambda$
- 3: Compute the digital levels flow C1 and C2: $Mflow(Ci)_{X,Y} = \frac{1}{n} \times \sum_{Num_{im}=1}^n \frac{DL_{Num_{im},X,Y}}{IT}$
- 4: Compute the slope coefficient of the calibration curve: $A_{X,Y} = \frac{Rad(C1) - Rad(C2)}{Mflow(C1)_{X,Y} - Mflow(C2)_{X,Y}}$
- 5: Compute the offset coefficient: $B_{X,Y} = \frac{Mflow(C1)_{X,Y} \times Rad(C2) - Mflow(C2)_{X,Y} \times Rad(C1)}{Mflow(C1)_{X,Y} - Mflow(C2)_{X,Y}}$

Outputs: Matrix \bar{A} and \bar{B}

Art.IPT Figure 3. Algorithm to identify the calibration matrixes coefficients.

2.2.2 Conversion of digital levels pictures to radiometric temperatures

Once the linear trend coefficients of the calibration determined, it is possible to convert an image coded in digital levels into absolute temperatures following the following procedure:

Firstly, digital levels must be converted into radiances by transforming the measured digital levels from the sensor into a flow of digital levels and dividing them by the integration time used to acquire the considered frame. Then, the radiances are obtained directly by applying the calibration coefficients using Eq. 6:

$$Rad(Num_{Im})_{X,Y} = A_{X,Y} \times \frac{DL_{Num_{im},X,Y}}{IT} + B_{X,Y} [W.m^2.sr^{-1}] \quad (6)$$

Secondly, based on the results of Li et al. [22], the Eq. 7 links the radiance of the observed scene to different radiation sources, in experimental conditions of this study is:

$$Rad(Num_{Im})_{X,Y} = \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_{im},X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Env}}\right) - 1} d\lambda [W.m^2.sr^{-1}] \quad (7)$$

with $\epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}(T, \theta, \varphi)$, the emissivity of the observed scene. It is not possible to invert directly the Eq. 8 because the Planck's integral has no analytical solution. Thus, to obtain a direct link between the observed radiance and the absolute temperature of the scene, it is necessary to calculate numerically the Planck's integral. This computation had been performed here in the same way than in the subsection 2.1. The Art.IPT Figure 4 summarizes that above-described procedure allowing to convert digital levels images into absolute temperature ones.

Algorithm 2: Conversion from digital levels to absolute temperatures

Inputs: Camera data of the observed scene, matrix $\bar{\bar{A}}$ and $\bar{\bar{B}}$ of Algorithm 1, emissivity of the observed scene

1: Setting inputs: [DL, IT] = read camera data

$$[\bar{\bar{A}}, \bar{\bar{B}}] = \text{read matrix } \bar{\bar{A}} \text{ and } \bar{\bar{B}}$$

$$\epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} = \text{input emissivity of observed scene}$$

2: Conversion from digital levels to radiance: $Rad(Num_{Im})_{X,Y} = A_{X,Y} \times \frac{DL_{Num_{Im},X,Y}}{IT} + B_{X,Y}$

3: Conversion from radiance to absolute temperature

$$Rad(Num_{Im})_{X,Y} = \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_{Im},X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Env}}\right) - 1} d\lambda$$

Output: Matrix of absolute temperature $T_{Num_{Im},X,Y}$

Art.IPT Figure 4. Algorithm of conversion from digital levels to absolute temperatures.

3 Results and discussions

The objective of this part is to validate experimentally the calibration method presented previously. For this, an Ametek Landcal P1200B black body source was observed by a Telops MS-M3k infrared camera, with a 25 mm lens, as shown on Art.IPT Figure 1. The experimental setup and characteristics of the black body source and the infrared camera are the same as mentioned in subsection 2.1. In view to improve the measurement accuracy of the calibration method, it could be relevant to choose in input, the two measured temperatures as far away as possible, because it reduces the impact of measurement uncertainties on the calibration coefficients values. Moreover, given the calibration method is insensitive with the integration time, there are no specific setting to consider about this parameter (once again, as long as the sensor has no underexposed or saturated pixel). Therefore, it could be interesting for each condition to adapt the integration time in view to optimise the measurement quality. For this, two indicators, independent of the observed temperature, and the integration time have been used. The first is the pixel load; this criterion allows determining if the sensor had been over or underexposed during the exposition (integration time). It could be defined as the ratio of collected photons by the maximum capacity of photons before saturation of the considered quantic well (Eq. 8). It is important to note that the maximum photons capacity of the sensor is considered in this study by the value just before the saturation of the first pixel on all the sensor.

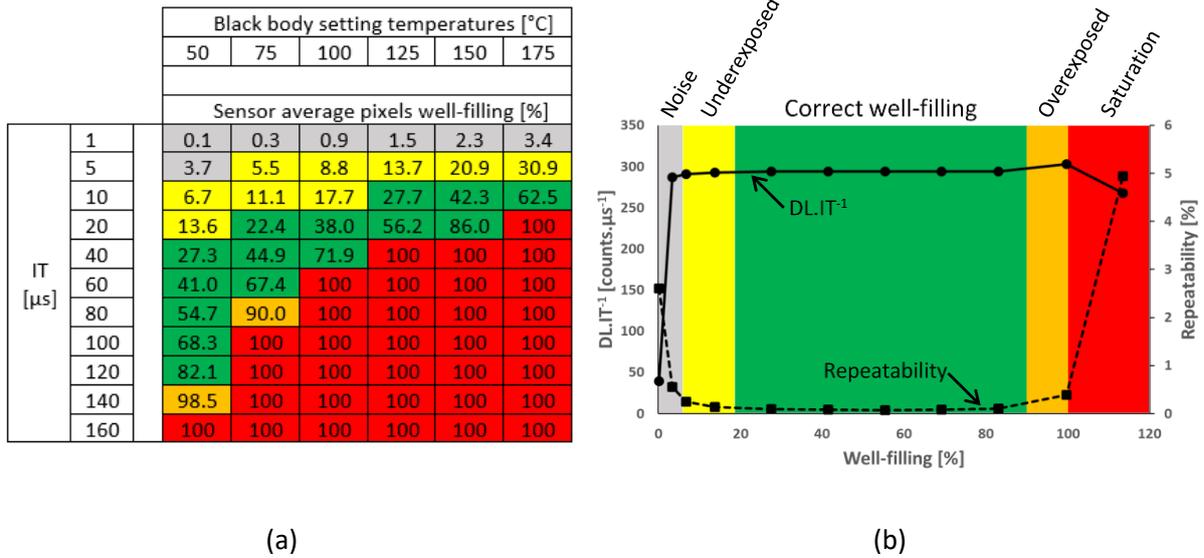
$$\text{Pixel well – filling} = \frac{\text{Collected photons}}{\text{Maximum photons capacity}} \times 100 [\%] \quad (8)$$

The second is a measurement repeatability criterion. By considering that the black body source gives a spatial and temporal homogeneous temperature, in theory, each measure take in same

conditions should give exactly the same results. Thus, the measurement repeatability criterion could be evaluated for each pixel by considering the relative deviation between the pictures with the maximum measured digital levels and that with the minimum measured digital levels, captured on a set (Eq. 9). In practice, each set contains 125 frames captured at a frequency of 60 Hz and the field of view is about one square centimetre. Then, it seems reasonable to consider that the black body source gives homogeneous temperature.

$$\text{Repetability} = \frac{DL_{\text{maximum}} - DL_{\text{minimum}}}{DL_{\text{maximum}}} \times 100 \text{ [\%]} \quad (9)$$

The Art.IPT Figure 5(a) presents the design of experiment realised in this study (for each condition, the mean pixel load of the sensor has been indicated in the table). It is important to note that the minimum and maximum temperatures correspond to extremes observable temperatures by the camera in these experimental conditions. The design of experiment is made up of 29 different conditions and the sensor has a resolution of 320×256 pixel². Given each pixel has an independent calibration in the present method, this design of experiment allows to assess the approach on more than 2.3 million results. The Art.IPT Figure 5(b) presents the evolution of the mean of the digital level flow and the repeatability criterions on the entire sensor, in function of the well-filling, for a constant radiometric temperature of 50 °C.



Art.IPT Figure 5. Data experiment setting with the average sensor pixels well-filling for each condition (a), and corresponding thresholds (associated with a colorbar) to determine the optimized conditioned of integration times for the observed black body temperature (example given here for 50 °C) (b).

Given that it has been shown in the part 2.1 that the flux of digital levels reacts linearly toward the radiance, for a constant observed temperature, this flux should not be affected by the variation of the integration time (and then the pixel load). However, for low and high well filling, the digital levels flux is affected by the variation of integration time. In addition, in regions where the sensor reacts not linearly with the integration time, the repeatability is significantly deteriorated. For conditions with low well-filling (pixels under-exposed), the measurement uncertainty increases because of the dominance of the noise. Therefore, to ensure that the measure is taken in the operating point of the sensor, it seems relevant to choose a well-filling minimising the repeatability criterion. Based on the wide design of experiment presented in the Table 2, a colorbar associated to the well-filling, which

indicates the measurement quality, is proposed on the Art.IPT Figure 5(b). A correct well-filling is considered when the repeatability criterion is lower than 0.01% and the relative fluctuation of the digital levels flow between two consecutive experimental points is lower than 0.2%. For the data processing, parameters presented in the Art.IPT Table 2 were input in the algorithm of the calibration matrixes (method described in subsection 2.2.1) and the conversion algorithm of digital levels into absolute temperatures (method described in subsection 2.2.2).

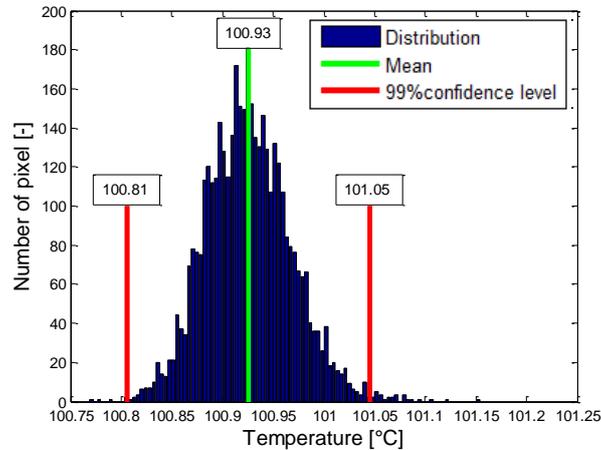
Art.IPT Table 2. Input parameters in the algorithm of matrix calibration and of conversion of digital levels into temperatures.

Parameters	Values
Spectral range of the sensor of the camera: λ_1 - λ_2	3.11 - 5.50 [μm]
Environment temperature: T_{Env}	20.00 [$^{\circ}\text{C}$] or 293.15 [K]
Emissivity: ϵ	0.998 [-] *
Wavelength discretization for the calculation of the Planck's integral	3.90×10^{-4} [μm]
Temperature discretization for the calculation of the Planck's integral	0.001 [K]

* The input emissivity corresponds to the emissivity of the black body source provided in its calibration certificate.

Firstly, two conditions must be chosen to obtain the calibration coefficients (\bar{A} and \bar{B}). In view to obtain the bests results with this calibration method, it seems that it is appropriate to choose experimental temperatures close to the limit of the observable temperatures of the camera in its setting conditions. Thus, it has been chosen to take 50 $^{\circ}\text{C}$ and 175 $^{\circ}\text{C}$. Moreover, one of the advantages of this calibration method is that it is insensitive to integration times (point already discussed before). Therefore, to ensure pixel well-fillings of approximately 80%, it seems relevant to choose an integration time of 120 μs for the measure (black body setting) at 50 $^{\circ}\text{C}$, and 10 μs for the measure at 175 $^{\circ}\text{C}$. After obtaining the calibration matrixes coefficients, the digital levels provided by the sensor of the scene observed under all conditions presented in the Art.IPT Table 2 are converted into temperatures thanks to the method presented in the previous section. Finally, the worst result, temperature error compared to the black body one, has been obtained for the condition {100 $^{\circ}\text{C}$; 20 μs } and for the pixel of sensor coordinates (15,25). The Art.IPT Figure 6 presents the radiometric

temperatures distribution calculated for all pixels of the sensor and for this last sensor setting {100 °C; 20 μ s}.



Art.IPT Figure 6. Pixels distribution of the radiometric temperatures for the condition {100 °C; 20 μ s} where the maximum temperature discrepancy compared to the black body setting is observed among the design of experiments exposed in Table 2.

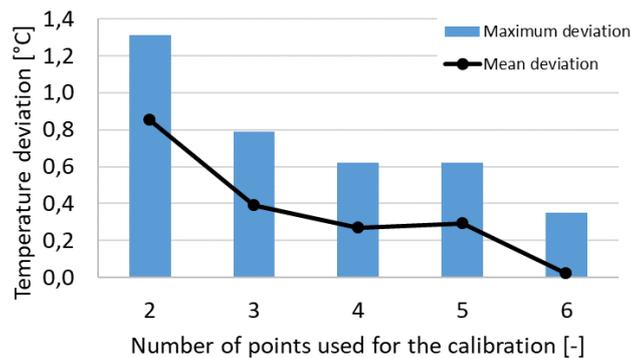
From Art.IPT Figure 6, the absolute error for the worst pixel is 1.16 °C. However, the mean error of all pixels of the picture is 0.93 °C and 99% of the results are contained in a temperature range of 0.24 °C, corresponding to the gap 100.93 ± 0.12 °C. In order to reduce the maximum error obtained with the proposed method, it could be relevant to obtain the calibration matrixes coefficients, not from only two measuring points, but from more measuring points and to use the least square method to calculate the linear trend equation allowing scattering the errors in the whole temperature domain, which could improve the global accuracy. In view to study the influence of the number of points used to determine the calibration coefficients on the calibration accuracy, it has been decided to independently identify them from 2 to 6 experimental points (2 being the above exposed results), and to analyze the results on the condition leading to the worst results: the condition {100 °C; 20 μ s}, see Art.IPT Table 3.

Art.IPT Table 3. Studied conditions and results of the influence of the number of points used for the calibration on the deviation between the black body and the infrared camera temperatures.

Number of calibration points	Conditions	Maximum deviation [°C]*	Mean deviation [°C]	99% confidence interval [°C]
2	50 °C; 40 μs 150 °C; 10 μs	1.16	0.93	0.24
3	50 °C; 40 μs 75 °C; 20 μs 150 °C; 10 μs	0.90	0.70	0.22
4	50 °C; 40 μs 75 °C; 20 μs 125 °C; 20 μs 150 °C; 10 μs	0.81	0.64	0.21
5	50 °C; 40 μs 75 °C; 20 μs 125 °C; 20 μs 150 °C; 10 μs 175 °C; 10 μs	0.84	0.65	0.22
6	50 °C; 40 μs 75 °C; 20 μs 100 °C; 20 μs 125 °C; 20 μs 150 °C; 10 μs 175 °C; 10 μs	0.54	0.40	0.19

* Maximum deviation between the black body and the camera temperature.

In addition, the Art.IPT Figure 7 presents the influence of the number of reference points used for the calibration towards the temperature deviation of the black body temperature compared to the calculated temperature ones converted.



Art.IPT Figure 7. Influence of the number of calibration points used for the calibration on the deviation between the black body temperature and the temperatures measured.

From the Art.IPT Table 3, the condition with 6 experimental points for the calibration implementation is peculiar, because the condition {100 °C; 20 μs} (identified as the one providing the worse results) is included in this calibration. Therefore, it seems logical that the maximum and the minimum deviation are significantly reduced for this condition. Then, passing from 2 to 5 points for the calibration, the 99% confidence interval reduces only from 0.24 to 0.22 °C. Therefore, the number of calibration points seems to have a negligible influence on the 99% confidence interval. To resume,

under those experimental conditions, it would appear that the use of 4 calibration points is the best trade-off between the accuracy and the experimental data necessary, reaching a maximum deviation of 0.81 °C and a mean deviation of 0.64 °C. Therefore, the calibration obtained from 4 experimental points allows to decrease the maximum and the mean deviation by about 30% compared to the calibration implemented with only 2 experimental points.

The proposed method allows obtaining a radiometric calibration insensitive to the integration times from only two measuring points. It seems that an accurate multi-points calibration or the calibration developed by Tremblay et al. [14] could allow obtaining a better accuracy than the proposed method. Indeed, the calibration method developed by Tremblay et al. [14] gives a measuring accuracy of 0.4 °C and a mean error of 0.2 °C, while the proposed method provides a measuring error of 1.16 °C and a mean error of 0.92 °C. Nonetheless, the maximum radiometric error of 0.4 °C in the study of Tremblay et al. [14] is obtained for a point used to obtain the calibration curve, which automatically reduces the error compared to a point between two conditions used to obtain the calibration curve. In addition, the presented study was not realized in laboratory conditions: the environment radiance, the humidity and the deficiencies of the black body source were not controlled.

Although, the method of Tremblay et al. [14] or a classic multi-points calibration method seem to be more accurate than the proposed method, those last are very time consuming and quite complex to implementation, whereas the proposed method is really very fast and simple. Furthermore, given the proposed method works from the radiance and not from the radiometric temperature, emissivity correction is more straightforward than classic method. Indeed, in the Planck's law, the absolute temperature is link to the radiance and not to the radiometric temperature.

At the end, the proposed method is not optimized in accuracy compared to others methods available in the literature. Nevertheless, it consists in an easy and fast radiometric calibration insensitive to the integration time with a rather acceptable low radiometric error.

4 Conclusions

This study proposes a new method to implement a radiometric calibration for thermography imaging. This method is based on the finding that the digital level flow of the InSb sensor reacts linearly with the radiance. Thereby, it is possible to obtain a calibration insensitive with the integration times; which simplifies significantly the use of such cameras. In addition, given the calibration curve is a straight-line (far from the sensor limits), only two temperatures measurement on a black body source, without constraints on the integration time, are necessary to access a good global accuracy calibration. The strong points of this method are:

- The proposed method is insensitive with the integration time, then it is possible to observe all scenes from a unique calibration block with optimized pixel fillings,
- This method allows a fast and easy implementation, because it is based on only two experimental conditions at different temperatures. Therefore, it is efficient in a time-consuming point of view,
- Given it is based on radiance, the conversion from radiometric to absolute temperature by the Planck's law is simplified.

Nevertheless, the proposed method is less accurate and a vagueness in the input data files led to a higher error than a multi-points calibration, because it is based on only two input data acquisition files. Then, this method globally simplifies the procedure of temperature measurement by the infrared thermography method. The Art.IPT Table 1 summarizes qualitatively the advantages of the different calibration methods with the one presented here.

Art.IPT Table 4. Qualitative comparison of different radiometric calibration methods.

Calibration method	2-points	Multi-points	Tremblay and al. [14]	Presented here
Calibration type	Local	Global	Global	Global
Complexity	Low	Moderate to high	Moderate	Low
Implementation time	Low	High	High	Low
Accuracy	High	Differ from interpolation	High	Acceptable
Observable scenes	Low contrast	All	All	All
Integration time	Single	Discrete + interpolation	All	All

To improve this study, it could be interesting to consider the atmospheric transmission. Moreover, a procedure of bad pixel replacement could be implemented in view to delete singular behaviors of a few pixels which strongly impact the global accuracy when focusing on the maximum errors.

Declaration of competing interest

The authors declare that they are no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Acknowledgements

The authors would like to thank PR. G. Germain from Arts et Metiers Institute of Technology, LAMPA for his technical support and the Telops company for their advice and useful comments on this work.

References

- [1] He, Y., Fan, Y., Li, Y., Chen, L., 2021. Analysis of multi-factor on measurement improvement of an infrared imager in low-temperature environments. *Infrared Physics & Technology* 116, 103813. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2021.103813>

- [2] Té, Y., Jeseck, P., Pépin, I., Camy-Peyret, C., 2009. A method to retrieve blackbody temperature errors in the two points radiometric calibration. *Infrared Physics & Technology* 52 (5), 187–192. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2009.07.003>
- [3] Le Saux, V., Doudard, C., 2017. Proposition of a compensated pixelwise calibration for photonic infrared cameras and comparison to classic calibration procedures: Case of thermoelastic stress analysis. *Infrared Physics & Technology* 80, 83–92. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2016.11.008>
- [4] Hu, J., Xu, Z., Wan, Q., 2014. Non-uniformity correction of infrared focal plane array in point target surveillance systems. *Infrared Physics & Technology* 66, 56–69. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2014.05.012>
- [5] González-Fernández, L., del Campo, L., Pérez-Sáez, R.B., Tello, M.J., 2012. Normal spectral emittance of Inconel 718 aeronautical alloy coated with yttria stabilized zirconia films. *Journal of Alloys and Compounds* 513, 101–106. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2011.09.097>
- [6] Wen, C.-D., Mudawar, I., 2005. Emissivity characteristics of polished aluminum alloy surfaces and assessment of multispectral radiation thermometry (MRT) emissivity models. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48, 1316–1329. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.10.003>
- [7] Keller, B.P., Nelson, S.E., Walton, K.L., Ghosh, T.K., Tompson, R.V., Loyalka, S.K., 2015. Total hemispherical emissivity of Inconel 718. *Nuclear Engineering and Design* 287, 11–18. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.02.018>
- [8] Del Campo, L., Pérez-Sáez, R.B., González-Fernández, L., Esquisabel, X., Fernández, I., González-Martín, P., Tello, M.J., 2010. Emissivity measurements on aeronautical alloys. *Journal of Alloys and Compounds* 489(2), 482–487. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2009.09.091>
- [9] Fernández-Cuevas, I., Bouzas Marins, J.C., Arnáiz Lastras, J., Gómez Carmona, P.M., Piñonosa Cano, S., García-Concepción, M.Á., Sillero-Quintana, M., 2015. Classification of factors influencing the use of infrared thermography in humans: A review. *Infrared Physics & Technology* 71, 28–55. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2015.02.007>
- [10] Sheng, M., Xie, J., Fu, Z., 2011. Calibration-based NUC Method in Real-time Based on IRFPA. *Physics Procedia* 22, 372–380. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.11.058>
- [11] Marcotte, F., Tremblay, P., Farley, V., 2013. Infrared camera NUC and calibration: comparison of advanced methods, in: *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIV*. Presented at the Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIV, International Society for Optics and Photonics, p. 870603. <https://doi.org/10.1117/12.2016265>
- [12] Schweikert, K., Sielaff, A., Stephan, P., 2021. Pixel-wise in situ calibration method for high accuracy infrared thermography of moving targets. *Infrared Physics & Technology* 118, 103862. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2021.103862>
- [13] Ochs, M., Schulz, A., Bauer, H.-J., 2010. High dynamic range infrared thermography by pixelwise radiometric self calibration. *Infrared Physics & Technology* 53, 112–119. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2009.10.002>

- [14] Svensson, T., Larsson, H., Eriksson, J., 2015. Radiometric uncertainty of radiance measured with infrared cameras under variable ambient conditions, in: Bodermann, B., Frenner, K., Silver, R.M. (Eds.). Presented at the SPIE Optical Metrology, Munich, Germany, p. 95260E. <https://doi.org/10.1117/12.2184861>
- [15] Le Saux, V., Doudard, C., 2017. Proposition of a compensated pixelwise calibration for photonic infrared cameras and comparison to classic calibration procedures: Case of thermoelastic stress analysis. *Infrared Physics & Technology* 80, 83–92. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2016.11.008>
- [16] Tremblay, P., Belhumeur, L., Chamberland, M., Villemaire, A., 2012. Radiometric calibration method for infrared detectors. USA Patent US20120239330A1. p. 35
- [17] Tremblay, P., Belhumeur, L., Chamberland, M., Villemaire, A., Dubois, P., Marcotte, F., Belzile, C., Farley, V., Lagueux, P., 2010. Pixel-wise real-time advanced calibration method for thermal infrared cameras, in: *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXI*. Presented at the *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXI*, SPIE, 325–335. <https://doi.org/10.1117/12.850560>
- [18] Monchau, J.-P., 2013. *Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures*, PhD thesis, Université Paris-Est, Paris, France. p. 136. (French). tel-00952076
- [19] Pajani, D., 2013. *Thermographie - Principes et mesure. Contrôle non destructif. Techniques de l'ingénieur* (Eds.), r2740, Saint-Denis, France, p. 18. <https://doi.org/10.51257/a-v2-r2740>
- [20] Hoffmann, W.F., Hinz, P.M., Defrère, D., Leisenring, J.M., Skemer, A.J., Arbo, P.A., Montoya, M., Mennesson, B., 2014. Operation and performance of the mid-infrared camera, NOMIC, on the Large Binocular Telescope, in: *Ground-Based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. Presented at the *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, SPIE, pp. 622–630. <https://doi.org/10.1117/12.2057252>
- [21] Ives, D., Finger, G., Jakob, G., Eschbaumer, S., Mehrgan, L., Meyer, M., Steigmeier, J., 2012. AQUARIUS, the next generation mid-IR detector for ground-based astronomy, in: Holland, A.D., Beletic, J.W. (Eds.), . Presented at the *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation*, Amsterdam, Netherlands, p. 845312. <https://doi.org/10.1117/12.925844>
- [22] Li, D., Feng, C., Gao, S., Daniel, K., Chen, L., 2018. Effect of pyrometer type and wavelength selection on temperature measurement errors for turbine blades. *Infrared Physics & Technology* 94, 255–262. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2018.09.004>

3.2.3 Calibration d'une ligne optique avec un objectif réflectif de grossissement x25

La méthode de calibration proposée dans l'article précédent, a été éprouvée expérimentalement avec un objectif de focale 25 mm. Or, l'observation du champ thermique en coupe a été réalisée grâce à un objectif réflectif de grossissement x25. Il a donc été nécessaire de calibrer la caméra infrarouge sur cette nouvelle ligne optique. Pour cette calibration, la démarche et le traitement numérique restent les mêmes que pour l'objectif de focale 25 mm, cependant, la méthode d'acquisition des données expérimentales a été modifiée. En effet, l'objectif réflectif x25 utilisé possède une distance de travail de 12.5 mm et une profondeur de champ de l'ordre du micron, ce qui n'est pas compatible avec la focalisation à l'infini dans un corps noir à cavité. Pour pallier à ce problème, un corps noir CI System SR-800R-7A-ET-HU de type étendu a été utilisé. De plus, lors de la calibration, une caméra visible a été ajoutée via l'intermédiaire du système de couplage de caméras qui sera présenté en partie 4.2, afin de s'assurer que l'objectif soit bien focalisé sur le corps noir. La Figure 3-1(a) présente le montage expérimental permettant la calibration de l'objectif x25, et le Tableau 3-1 présente le plan d'expérience réalisé.

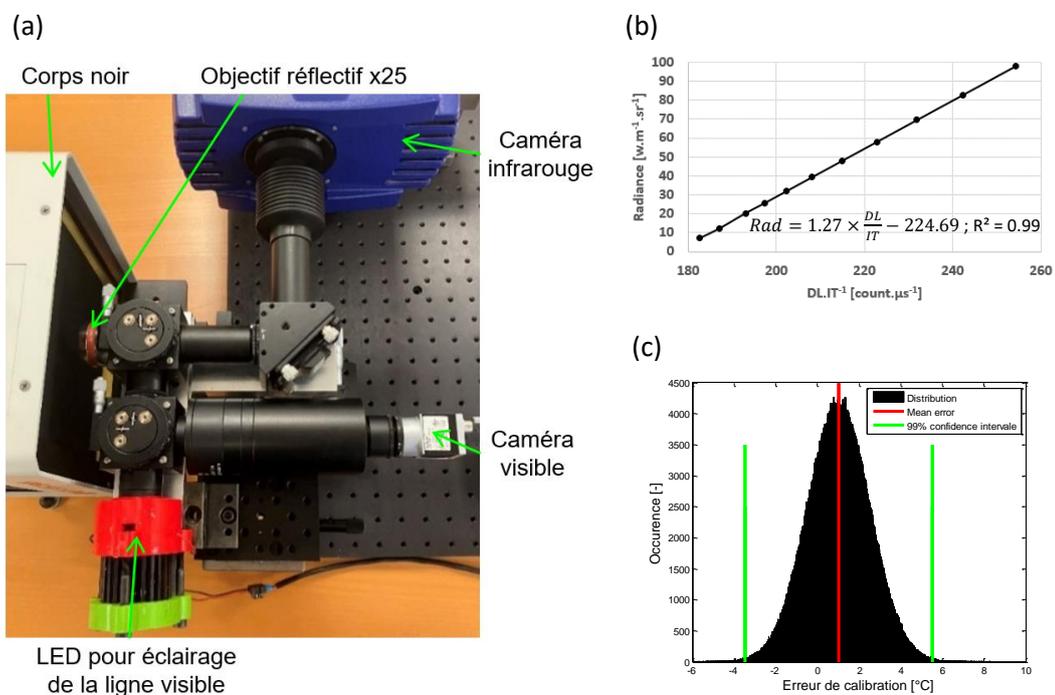


Figure 3-1. Calibration radiométrique de la ligne optique avec l'objectif réflectif x25 : montage expérimental (a), courbe de calibration du pixel de coordonnées (160, 128) choisi arbitrairement à titre d'exemple (b) et histogramme des erreurs de calibration (c).

Tableau 3-1. Plan d'expériences réalisé pour la calibration de la ligne optique avec un objectif réflectif de grossissement x25.

		Black body setting temperatures [°C]										
		50	70	90	100	110	120	130	140	150	160	170
IT [μs]		Sensor average pixels well-filling [%]										
IT [μs]	10	6	7	6	6	6	6	7	7	7	7	7
	20	11	12	12	13	13	14	14	14	14	14	15
	40	22	22	22	23	24	25	25	26	27	28	28
	60	32	32	33	34	36	37	37	38	39	40	40
	80	40	42	44	45	45	48	49	50	50	52	53
	100	50	51	53	55	56	58	59	60	62	64	65
	120	60	62	64	65	65	67	70	71	72	72	75
	140	68	70	72	75	75	78	80	80	83	85	87
	160	77	78	80	82	86	87	90	90	92	95	100
	180	87	87	92	92	97	97	100	100	100	100	100
	200	95	95	100	100	100	100	100	100	100	100	100

A titre d'exemple, la courbe de calibration du pixel de coordonnées (160, 128) a été affichée en Figure 3-1(b). Pour ce pixel, la courbe expérimentale de la radiance théorique émise par le corps noir en fonction du flux de niveaux digitaux reçu par le capteur peut être approximée par une droite affine au sens des moindres carrées, avec un coefficient de corrélation de 0.99. Par conséquent, il a été considéré pour cette ligne optique, que la radiance évolue bien linéairement par rapport au flux de niveaux digitaux reçu par le détecteur, ce qui valide l'hypothèse principale de la méthode de calibration proposée.

Une estimation de l'erreur de calibration (dont la méthode est identique à celle déployée avec l'objectif de focale 25 mm), basée sur plus de 1 200 000 mesures, sur la plage de température radiométrique [50 ; 170] °C, a révélé une erreur moyenne de calibration de + 1.02 °C, pour un écart type d'erreur de mesure de 1.50 °C et des extrêmes de - 5.93 et +8.28 °C, comme le montre l'histogramme des erreurs de calibration visible sur la Figure 3-1(c).

Au final et pour toute la suite de l'étude, afin de se placer dans le cas le plus défavorable, il sera considéré que l'erreur de calibration radiométrique associée à la ligne optique dotée de l'objectif de grossissement x25 est inférieure à ± 8.3 °C, sur une plage de température radiométrique de [50 ; 170] °C et pour des valeurs continues de temps d'intégration comprises entre 10 et 180 μs.

3.3 Mesure de l'émissivité

3.3.1 Introduction

Une des définitions de l'émissivité pourrait être le rapport entre la luminance émise par l'objet étudié et celle d'un corps noir à la même température que l'objet. Par conséquent, l'émissivité est un nombre réel compris entre 0 et 1, qui dépend de la longueur d'onde, de la direction d'émission et de la température de l'objet étudié. La connaissance de l'émissivité de la scène observée est nécessaire pour convertir une température radiométrique en température absolue. Ce paramètre est critique en thermographie, car il fait partie des sources d'incertitudes les plus importantes dans le processus d'estimation d'une température absolue (Muniz et al., 2014).

Il est possible de calculer différents types d'émissivités, selon les domaines spatiaux et spectraux du rayonnement de l'objet étudié, comme le montre le Tableau 3-2 (Monchau et Hameury, 2018).

Tableau 3-2. Définition des différents types d'émissivité (Monchau and Hameury, 2018).

Type d'émissivité	Définition	Définition des angles
Monochromatique directionnelle	$\epsilon_{\lambda}(\lambda, T, \theta, \varphi) = \frac{L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi)}{L_0(\lambda, T)}$	
Totale directionnelle	$\epsilon(T, \theta, \varphi) = \frac{\int L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) d\lambda}{\int L_0(\lambda, T) d\lambda}$	
Directionnelle en bande large	$\epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}(T, \theta, \varphi) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_0(\lambda, T) d\lambda}$	
Monochromatique hémisphérique	$\epsilon(\lambda, T) = \frac{\int L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi}{\int L_0(\lambda, T) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi}$	
Totale hémisphérique	$\epsilon(T) = \frac{\int L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi d\lambda}{\int L_0(\lambda, T) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi d\lambda}$	
Hémisphérique en bande large	$\epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}(T) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\text{matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_0(\lambda, T) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi d\lambda}$	

D'après le Tableau 3-2, dans le cadre de la thermographie, l'émissivité directionnelle en bande large semble être la plus appropriée, car elle permet d'obtenir l'émissivité de l'objet observé uniquement dans la bande spectrale de fonctionnement de la caméra infrarouge et dans la plage angulaire d'ouverture de l'objectif.

3.3.2 Emissivité de l'Inconel 718

Dans la mesure où la zone observée sera principalement constituée de l'éprouvette en Inconel 718, une brève revue des différentes valeurs d'émissivités et paramètres influents pour ce matériau a été réalisée via la littérature.

3.3.2.1 Influence de la préparation de surface

Comme le montre le Tableau 3-3, des valeurs d'émissivités très différentes pour l'Inconel 718 peuvent être trouvées dans la littérature, et ce, même pour des préparations de surfaces identiques. Cela montre que l'émissivité de ce matériau peut être très hétérogène d'un lot de matière à l'autre, notamment pour des surfaces brutes de découpe à l'électroérosion.

A titre d'exemple, sur une plage de longueur d'onde de 2-22 μm et une plage de température de 456 à 912 $^{\circ}\text{C}$, (Del Campo et al., 2010) a mesuré une émissivité moyenne de 0.1 pour une surface polie, contre 0.9 pour une surface pré-oxydée. Par conséquent, la préparation de surface affecte drastiquement le paramètre d'émissivité. Le choix d'une préparation de surface favorisant les observations par caméra infrarouge fera donc partie des éléments clés pour obtenir des mesures de températures de bonnes qualités. Une justification du choix de la préparation de surface retenu pour l'expérimentation de rabotage sera faite en partie 4.3.

3.Caractérisation du champ thermique par thermographie infrarouge

Tableau 3-3. Résumé des valeurs d'émissivité de l'Inconel 718 trouvées dans la littérature (FTIR :Fourier Transform Infrared Spectrometer, μ s-DOAP : microsecond resolution Division of Amplitude Photopolarimeter).

Auteur	Type d'émissivité	Méthode	Température [°C]	Emissivité	Préparation de surface
(Alaruri et al., 1998)	Spectrale effective	Pyromètre (1,6 μ m)	923 - 1323	0.80 – 0.95	Aucune
(Greene et al., 2000)	Totale hémisphérique	Calorimétrique	473-1273	0.25 – 0.91	Aucune Pré-oxydé
(Leshock et al., 2001)	Spectrale normale	Pyromètre (1,6 μ m)	723 - 1023	0.45 – 1.00	Aucune
(Pottlacher et al., 2002)	Spectrale normale	μ s - DOAP	1500 - 3000	0.35 – 0.55	Aucune
(Tanda and Misale, n.d.)	Totale hémisphérique	Calorimétrique	623 - 853	0.15 – 0.65	Electroérosion Poli miroir Pré-oxydé Aucune
(Cagran et al., 2009)	Spectrale normale	μ s-DOAP	900 - 3000	0.37 – 0.55	Aucune
(Rogers, n.d.)	Totale hémisphérique	FTIR (0,4-25 μ m) Calorimétrique	873 – 1383 629 - 1300	0.16 – 0.63 0.17 – 0.20	Poli miroir
(Del Campo et al., 2010)	Spectrale normale	FTIR (2 – 22 μ m)	456 - 912	0.10 – 0.90	Electroérosion Poli Sablé Oxydé <i>in situ</i> Pré-oxydé
(González-Fernández, 2012)	Spectrale directionnelle Spectrale normale	FTIR (0 – 85 °) FTIR (2,5 – 22 μ m)	728 793	0.22 – 0.53 0.63	Sablé
(Raj and Prabhu, 2013)	Spectrale normale	Caméra CDD (2 couleurs)	773 - 1073	0.40 – 0.80	Aucune
(Skubisz and Micek, 2014)	Spectrale normale	Pyromètre	673 - 1223	0.86 – 0.92	Aucune
(Keller et al., 2015)	Totale hémisphérique	Calorimétrique	650 - 1300	0.20 – 0.70	Aucune Sablé Pré-oxydé Revêtu au graphite

3.3.2.2 Influence de la longueur d'ondes

Les différentes techniques de mesure d'émissivité montrent toutes qu'une variation de longueurs d'ondes influe sur la valeur du paramètre d'émissivité. Ceci semble d'autant plus vrai pour les faibles longueurs d'ondes. Une étude spécifique de l'impact de la variation de l'émissivité de l'Inconel 718 sur la plage spectrale de la caméra infrarouge utilisée pour cette étude sera présentée dans l'article portant sur la mesure d'émissivité, en partie 3.3.3.

3.3.2.3 Influence de la température

Dans le cas de l'Inconel 718, une variation de température a pour conséquence une relativement faible variation de l'émissivité. A titre d'exemple, (Del Campo et al., 2010) a montré pour une élévation de température de 183 à 654 °C et pour une longueur d'onde de 5.0 μ m, que la variation d'émissivité est inférieure à 5% et cela vaut pour plusieurs préparations de surfaces testées. Cependant, cette observation est vraie uniquement pour des températures relativement faibles. En effet, passé un seuil de température (autour de 650 °C pour l'Inconel 718), le matériau va s'oxyder impliquant une élévation soudaine et très importante de l'émissivité jusqu'à une valeur supérieure à 0.95 dans les cas extrêmes.

Par conséquent, dans le cas d'étude de l'observation de la bande de cisaillement primaire induite par la coupe d'un Inconel 718 (température d'environ 350 °C d'après la littérature, comme indiqué dans la section 2.3.2.7), il semblerait que la variation de température a relativement peu d'influence sur l'émissivité.

3.3.2.4 Influence de l'angle entre l'objectif de la caméra et l'objet observé

(Del Campo et al., 2010) a montré pour des longueurs d'ondes comprises entre 2.5 et 22.0 μm , des plages d'émissivités de 0.22 à 0.52 et pour des angles compris entre 0 et 40 °, que l'angle entre l'objectif de la caméra et l'objet observé n'a pas d'influence sur l'émissivité calculée.

Dans l'exemple d'application de la caméra Telops MS-M3k, la longueur d'onde fonctionnelle est de 3.11 – 5.50 μm . De plus, l'objectif réflectif x25 qui sera utilisé à une profondeur de champ de l'ordre du micron, induisant donc une tolérance angulaire entre l'objectif et l'objet faible. Il semblerait donc que le défaut angulaire entre l'objectif et la scène observée n'induit que peu, voire pas d'erreur d'émissivité dans ce cas d'application, dans la mesure où l'image observée est bien focalisée (*i.e.* nette).

3.3.2.5 Synthèse

La littérature montre que pour des variations de températures raisonnables (inférieures à la température d'oxydation du matériau), l'impact de la température sur l'émissivité d'un Inconel 718 est contenue. De plus, il semblerait que le défaut angulaire entre l'objectif de la caméra et l'objet observé, a une influence négligeable sur la valeur de l'émissivité dans le cas d'utilisation d'objectif à faible profondeur de champ. Dans le cadre de l'utilisation d'un objectif de grossissement x25, l'image devrait donc être floue avant que l'émissivité soit impactée par le défaut angulaire. Pour finir, dans le cas de l'Inconel 718, il semblerait qu'il soit possible d'obtenir une grande diversité d'émissivités en fonction des conditions d'expérimentation et de la préparation de surface choisie. Par conséquent, afin de travailler avec une valeur d'émissivité la plus proche possible de la réalité, il a été décidé de mesurer l'émissivité des éprouvettes et des outils, qui seront observés lors de l'expérimentation de rabotage.

3.3.3 Article publié dans Journal of Imaging

L'article suivant, qui a été publié dans la revue Journal of Imaging, présente une méthode de mesure de l'émissivité locale, *i.e.* à l'échelle du pixel mesuré par le capteur de la caméra, basée sur l'utilisation d'une caméra multi spectrale (utilisant une paire de filtres ayant des bandes spectrales différentes) :

In situ pixel wise emissivity measurement using a multispectral infrared camera

Corentin Poissenot-Arrigoni^{1*}, Bertrand Marcon¹, Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹
¹Arts et Métiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France
*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

<https://doi.org/10.3390/jimaging9100198>

In situ pixel wise emissivity measurement using a multispectral infrared camera

Corentin Poissenot-Arrigoni^{1*}, Bertrand Marcon¹, Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹
¹Arts et Métiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France
*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

Abstract

In the thermography process, accurately determining emissivity is crucial to obtain precise temperature measurements as it enables the conversion of radiometric values to absolute temperatures. However, assessing emissivity is not a straightforward task as it depends on various other parameters. Traditional methods for measuring emissivity often involve costly materials and cannot be carried out simultaneously with infrared image acquisition. This article presents a method for obtaining pixel-wise emissivity using data from a multispectral infrared camera. Consequently, this method allows for direct emissivity measurement during infrared camera acquisition without the need for additional materials or experiments.

Keywords: infrared thermography; emissivity; pixel-wise; multispectral camera

1 Introduction

With the increasing accessibility of infrared cameras, thermography is being widely used in various fields. For example, it is employed in characterizing the thermal behavior of materials during mechanical tests such as tensile tests [1], fatigue tests [2], and machining operations [3]. Additionally, it is utilized in the detection of defective products [4–8], or to characterize materials [9–12]. This measurement technique is relatively simple to set up and is non-destructive. However, achieving accurate temperature measurements is not straightforward because of potential sources of error [13]. These include radiometric calibration [14], non-uniformity correction (NUC) [15,16], and the contribution of environmental radiance to the observed scene's radiance. Among these different errors, the assessment of emissivity is considered the primary source of error.

According to the work of Monchau and Hameury [17], spectral directional emissivity appears to be of appropriate definition for thermography. It enables the definition of emissivity in the observed scene within the spectral band of the infrared camera. However, determining the emissivity of the observed scene is challenging because of its multifactorial dependence. For a given material, the viewed emissivity depends on various factors, including the spectral range of the camera [18], the absolute temperature of the material [19], the surface properties and preparation of the observed object (such as color, roughness, reflectance, uniformity) [20], and the incidence angle between the observed object and the camera lens [21].

Emissivity can be measured using calorimetric or radiometric methods. In radiometric methods, both direct (using the ratio between the black body and sample radiance) and indirect

(commonly employing Kirchhoff's law) approaches may be utilized. Furthermore, there are two main methods using infrared cameras for measuring emissivity. The first method involves observing a scene with a known temperature to deduce emissivity, while the second method measures the reflectivity of the scene to calculate emissivity. Another approach involves using a bi-chromatic pyrometer to isolate two spectral ranges and determine emissivity [22–24].

Despite the various means of measuring emissivity, such as optical pyrometers, there is currently no method available to determine emissivity during infrared camera acquisition. Moreover, none of the existing methods can provide a pixel-wise mapping (*i.e.*, local) of emissivity; instead, they typically provide an averaged value (*i.e.*, global) of emissivity. This study proposes a method that utilizes a multispectral infrared camera to obtain pixel-wise emissivity of an observed scene during camera recording, without the need for additional means of measure.

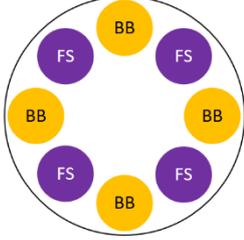
2 Experimental Setup

The aim of this study is to obtain the emissivity of a sample observed by an infrared camera. To this end, the camera Telops MS-M3k (TELOPS, Quebec, Canada) has been used. This infrared camera has an Insb (Indium Antimonide) sensor operating within the spectral range of 1.50 to 5.50 μm , with a resolution of 320×256 pixels, a pitch of 30 μm , and an indicated Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) of 25 mK. A specificity of this camera is that it is equipped with a filter wheel controllable rotational speed, with the possibility to set independent integration times for each filter. For this study, the filter wheel was set with two different filters: a broadband filter (BB) and a spectral filter (SF), arranged alternatively on the filter wheel (a schema of the filter wheel configuration is presented in Art.JI Table 1). The broadband and the spectral filters have respective spectral ranges of 3.11–5.50 μm and 5.08–5.50 μm , and allow observation of radiometric temperatures from 0 °C to 240 °C and 100 °C to 400 °C, respectively.

The optical component chosen for this setup is an $\times 4$ camera lens, providing a spatial resolution of 7.5 $\mu\text{m} \cdot \text{pixel}^{-1}$. It is important to note that the current configuration of the filter wheel may not be optimized for measuring the emissivity of an observed scene, as the spectral range of each filter is relatively large. Ideally, narrow and closely spaced spectral ranges would be more suitable to achieve the best accuracy. However, the chosen filter wheel configuration allows for observation of a wide temperature range which is necessary for the machining application in our laboratory, as well as for conducting several experimental tests. Furthermore, the proposed method is independent of the chosen filter ranges. Nevertheless, for specific applications aiming for better metrological performance (such as a particular temperature range), selecting filter pairs with narrower and closer spectral ranges would be beneficial.

To enhance accuracy, an independent radiometric calibration was performed for each pixel and for each filter of the filter wheel, as described by [25]. This calibration was carried out using an Ametek Landcal P1200B black body source (AMETEK Land, Berwyn, PA, USA). With the current configuration of the filter wheel, the infrared camera used in the study can be considered a multispectral infrared camera. The camera settings are summarized in Art.JI Table 1.

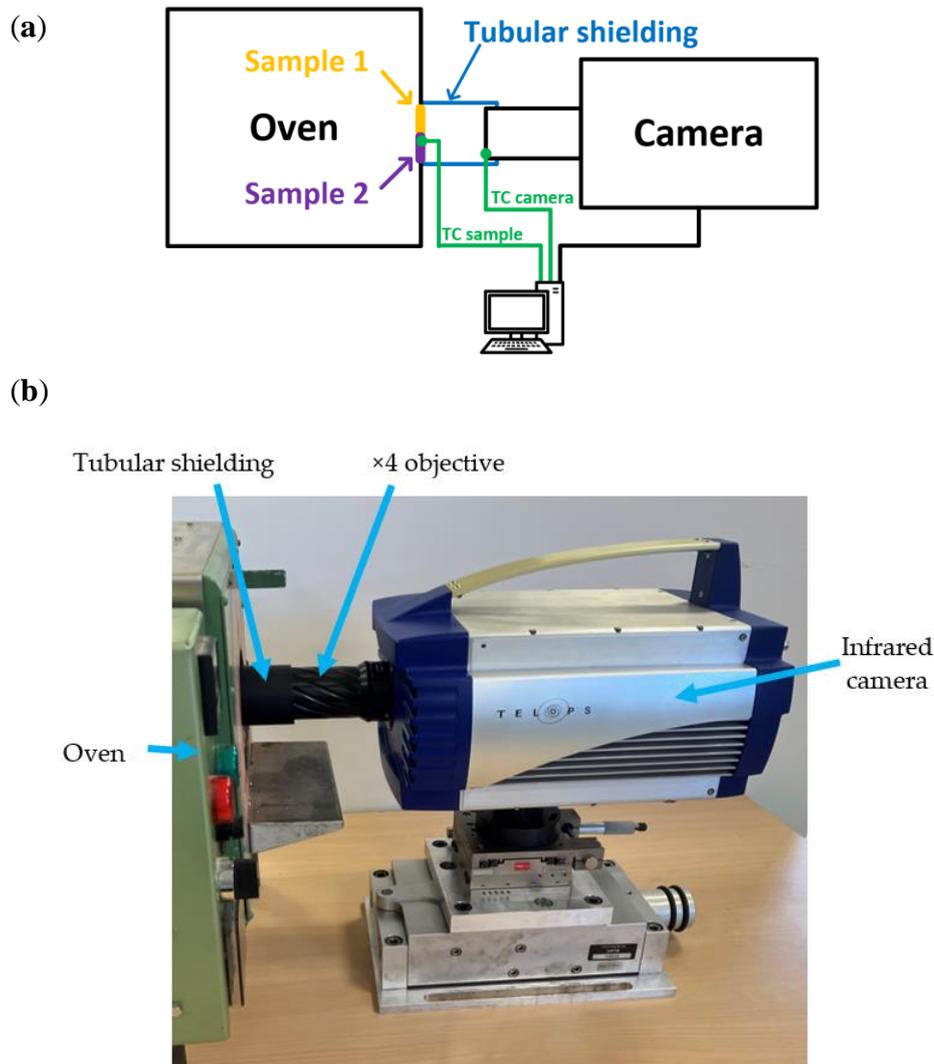
Art.JI Table 1. Infrared camera features and setting.

Parameters	Values	
Insb sensor resolution	320 × 256 [pixel ²]	
Pitch	30 [μm]	
NETD	25 mK	
Lens magnification	×4	
Working distance	33 [mm]	
Depth of field	1 [mm]	
Spatial resolution	7.5 [μm.pixel ⁻¹]	
Observation window	2.40 × 1.92 [mm ²]	
Frame rate	800 [Hz]	
Filter wheel configuration		
Type of filter	Broadband (BB)	Spectral (FS)
Spectral range	3.11–5.50 [μm]	5.08–5.50 [μm]
Radiometric temperatures range	0–240 [°C]	100–400 [°C]
Integration time	25 [μs]	75 [μs]

The experimental setup, designed to obtain the local emissivity of the two observed samples using a multispectral infrared camera, is illustrated in the Art.JI Figure 1. In this study, Inconel 718 was chosen as the material of interest owing to extensive prior research and the potential for exhibiting different global emissivities based on surface preparation. Additionally, examining the microscale level where the microstructure is exposed provides an opportunity to observe local variations in emissivity.

The observed scene consisted of two Inconel 718 samples. The first sample was an Inconel 718 wire-cut using Electrical Discharge Machining (EDM), while the second sample was the same Inconel 718 material polished using an automatic polisher with a 1 μm grit and a chemical etching using the Adler reagent. By placing these two samples side by side, distinct differences in global emissivity were achieved within the same scene. Both samples were heated and maintained at a temperature of 200 °C using an oven. This temperature was selected to ensure proper observation conditions for both samples with the broadband and spectral filters. For the polished sample, the radiometric temperature was approximately 105 °C when observed through the spectral filter, and for the wire-cut EDM sample, it was around 150 °C with the broadband filter. Therefore, setting the absolute temperature to 200 °C allowed for accurate observations of both samples under appropriate conditions. To ensure correct pixel well-filling during measurements, integration times of 25 μs for the broadband filter and 75 μs for the spectral filter were chosen, resulting in a pixel load of approximately 90 % for the wire-cut EDM sample and 50 % for the polished sample. Additionally, an acquisition frame rate of 800 Hz, which corresponds to the maximum available frame rate because of the rotation speed of the filter wheel, was selected. This high frame rate ensures that temperature variations in the observed scene (e.g., due to oven temperature regulation) between consecutive pictures are insignificant.

The camera was positioned in front of the scene to be viewed, and a matte black tubular shielding was added along the optical path between the lens and the samples. This carter effectively absorbs the majority of the surrounding radiance, reducing the impact of environmental radiance on the measurements. Furthermore, two thermocouples were placed to obtain local temperatures: one on the surface of the observed samples and the other next to the camera lens inside the surrounding carter.



Art.II Figure 1. Experimental setup: principle schema (a), global view (b).

3 Pixel-wise Emissivity Measurement Method

3.1 Hypothesis

In all the present study, the link between the radiance and the temperature will be established using Planck's law, shown in Equation (1):

$$Rad(T_{BBS})_{Num_F} = \int_{\lambda_{1Num_F}}^{\lambda_{2Num_F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T}\right) - 1} d\lambda \quad (1)$$

with Num_F being the position of the filter on the filter wheel, Rad as the observed radiance, T as the absolute temperature of the black body source in kelvin, h as Planck's constant ($h = 6.6226176 \times 10^{-34}$ [J.s]), k as the Boltzmann constant ($k = 1.380662 \times 10^{-23}$ [J.K⁻¹]), c as the celerity of the light ($c = 2.998 \times 10^8$ [m.s⁻¹]), and λ as the considered wavelength in meters. In all the following, the wavelength interval of integration of Planck's law (λ_1, λ_2) corresponds to the spectral range of the filter considered (3.11–5.50 μm for the broadband filter, and 5.08–5.50 μm for the spectral filter). Moreover, given that this integral has no analytical solution, it was calculated numerically by the trapezoidal rule method, with wavelength discretization steps of 3.9×10^{-4} μm for each filter.

3.1.1 Influence of the Environment on the Measurement

In this study, it was assumed that atmospheric transmission has a negligible impact on temperature and emissivity measurements, especially when compared to other sources of errors. This assumption is based on the works of Monchau [26] and Pajani [27]. Considering the experimental conditions of this study, where the lens used has a working distance of 33 mm, it was estimated that this hypothesis introduces an error in the measured radiometric temperature of less than 1 K. It is important to mention that this assumption holds true because the utilized objective has a short working distance. When using objectives with a macro range working distance (usually distance in meters), this assumption no longer holds true as in this case; therefore, the proposed method may not be applicable. As previously mentioned, the observed scene consisted of two samples of Inconel 718, each with a thickness of 2 mm. In this context, it was assumed that the transmission ratio through the samples was zero, meaning that no radiant energy from the surrounding environment passes through the samples. Therefore, the fraction of the radiant energy from the environment captured by the camera lens can be defined using the Equation (2):

$$R_A = 1 - \varepsilon_0 \quad (2)$$

with R_A as the fraction of the environment radiant energy, and ε_0 as the emissivity of the observed scene. Furthermore, it was assumed that the emissivity of the environment's radiant energy was 1. To uphold this assumption, a carter with a high emissivity inner coating was utilized between the observed samples and the camera lens, as described in the experimental setup (Section 2, Art.JI Figure 1). By using the suggested approach, the impact of the environment on radiance is evaluated, and it can be considered to have no further influence on the calculated absolute temperature and emissivity of the samples. Taking into account all the aforementioned assumptions and referring to the findings of Li et al. [28], the expression for the observed radiance can be defined as the Equation (3):

$$Rad(Num_{im,X,Y})_{Num_F} = \varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2} * \int_{\lambda_{1Num_F}}^{\lambda_{2Num_F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_{im,X,Y}}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) * \int_{\lambda_{1Num_F}}^{\lambda_{2Num_F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda \quad (3)$$

with $Num_{im,X,Y}$ as the number of the image im and the pixel coordinates X, Y , $T_{Num_{im,X,Y}}$ as the absolute temperature of the image im and the pixel coordinates X, Y , and T_{env} as the environment temperature.

3.1.2 Constant Emissivity on Spectral Ranges of the Two Filters

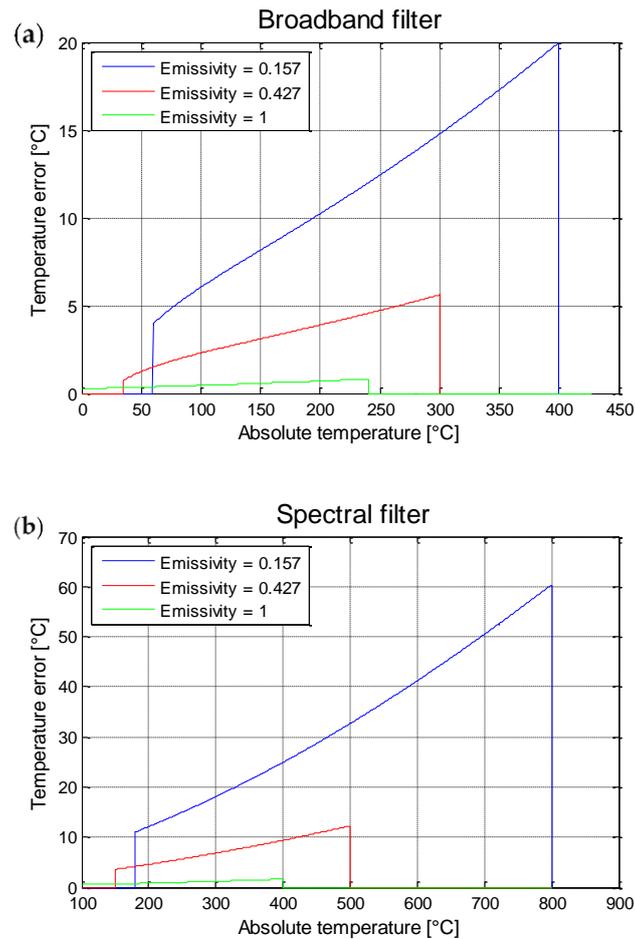
In infrared thermography, when using a specific filter, the camera observes a scene within a defined spectral range. To obtain an absolute temperature measurement, it is necessary to assume that the emissivity of the observed scene remains constant over the spectral range of the filter or to use the mean emissivity within the operating spectral range. The objective of this study is to obtain the emissivity of the observed scene by capturing two different pictures using two different spectral filters: the broadband filter and the spectral filter. Thus, it is crucial to hypothesize that the emissivity of the observed scene remains constant within the spectral range covered by both filters. The closer the spectral ranges of the two pictures are, the more consistent the assumption of constant emissivity over both ranges becomes.

In this study, the broadband filter results in a spectral range of 3.11–5.50 μm , while the spectral filter produces a range of 5.08–5.50 μm . Therefore, for the remainder of this study, the hypothesis is made that the emissivity of the observed scene is constant within the merged spectral range of 3.11–5.50 μm .

The tested material in this study is an Inconel 718. According to the results reported by Del Campo [21], for Inconel 718 and the spectral range of 3.11–5.50 μm , the highest fluctuation in emissivity is observed for a surface that has been wire-cut using EDM. The study indicates that the emissivity changes from 0.75 at 3.11 μm to 0.70 at 5.50 μm , resulting in a variation of emissivity of 0.05 within the spectral range of 3.11–5.50 μm . This allows us to consider the emissivity as constant for this material and within the spectral range used in the experimental setup of this study. In a first approximation, it can be assumed that the camera captures the mean radiance within its spectral range. Therefore, a variation of 0.05 in emissivity corresponds to a mean error of 0.025 in emissivity. To assess the impact of an emissivity error of 0.025 on the calculated absolute temperature, simulations based on the radiometric model described by Equation (3) were conducted. Art.JI Table 2 summarizes the input parameters of the radiometric model, and Art.JI Figure 2 illustrates the error in absolute temperature measurement as a function of the actual absolute temperature of the scene for an emissivity error of 0.025.

Art.JI Table 2. Input parameters of the radiometric model.

Parameters	Values
Spectral range of the broadband filter: λ_1 – λ_2	3.11×10^{-6} – 5.50×10^{-6} [m]
Spectral range of the spectral filter: λ_1 – λ_2	5.08×10^{-6} – 5.50×10^{-6} [m]
Mean error on emissivity	0.025 [-]
Environment temperature: T_{env}	20 [°C]
Step of wavelength for the calculation of the Planck's integral	3.90×10^{-10} [m]
Step of temperature for the calculation of the Planck's integral	0.001 [K]



Art.JI Figure 2. Temperature error implied by an error over the emissivity of 0.025, as a function of the absolute temperature of the observed scene and for three different values of emissivity for the following filters: broadband filter(a), and the spectral filter(b).

In summary, for an absolute temperature of the samples at 200 °C (which is the chosen temperature for the experimental setup described in Section 2), an error of 0.025 in the emissivity of the observed scene (specifically, the surfaces of the Inconel 718 samples) would result in an error in the measured absolute temperature by the infrared camera of less than 10 °C. This level of error appears to be acceptable for infrared thermography applications.

3.2 Problem Setting

Based on the previous part and more particularly on Equation (3), the radiance of the observed scene is expressed from the emissivity of the sample, the sample absolute temperature, and the temperature of the environment; all of these are unknowns to assess. Conceptually, the observed radiance is expressed with 3 unknowns and the filter wheel of the camera is composed of 2 different filters. Therefore, the equations system is wrongly set (underdetermined problem setting) and not solvable in this configuration. To enhance the number of available equations and make the system resolvable, it was decided to observe, in the same scene, 2 different samples with different surface preparations (and, therefore, different emissivity). The first sample is an Inconel 718 wire-cut by EDM, and the second is polished and etched by an Adler solution. Thanks to this tip, and by considering that the absolute temperature and the incident environment radiance the same for the two samples, the system of equations was then composed of 4 equations (1 equation for each sample and for each filter)

with 4 total unknowns. Then, the system was resolvable (determined problem setting), and to resume, the unknown parameters to be determined were as follows: the emissivity of each sample, the absolute temperature of the 2 samples, and the radiance of the environment. Equation (4) sums up the equations system used to obtain local emissivities (*i.e.*, for every pixel of the captured frame) of the observed scene.

$$\begin{cases}
 Rad(Sample1_{Num_im,X,Y})_{BB} = \epsilon_{Sample1,X,Y} * \int_{\lambda_{1BB}}^{\lambda_{2BB}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_im,X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{Sample1,X,Y}) * \int_{\lambda_{1BB}}^{\lambda_{2BB}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda \\
 Rad(Sample1_{Num_im,X,Y})_{SF} = \epsilon_{Sample1,X,Y} * \int_{\lambda_{1SF}}^{\lambda_{2SF}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_im,X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{Sample1,X,Y}) * \int_{\lambda_{1SF}}^{\lambda_{2SF}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda \\
 Rad(Sample2_{Num_im,X,Y})_{BB} = \epsilon_{Sample2,X,Y} * \int_{\lambda_{1BB}}^{\lambda_{2BB}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_im,X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{Sample2,X,Y}) * \int_{\lambda_{1BB}}^{\lambda_{2BB}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda \\
 Rad(Sample2_{Num_im,X,Y})_{SF} = \epsilon_{Sample2,X,Y} * \int_{\lambda_{1SF}}^{\lambda_{2SF}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_im,X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{Sample2,X,Y}) * \int_{\lambda_{1SF}}^{\lambda_{2SF}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda
 \end{cases} \quad (4)$$

In order to solve the equations system described in Equation (4), a possibility is to numerically vary unknown parameters with a view to optimizing each value through the minimization of a dedicated criterion. Given that each pixel of the sensor observes a specific zone of the scene, they all should receive different values. Therefore, a pixel-wise method has been chosen for the program (from the calibration method to the calculation of emissivity). For this, the following procedure was implemented in a Matlab R2022b program involving two interlocked loops:

- At first, digital levels of each pixel of the infrared camera sensor have to be converted into radiance. For this, the radiometric calibration of the infrared camera and Planck's law are necessities;
- Secondly, for a given environment temperature and for each pixel, the emissivity values that minimize the absolute temperature difference between the broadband filter and the spectral filter have to be determined by the first numerical loop. The term of emissivity has been chosen to vary from 0 to 1 by steps of 0.001 and, for each iteration, a test is done to check whether the value of the emissivity minimizes the criterion. The Algorithm 1 presents this subroutine;
- Thirdly, in a second numerical loop, the environment temperature is identified by minimizing the mean absolute temperature difference between the two samples, as explained in the Algorithm 1. Next, for each term of environment temperature, a test is done to check whether the value minimizes the absolute temperature difference between the wire-cut by EDM and the polished sample. Algorithm 2 presents this routine.
- At the end, the program outputs the following: the local values of the emissivity and the local absolute temperature of each pixel, and the global radiometric temperature of the environment, all of them being the result of the minimization of the absolute temperature difference between the two filters and the two samples.

Algorithm 1: Emissivity calculation

Input: Radiance of the observed scene, T_{env}

Set the step on emissivity: $step_e$

For $e = 0 : step_e : 1$

Calculate T_{BB} and T_{FS}

$$Rad(Num_{Im})_{X,Y} = \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_{Im}, X, Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Env}}\right) - 1} d\lambda$$

If e minimizes $abs(T_{BB} - T_{FS})$

$$e_f = e$$

$$T_f = (T_{BB} - T_{FS})/2$$

End If

End For

Output: e_f and T_f

Algorithm 2: Identification of the calibration matrixes

Input: Camera data of the observed scene

Open camera files

Convert raw data in radiance

For $env = env_{min} : step_{env} : env_{max}$

Run Algorithm 1

$$T_{EDM \text{ sample}} = \frac{1}{n_{EDM}} \sum_{x_{EDM}; x_{EDM}}^{n_{EDM}} (T_f)_{x_{EDM}; x_{EDM}}$$

$$T_{polished \text{ sample}} = \frac{1}{n_{polished}} \sum_{x_{polished}; x_{polished}}^{n_{polished}} (T_f)_{x_{polished}; x_{polished}}$$

If env minimizes $abs(T_{EDM \text{ sample}} - T_{polished \text{ sample}})$

$$T_{env} = env$$

End If

End For

Output: e_f, T_f, T_{env}

The present approach for the resolution of Equation (4) is based on 2 samples, which introduce 2 significant emissivity values. Practically, the problem could be solved by considering one sample, *i.e.*, formulating equations at different pixels of a unique sample having different emissivities.

4 Experimental Results and Discussion

The experimental setup developed to determine the emissivity and the absolute temperature of two samples in Inconel 718, is described in Section 2. To this end, the camera Telops MS-M3k was used, with a $\times 4$ camera lens, which provides a spatial resolution of $7.5 \mu\text{m} \cdot \text{pixel}^{-1}$ at a fixed working distance of 33 mm. It is important to note that the current configuration of the filter wheel may not be optimized to measure the emissivity of an observed scene, as the spectral range of each filter is relatively large. Ideally, narrow and closely spaced spectral ranges would be more suitable for achieving the best accuracy. However, the chosen filter wheel configuration allows for observation of a wide temperature range, which is necessary for the machining application in our laboratory, as well as for conducting several experimental tests. Furthermore, the proposed method is independent of the chosen filter ranges. Nevertheless, for specific applications aiming for better metrological

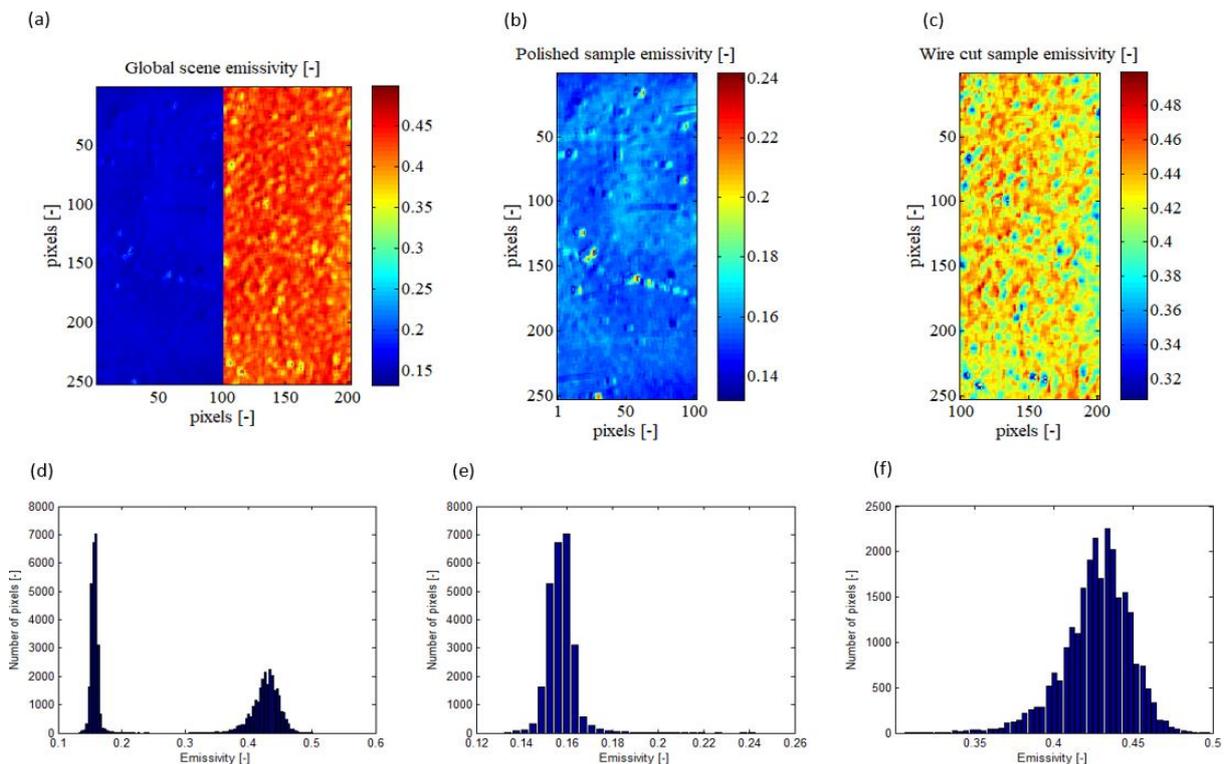
performance (such as a particular temperature range), selecting filter pairs with narrower and closer spectral ranges would be beneficial.

To enhance accuracy, an independent radiometric calibration was performed for each pixel and for each filter of the filter wheel. This calibration was carried out using an Ametek Landcal P1200B black body source. With the current configuration of the filter wheel, the infrared camera used in the study can be considered a multispectral infrared camera. The camera settings are summarized in Table 1 and the Art.JI Table 3 presents input parameters of the algorithm described in the previous section.

Art.JI Table 3. Input parameters of the algorithm that determined the emissivity, the absolute temperature of the observed scene, and the radiometric temperature of the environment.

Parameters	Values
Step of wavelength for the calculation of the Planck's integral	3.90×10^{-10} [m]
Step of temperature for the calculation of the Planck's integral	0.1 [K]
Step of emissivity in the first loop	0.001 [-]
Step of environment temperature in the second loop	1 [K]

As outputs, the algorithm gives the absolute temperatures and the emissivity of the observed scene for each pixel of the sensor. The Art.JI Figure 3 shows the emissivity calculated by the algorithm for the global observed scene and for each sample.



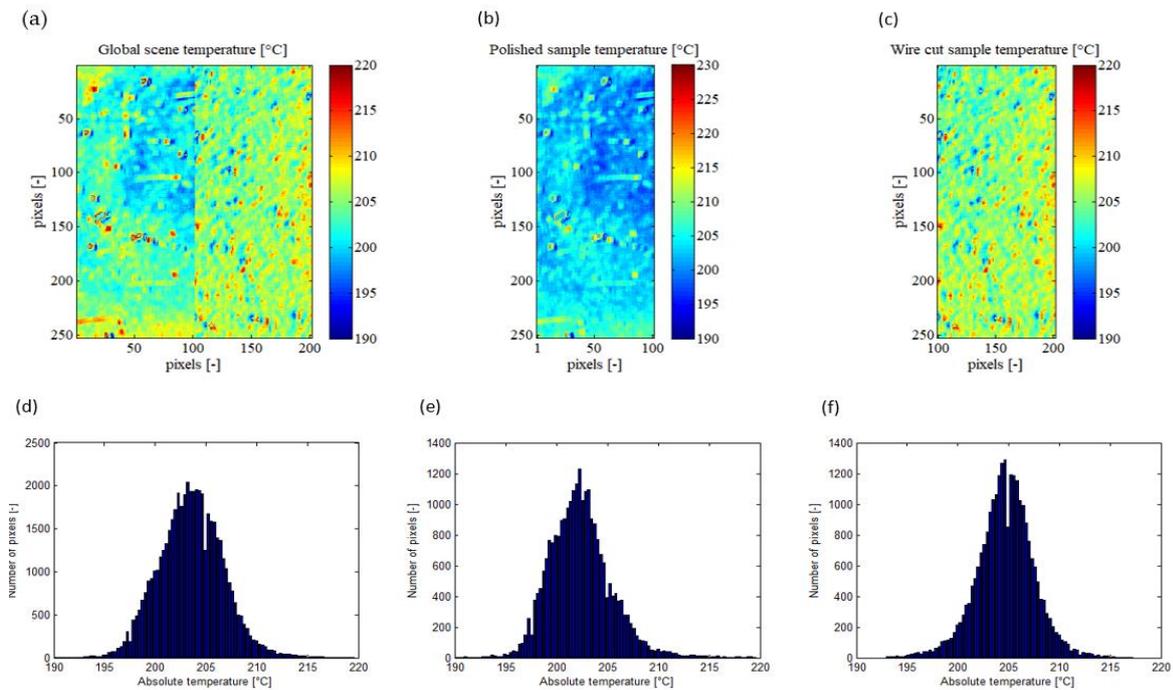
Art.JI Figure 3. Calculated emissivity presented on XY sample map and its pixel repartition histogram for the global observed scene (a,d), for the polished sample (b,e), and for the EDM wire-cut sample (c,f).

Firstly, in the Art.JI Figure 3(a), it is observed that the mapping is created from a resolution of 200×256 pixels², whereas the Telops MS-M3k camera has a native resolution of 320×256 pixels². This is due to the numerical deletion of the interface region between the two samples. This decision was

made because this region exhibited singular results with high variability in emissivity. The irregularities in this interface region, such as chamfers, interface quality, and local variations in emissivity due to surface heterogeneity, led to inconsistent results. Therefore, it is concluded that this region is not representative of the observed samples in the context of this study.

The histograms presented in the Art.JI Figure 3(e,f) depict the distribution of emissivity for the polished and wire-cut samples, respectively (as shown in the Art.JI Figure 4(b,c)). It can be observed that the polished sample has a mean emissivity of 0.1572 with a standard deviation of 0.0059, while the wire-cut sample has a mean emissivity of 0.4270 with a standard deviation of 0.0211. These results indicate that the observed scene is indeed composed of heterogeneous emissivity, underscoring the significance of employing a pixel-wise method rather than a more global measurement approach. Emissivity is a critical parameter in infrared thermography and its heterogeneity can introduce substantial errors.

Art.JI Figure 4 illustrates the absolute temperatures calculated by the emissivity determination algorithm for the overall scene and each sample. From Art.JI Figure 4(d), it can be observed that the algorithm determined a mean absolute temperature of 203.53 °C for the entire observed scene, with a standard deviation of 3.21 °C. All temperatures fell within the range of 190 °C to 220 °C. During recording with the infrared camera, the thermocouple placed on the samples measured a mean local temperature of 200.0 ± 0.5 °C. Thus, the average deviation in absolute temperature between the thermocouple and the infrared camera was approximately 3.5 °C. It is important to note that the thermocouple and the developed method are independent means of temperature measurement. Given this result, it appears that the algorithm is capable of reliably calculating the absolute temperature and emissivity of an observed scene composed of heterogeneous emissivities using this pixel-wise method.



Art.JI Figure 4. Absolute temperature of the scene calculated by the algorithm, presented on XY sample map and its pixel repartition histogram for the global observed scene (a,d), for the polished sample (b,e), and for the wire-cut sample (c,f).

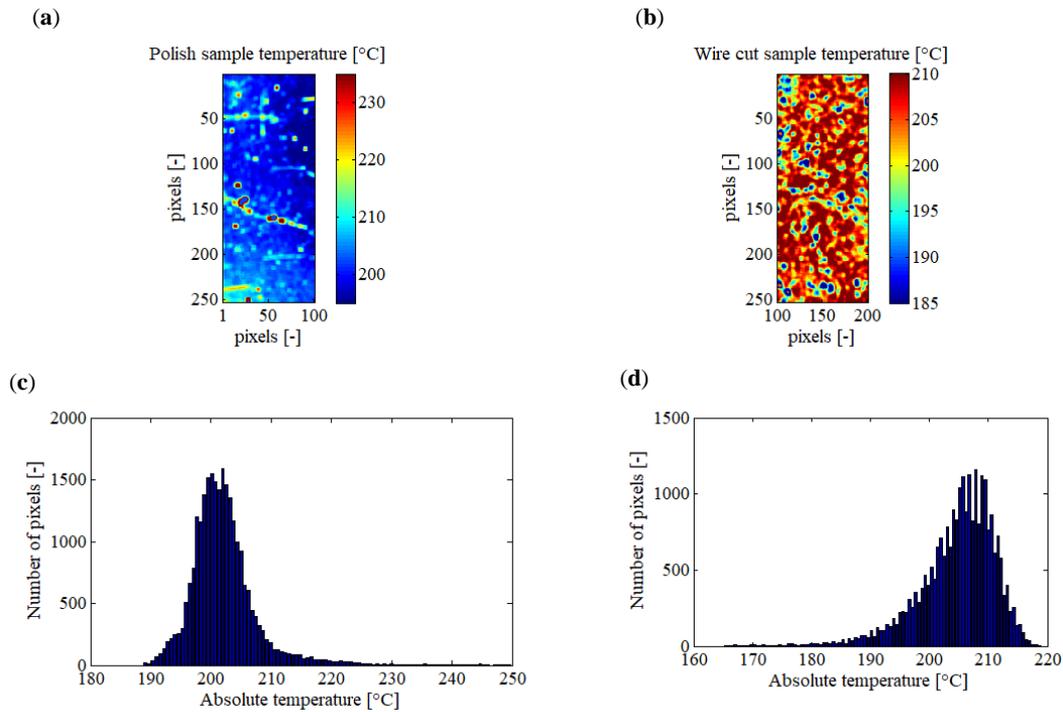
Based on the histograms presented in Art.JI Figure 3(e,f), the mean absolute temperatures measured by the infrared camera for the polished and wire-cut samples are 202.41 °C and 204.67 °C, respectively. The standard deviation of the measured absolute temperature is 3.45 °C for the polished sample and 2.94 °C for the wire-cut sample. Interestingly, despite the wire-cut sample having a higher standard deviation in emissivity compared to the polished sample, its standard deviation in absolute temperature is smaller. This suggests that the emissivity of the wire-cut sample is more heterogeneous than that of the polished sample. Nonetheless, the algorithm is still able to accurately calculate the heterogeneous emissivity and converge towards a low standard deviation in absolute temperature.

5 Pixel-wise Emissivity Assessment toward Other Methods

Compared to actual different ways to get emissivity, the proposed method is the closest to a bi-chromatics pyrometer. Using this technology, the two spectral ranges are significantly narrower than the ones used with the configuration of the infrared camera in the present study. Therefore, the necessary hypothesis, which supposes that the emissivity of the observed scene is constant on the spectral ranges of the two filters, implies a lower error with the pyrometer than with this camera. Nevertheless, the developed method offers distinct advantages over a bi-chromatics pyrometer. Firstly, with the proposed method, it is possible to calculate the environment radiance of the observed scene, which enhances the accuracy of the calculated emissivity and allows for better control and validation of the results using the measured radiance environment value. In contrast, a bi-chromatics pyrometer typically omits or requires the user to estimate the environment radiance using other measurement methods. Secondly, while a bi-chromatics pyrometer provides a single global averaged measurement (equivalent to one pixel), the infrared camera discretizes the region of interest into

multiple pixels on the sensor. This is particularly advantageous when dealing with scenes composed of heterogeneous emissivity.

To demonstrate a potential result that could have been obtained with a bi-chromatics pyrometer, the absolute temperatures of each sample using their respective mean emissivity (0.1572 for the polished sample and 0.4270 for the wire-cut sample) were calculated. The results are depicted in Art.JI Figure 5.



Art.JI Figure 5. Absolute temperatures with the hypothesis of homogeneous emissivity for each sample, presented as images and histograms. The polished sample with an emissivity of 0.1572 (a,c), and wire-cut sample with an emissivity of 0.4270 (b,d).

Art.JI Table 4 compares results obtained from the proposed method toward equivalent bi-chromatics optical pyrometers. Concerning the polished sample, by considering a constant emissivity, a mean absolute temperature of 202.18 °C with a standard deviation of 5.87 °C is calculated and all the temperatures fall within the interval [188; 249] °C. Whereas, for the same sample, using the proposed method, a mean absolute temperature of 202.41 °C with a standard deviation of 3.45 °C was measured and all the measurements fall within the interval [190; 220] °C. In addition, in Art.JI Figure 5(a), it is possible to see lines with higher temperatures, which are not present in Art.JI Figure 4(b). In practice, these lines in Art.JI Figure 5(a) are caused by scratches on the sample, involving local increases in emissivity. Therefore, the reduction of the presence of these lines in Art.JI Figure 4(b) is an example of the advantages of this method compared to choosing a constant emissivity for the entire sample. In the case of the wire-cut sample and by considering a constant emissivity, a mean absolute temperature of 204.82 °C with a standard deviation of 6.57 °C is calculated and all the temperatures fall within the interval [165; 219] °C. Whereas, with the proposed pixel-wise method, a mean absolute temperature of 204.67 °C with a standard deviation of 2.94 °C was measured and all the measurements fall within the interval [190; 220] °C. In the end, it seems that the mean and the standard deviation of the absolute temperature calculated by the proposed method could be more accurate than results obtained using

the bi-chromatics pyrometer. However, thanks to this method, all the pixels are restrained in an acceptable temperature interval, even in presence of local variation of emissivity; this is not the case with the bi-chromatics pyrometer.

Art.II Table 4. Confrontation of the present pixel-wise emissivity assessment method with an equivalent bi-chromatics optical pyrometer.

Source	Emissivity [-] (Average \pm Standard Deviation)		Absolute Temperature [°C] (Average \pm Standard Deviation) [Min; Max]		Temperature Thermocouple Type K [°C]
	Polished/Adler	Wire-cut	Polished/Adler	Wire-cut	
Equivalent bi-chromatic pyrometer	0.1572	0.4270	202.18 \pm 5.87 [188; 249]	202.41 \pm 3.45 [190; 220]	200
Infrared camera with 2 filters	0.1572 \pm 0.0059	0.4270 \pm 0.0211	204.82 \pm 6.57 [165; 219]	204.67 \pm 2.94 [190; 220]	

6 Conclusions

This study presents a method for directly calculating pixel-wise emissivity of a scene observed by a multispectral infrared camera. This approach is based on the principle of a bi-chromatics pyrometer but implemented using a multispectral camera equipped with at least two filters with different spectral ranges. By discretizing the observed scene based on the sensor's resolution, emissivity values can be obtained for each pixel. Furthermore, this method enables an accurate assessment of the environment radiance.

The main advantage of this method is that it allows for the calculation of pixel-wise emissivity during the recording of infrared camera images, without the need for additional materials or experiments. As a result, it becomes possible to observe scenes with heterogeneous emissivity. Additionally, since the emissivity of each pixel is measured for each frame, if the emissivity changes during the recording, the algorithm can update the emissivity values for each camera frame. This is a significant advantage compared to other methods. Moreover, the chosen filters mounted in the rotative filter wheel enable the measurement of pixel-wise emissivities and their corresponding absolute temperatures of the observed scene during quasi-static experimental tests, with high measurement performance. However, it should be noted that infrared cameras need to observe the entire phenomenon being studied, which often requires a wide range of temperature capabilities. As a result, the choice of the two filters used in this study is limited, as each filter must be able to observe the full temperature range of the studied phenomenon. Therefore, compared to a traditional bi-chromatics pyrometer operating within its optimal range, the proposed method may yield less accurate results. To enhance this study, it would be interesting to determine, based on the temperature range of the observed scene, the set of filters that optimize the absolute temperature measurements.

Author Contributions: Methodology, formal analysis, writing—original draft preparation; C.P.-A.; supervision, writing—review and editing, B.M.; writing—review and editing, F.R.; project administration, writing—review and editing, G.F. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: The completion of this study was made possible thanks to the financial support of the Region Bourgogne Franche Comté and its ISITE-BFC research fund (« Initiatives Science Innovation Territoire Economie en Bourgogne-Franche-Comté ») for the MONACO project, a joint program with SAFRAN Aircraft Engines.

Institutional Review Board Statement: Not applicable.

Informed Consent Statement: Not applicable.

Data Availability Statement: The data presented in this study are available on request from the corresponding author.

Conflicts of Interest: The authors declare that they are no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

References

- [1] B. Venkatraman, C. K. Mukhophadyay, and B. Raj, 'PREDICTION OF TENSILE FAILURE OF 316 STAINLESS STEEL USING INFRARED THERMOGRAPHY', *Exp. Tech.*, vol. 28, no. 2, pp. 35–38, Mar. 2004, doi: 10.1111/j.1747-1567.2004.tb00157.x.
- [2] A. G. de la Yedra, J. L. Pedrejón, A. Martín-Meizoso, and R. Rodríguez, 'Thermomechanical Fatigue Tests Development and Life Prediction of a Nickel Base Superalloy', *Exp. Tech.*, vol. 40, no. 2, pp. 777–787, Apr. 2016, doi: 10.1007/s40799-016-0078-9.
- [3] R. S, K. Palanikumar, S. B. Boppana, and E. Natarajan, 'Analysis of Chip Formation and Temperature Measurement in Machining of Titanium Alloy (Ti-6Al-4V)', *Exp. Tech.*, vol. 47, no. 2, pp. 517–529, Apr. 2023, doi: 10.1007/s40799-021-00537-2.
- [4] Y. Liu, S. Xu, Y. Wang, and H. Dong, 'Non-contact Steady-State Thermal Characterization of Lithium-Ion Battery Plates Using Infrared Thermography', *Int. J. Thermophys.*, vol. 43, no. 9, p. 131, Sep. 2022, doi: 10.1007/s10765-022-03058-1.
- [5] R. C. Tighe, J. M. Dulieu-Barton, and S. Quinn, 'Infrared Techniques for Practical Defect Identification in Bonded Joints in Liquefied Natural Gas Carriers', *Exp. Tech.*, vol. 42, no. 2, pp. 121–128, Apr. 2018, doi: 10.1007/s40799-017-0200-7.
- [6] S. Bhalla, S. Tuli, and R. Arora, 'DEFECT DETECTION IN CONCRETE STRUCTURES USING THERMAL IMAGING TECHNIQUES', *Exp. Tech.*, vol. 35, no. 4, pp. 39–43, Jul. 2011, doi: 10.1111/j.1747-1567.2010.00658.x.
- [7] A. Schager, G. Zauner, G. Mayr, and P. Burgholzer, 'Extension of the Thermographic Signal Reconstruction Technique for an Automated Segmentation and Depth Estimation of Subsurface Defects', *J. Imaging*, vol. 6, no. 9, p. 96, Sep. 2020, doi: 10.3390/jimaging6090096.
- [8] K. Mouhoubi, V. Detalle, J.-M. Vallet, and J.-L. Bodnar, 'Improvement of the Non-Destructive Testing of Heritage Mural Paintings Using Stimulated Infrared Thermography and Frequency Image Processing', *J. Imaging*, vol. 5, no. 9, p. 72, Aug. 2019, doi: 10.3390/jimaging5090072.

- [9] R. De Finis, D. Palumbo, and U. Galietti, 'Mechanical Behaviour of Stainless Steels under Dynamic Loading: An Investigation with Thermal Methods', *J. Imaging*, vol. 2, no. 4, p. 32, Nov. 2016, doi: 10.3390/jimaging2040032.
- [10] A. Bedoya, E. Marín, J. J. Puldón, and C. García-Segundo, 'On the Thermal Characterization of Insulating Solids Using Laser-Spot Thermography in a Front Detection Configuration', *Int. J. Thermophys.*, vol. 44, no. 2, p. 27, Feb. 2023, doi: 10.1007/s10765-022-03138-2.
- [11] A. Alasli, R. Fujita, and H. Nagano, 'Thermophysical Properties Mapping of Composites by Lock-in Thermography: Applications on Carbon Fiber Reinforced Plastics', *Int. J. Thermophys.*, vol. 43, no. 12, p. 176, Dec. 2022, doi: 10.1007/s10765-022-03109-7.
- [12] G. Wu, X. Wang, X. Xie, C. Ji, Z. Gao, and C. Zhao, 'Temperature Distribution Characteristics of Steel Circular Tube Members under Oil Pool Fire Conditions: Experiment and Numerical Simulation', *Int. J. Thermophys.*, vol. 42, no. 8, p. 114, Aug. 2021, doi: 10.1007/s10765-021-02866-1.
- [13] Y. He, Y. Fan, Y. Li, and L. Chen, 'Analysis of multi-factor on measurement improvement of an infrared imager in low-temperature environments', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 116, p. 103813, Aug. 2021, doi: 10.1016/j.infrared.2021.103813.
- [14] Y. Té, P. Jeseck, I. Pépin, and C. Camy-Peyret, 'A method to retrieve blackbody temperature errors in the two points radiometric calibration', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 52, no. 5, pp. 187–192, Sep. 2009, doi: 10.1016/j.infrared.2009.07.003.
- [15] V. Le Saux and C. Doudard, 'Proposition of a compensated pixelwise calibration for photonic infrared cameras and comparison to classic calibration procedures: Case of thermoelastic stress analysis', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 80, pp. 83–92, Jan. 2017, doi: 10.1016/j.infrared.2016.11.008.
- [16] J. Hu, Z. Xu, and Q. Wan, 'Non-uniformity correction of infrared focal plane array in point target surveillance systems', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 66, pp. 56–69, Sep. 2014, doi: 10.1016/j.infrared.2014.05.012.
- [17] J.-P. Monchau and J. Hameury, 'Mesure de l'émissivité thermique', p. 27, 2018.
- [18] L. González-Fernández, L. del Campo, R. B. Pérez-Sáez, and M. J. Tello, 'Normal spectral emittance of Inconel 718 aeronautical alloy coated with yttria stabilized zirconia films', *J. Alloys Compd.*, vol. 513, pp. 101–106, Feb. 2012, doi: 10.1016/j.jallcom.2011.09.097.
- [19] C.-D. Wen and I. Mudawar, 'Emissivity characteristics of polished aluminum alloy surfaces and assessment of multispectral radiation thermometry (MRT) emissivity models', *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 7, pp. 1316–1329, Mar. 2005, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.10.003.
- [20] B. P. Keller, S. E. Nelson, K. L. Walton, T. K. Ghosh, R. V. Tompson, and S. K. Loyalka, 'Total hemispherical emissivity of Inconel 718', *Nucl. Eng. Des.*, vol. 287, pp. 11–18, Jun. 2015, doi: 10.1016/j.nucengdes.2015.02.018.

- [21] L. del Campo *et al.*, 'Emissivity measurements on aeronautical alloys', *J. Alloys Compd.*, vol. 489, no. 2, pp. 482–487, Jan. 2010, doi: 10.1016/j.jallcom.2009.09.091.
- [22] E. Suarez and H. R. Przirembel, 'Pyrometry for turbine blade development', *J. Propuls. Power*, vol. 6, no. 5, pp. 584–589, Sep. 1990, doi: 10.2514/3.23259.
- [23] S. Gao, L. Wang, C. Feng, and K. Daniel, 'Analysis and improvement of gas turbine blade temperature measurement error', *Meas. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 10, p. 105203, Oct. 2015, doi: 10.1088/0957-0233/26/10/105203.
- [24] T. Eggert, B. Schenk, and H. Pucher, 'Development and Evaluation of a High-Resolution Turbine Pyrometer System', *J. Turbomach.*, vol. 124, no. 3, pp. 439–444, Jul. 2002, doi: 10.1115/1.1452245.
- [25] C. Poissenot-Arrigoni, B. Marcon, F. Rossi, and G. Fromentin, 'Fast and easy radiometric calibration method integration time insensitive for infrared thermography', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 133, p. 104741, Sep. 2023, doi: 10.1016/j.infrared.2023.104741.
- [26] J.-P. Monchau, 'Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures', p. 136.
- [27] D. Pajani, 'Thermographie - Principes et mesure', *Contrô Non Destr.*, Mar. 2013, doi: 10.51257/a-v2-r2740.
- [28] D. Li, C. Feng, S. Gao, K. Daniel, and L. Chen, 'Effect of pyrometer type and wavelength selection on temperature measurement errors for turbine blades', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 94, pp. 255–262, Nov. 2018, doi: 10.1016/j.infrared.2018.09.004.

Disclaimer/Publisher's Note: The statements, opinions and data contained in all publications are solely those of the individual author(s) and contributor(s) and not of MDPI and/or the editor(s). MDPI and/or the editor(s) disclaim responsibility for any injury to people or property resulting from any ideas, methods, instructions or products referred to in the content.

3.3.4 Mesures d'émissivité avec scène observée en mouvement

La méthode de mesure d'émissivité présentée ci-dessus a été éprouvée pour une scène observée statique. Or, dans le cadre d'une opération de rabotage, de fortes cinétiques sont présentes. A l'heure actuelle, il ne paraît pas envisageable de réaliser des mesures d'émissivités en coupe, en utilisant l'aspect multi spectral de la caméra pour plusieurs raisons :

- Premièrement, la mesure d'émissivité via la méthode proposée requiert deux images prises avec des bandes spectrales différentes. Or, la coupe des métaux induit des plages de températures très étendues (de l'ambient dans la matière non déformée à plusieurs centaines de degrés en pointe d'outil). Et la plage de recouvrement des températures radiométriques des deux filtres n'est que de [100 ; 240] °C dans la configuration actuelle de la roue porte filtres et pour l'objectif x4. Par conséquent, il ne paraît pas pertinent de réaliser des mesures en usinage dans la configuration actuelle de la caméra, car les plages de températures observables ne coïncident pas avec les températures induites par le phénomène observé.
Cependant, en perspective, il est envisageable de trouver un nouveau jeu de filtres avec des bandes spectrales différentes, permettant l'observation des températures induites par l'usinage, le tout avec des temps d'intégration courts pour limiter les phénomènes de traînée.
- Deuxièmement, la méthode repose sur la comparaison de deux images, qui dans le cas d'étude ne sont pas prises aux mêmes instants (un delta de temps de la fréquence d'acquisition de la caméra sépare les deux images). Ainsi, s'il y a un mouvement de la scène observée entre les deux images, un recalage est nécessaire pour que les deux images se superposent et qu'une comparaison soit possible.
Dans le cadre de l'usinage, un recalage dans la zone de matière non déformée paraît envisageable avec l'utilisation de la corrélation d'images. De plus, en adaptant la vitesse de coupe à la résolution spatiale de la caméra, il est possible d'obtenir un décalage entier du nombre de pixels entre les deux images. Cependant, dans les zones de fortes déformations, ce recalage est plus difficile, car l'outil de corrélation d'images est plus incertain et un recalage entre les deux images avec un déplacement de pixel non entier sera à prévoir (une interpolation est alors nécessaire).
- Troisièmement, il est très probable que la déformation induite par l'usinage conduise à un changement local d'émissivité, qui pourrait amener à une divergence des résultats de mesure de températures absolues avec la méthode proposée, si une variation d'émissivité a lieu entre la prise des deux images.
- Pour finir, dans la mesure où la scène observée est en mouvement, la matière se déplace pendant le temps d'intégration de la caméra. Par conséquent, la mesure enregistrée par chaque pixel est une moyenne de radiance observée pendant le temps d'intégration et pour une surface d'éprouvette donnée (qui dépend du temps d'intégration, de la vitesse de coupe et du rapport de compression du copeau). Ainsi, dans l'hypothèse où la mesure d'émissivité est opérationnelle en dynamique, si les deux images utilisées n'ont pas été prises avec le même temps d'intégration, elles fourniront des informations moyennées sur des plages spatiales et temporelles différentes, ce qui peut être source de divergence des mesures de températures absolues.

Au final, déployer simplement la méthode de mesure d'émissivité proposée pendant l'opération de rabotage est un challenge en soit, notamment à cause des fortes cinétiques et déformations observées. Ainsi, dans le cadre de cette étude, l'émissivité de chaque éprouvette et de chaque outil a été mesurée avant l'usinage, et ensuite, une valeur moyenne de l'émissivité a été utilisée pour l'obtention des températures absolues.

3.3.5 Limite de la méthode proposée pour l'emploi d'objectifs à faible distance de travail

La méthode proposée portant sur la mesure d'émissivité (présentée dans l'article), a été éprouvée avec un objectif de grossissement x4. Or, l'instrumentation de l'opération de rabotage a été réalisée avec un objectif de grossissement x25. Par conséquent, en toute rigueur, il semblerait normal de réaliser les mesures d'émissivité des éprouvettes et outils utilisés pour l'opération de rabotage, avec l'objectif x25. Cependant, à l'heure actuelle, l'expérimentation permettant la mesure d'émissivité n'est pas opérationnelle avec la ligne optique associée à l'objectif x25 pour les raisons suivantes :

- Premièrement, le corps noir CI System SR-800R-7A-ET-HU utilisé pour calibrer l'objectif x25 fonctionne sur une plage de température de [0 ; 170] °C, ce qui ne permet pas de calibrer dans de bonnes conditions cet objectif avec le filtre spectral, car la température maximum du corps noir est trop faible. Cette limite est purement matérielle. L'achat d'un corps noir étendu avec une gamme de températures plus élevée résoudrait le problème.
- Deuxièmement, pour que des observations soient faites avec le filtre spectral dans de bonnes conditions, il est nécessaire que la température de la scène observée soit élevée, car la faible résolution spatiale implique une faible radiance reçue par le détecteur de la caméra. Or, comme l'objectif possède une distance de travail relativement faible (12.5 mm), il ne paraît pas trivial de chauffer la scène observée à une température importante, sans chauffer l'objectif (risque de détérioration irréversible) et sans que l'environnement ne perturbe les mesures. En perspective, il semble possible de résoudre cette problématique via un montage expérimental spécifique, sous forme de bouclier thermique qui protégerait l'objectif des fortes chaleurs, comme le montre la Figure 3-2. Cependant, cela n'a pas été fait pour le moment par manque de temps.

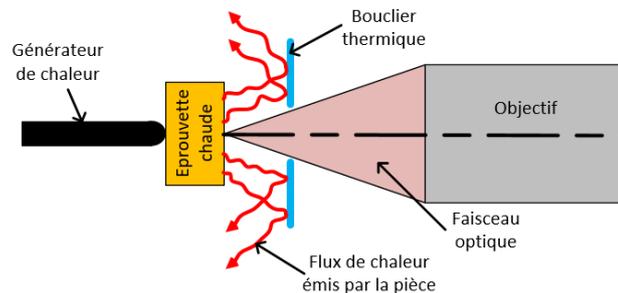


Figure 3-2. Schéma de principe d'un montage expérimental pour protéger l'objectif des fortes élévations de températures.

Ainsi, dans cette étude, toutes les mesures d'émissivités ont été réalisées avec un objectif x4. Cela implique donc pour l'emploi de l'objectif x25, que la valeur d'émissivité retenue a été mesurée avec une résolution spatiale différente, ce qui peut largement induire une inexactitude de mesure. En théorie, les émissivités mesurées avec l'objectif x4 ou l'objectif x25 devraient donner la même émissivité moyenne mais avec des écart-types différents.

3.3.6 Synthèse des travaux sur la mesure d'émissivité

Dans cette étude, une méthode de mesure de l'émissivité basée sur l'aspect multi spectral de la caméra Telops MS-M3k est proposée. Les principaux avantages de cette méthode sont qu'elle permet la mesure d'émissivité directement à partir des images d'une caméra infrarouge, sans matériel d'acquisition supplémentaire. De plus, une mesure d'émissivité pour chaque pixel et chaque image peut être réalisée. Par conséquent, si l'émissivité de la scène observée évolue au cours de l'acquisition, l'incertitude liée à la mesure de température restera a priori identique. Cependant, la méthode proposée est valable uniquement dans le cas quasi-statique, car il ne doit pas y avoir de mouvement

entre les deux images utilisées pour les calculs. Il ne semble donc pas raisonnable de la déployée dans l'état actuel pour l'observation d'une opération de rabotage.

Au final, les mesures d'émissivités de chaque éprouvette et outil utilisé pour l'opération de rabotage ont été réalisées « sur table » avec un objectif x4 (type classique avec des lentilles en germanium). Puis, une émissivité moyenne a été retenue pour le traitement numérique des données issues des observations de rabotage avec un objectif de grossissement x25 (type réflectif).

3.4 Traitement numérique des données pour l'obtention d'une information de température globale de la coupe

Dans le cadre de l'opération de rabotage développée au cours de cette étude, des essais empiriques ont montré qu'il est nécessaire de décaler la face latérale de l'outil par rapport à celle de l'éprouvette d'environ 0.015 mm pour assurer une qualité d'image correcte dans la région d'intérêt de l'éprouvette. En effet, un décalage nul entre la face latérale de l'outil et celle de l'éprouvette conduit à une bavure latérale et donc une image floue, comme le montre la Figure 3-3(b). A l'inverse, un décalage trop important transforme l'outil en obstacle (qui est non focalisé et donc hors profondeur de champs) et crée donc une ombre sur la surface observée car les objectifs utilisés ne sont pas télécentriques, comme le montre la Figure 3-3(a).

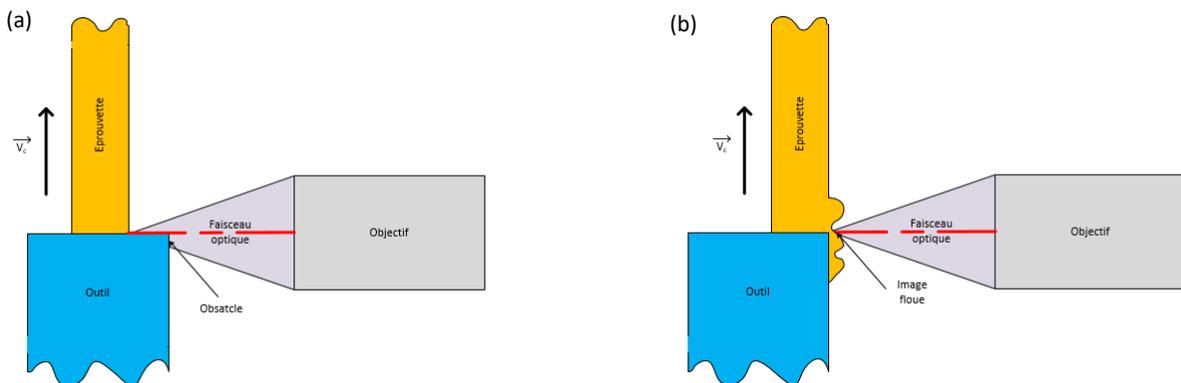


Figure 3-3. Effet du positionnement de l'outil par rapport à l'éprouvette : cas où l'outil est un obstacle pour le faisceau optique (a) et cas de la bavure latérale (b).

Dans la mesure où un objectif x4 (de profondeur de champ d'environ 1 mm) est utilisé, le désalignement de la face latérale de l'éprouvette par rapport à celle de l'outil n'est pas problématique, car le décalage des surfaces (d'environ 0.015 mm) est inférieur à la profondeur de champ de l'objectif. Par conséquent, pour chaque image, il est possible d'obtenir des informations thermiques dans l'outil et dans l'éprouvette usinée.

Une précaution à prendre est tout de même nécessaire lors de la conversion des niveaux digitaux en températures absolues. En effet, l'outil et l'éprouvette observés n'ont à priori pas les mêmes émissivités, il est donc nécessaire de leur appliquer à chacun leur propre émissivité. En pratique, le programme Matlab utilise des masques définis par l'utilisateur qui délimitent chaque pièce avec une émissivité attitrée. Cela permet d'obtenir une information globale de la coupe, comme le montre la Figure 3-4.

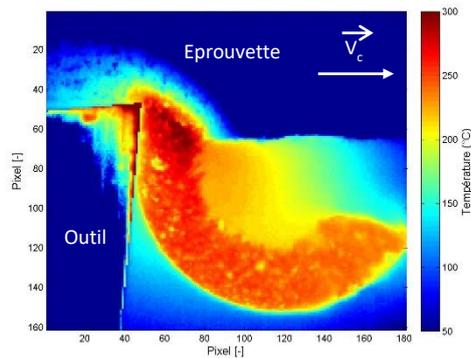


Figure 3-4. Exemple d'image du régime transitoire thermique de coupe, obtenue avec un objectif X4 ($V_c = 2 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h = 0.2 \text{ mm}$).

L'objectif de grossissement x25 déployé, possède quant à lui une profondeur de champ de l'ordre du micron, ce qui est très largement inférieur au décalage de la face latérale de l'éprouvette par rapport à celle de l'outil (environ $15 \mu\text{m}$). Par conséquent, dans la mesure où des informations dans l'outil et dans la pièce sont souhaitées, une passe d'acquisition pour chaque région d'intérêt est requise. Il devient donc nécessaire de concaténer deux images issues de deux passes d'acquisitions différentes, pour obtenir une information globale de températures dans la pièce et dans l'outil.

Dans la mesure où le processus de création du copeau festonné repose en partie sur des instabilités (orientation des grains, faiblesse d'un joint de grain, inclusion du matériau usiné, ...) il ne paraît pas raisonnable de considérer que deux passes dans les mêmes conditions conduisent à des créations de festons aux mêmes instants et donc qu'il y ait répétabilité des observations dans la pièce usinée. Ceci est d'autant plus vrai dans les conditions de coupe sélectionnées pour cette étude, car elles conduisent à un festonnement erratique du copeau. Cependant, des mesures via corrélation d'images numériques ont montré que l'outil est fixe spatialement durant le régime permanent de la coupe. Le déplacement total moyen mesuré est de $0.42 \mu\text{m}$, ce qui est inférieur à l'incertitude de mesure estimée de $\pm 0.7 \mu\text{m}$ (l'incertitude de mesure sera justifiée en partie 4.4). De plus, les gradients thermiques dans l'outil sont relativement faibles et les températures plutôt très stables. Par conséquent, une certaine répétabilité peut être retrouvée dans l'outil entre plusieurs passes avec des conditions d'expérimentation similaires. Ainsi, en retenant l'information obtenue dans la pièce usinée et en y ajoutant l'information de l'outil (issue d'une autre passe et donc d'une autre image) acquise pour une longueur usinée égale, il est possible d'obtenir une information de température globale dans l'outil et dans la pièce.

La concaténation des deux images implique que leurs maillages respectifs soient dégauchis l'un par rapport à l'autre. La méthode de dégauchissage des maillages de chaque image sera présentée en partie 6.2.6. Ensuite, de manière similaire à ce qui a été fait pour l'objectif x4, l'émissivité est appliquée à chaque pièce observée et la concaténation des deux images peut être faite. La Figure 3-5 présente un exemple de résultats du traitement numérique appliqué avec des émissivités différentes pour chacune des deux zones d'intérêt (outil et matière), permettant d'obtenir une information de température globale de toute la scène.

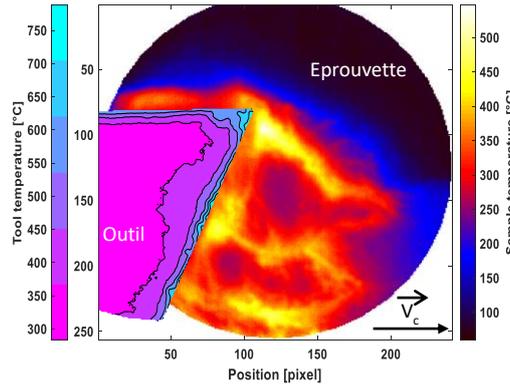


Figure 3-5. Exemple du résultat du traitement des données pour la mesure de température globale pendant la coupe pour les conditions de coupe suivantes : $V_c = 4 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$.

3.5 Estimation globale des erreurs de mesure en thermographie

Afin d'essayer d'évaluer la pertinence du moyen de mesure pour l'observation du champ thermique en coupe, une estimation des principales sources d'incertitudes de mesures induites par la thermographie a été réalisée. Pour faciliter la compréhension et alléger le manuscrit, il a été décidé de présenter les résultats uniquement pour l'objectif x25. Cependant, la méthode pour d'autres objectifs ou lignes optiques reste identique.

Pour rappel, les conversions des niveaux digitaux en radiance via la calibration radiométrique, puis de la radiance en température absolue, sont faites via les équations suivantes qui ont été présentées respectivement dans l'article portant sur la calibration d'un capteur infrarouge (partie 3.2.2) et celui sur la mesure d'émissivité (partie 3.3.3) :

$$\left\{ \begin{array}{l} Rad(Num_{Im})_{X,Y} = A_{X,Y} \times \frac{DL_{Num_{Im},X,Y}}{IT} + B_{X,Y} \\ Rad(Num_{Im})_{X,Y} = \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Num_{Im},X,Y}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) \times \int_{\lambda_{1,Num,F}}^{\lambda_{2,Num,F}} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Env}}\right) - 1} d\lambda \end{array} \right.$$

D'après ces équations, il est possible d'identifier certaines sources principales d'incertitude, induites par la mesure d'une température absolue :

- L'erreur de calibration radiométrique de la caméra, qui correspond à l'erreur de conversion des niveaux digitaux en radiance. Cette erreur globale regroupe en réalité une succession d'erreurs cumulées, parmi lesquelles il est au moins possible de mentionner : l'hypothèse de linéarité de la réponse du détecteur vis-à-vis de la radiance, les erreurs de répétabilité et d'exactitude du détecteur de la caméra et du corps noir, qui ont été considérées idéales dans cette étude. Aucune estimation de chacune de ces erreurs n'a été réalisée. Cependant, une estimation globale de l'erreur de calibration radiométrique a été réalisée et présentée dans l'article portant sur la calibration (partie 3.2.2). Pour l'objectif de grossissement x25, cette erreur a été évaluée (en partie 3.2.3) avec une erreur moyenne de + 1.02 °C, un écart-type de 1.50 °C et des extrema de -5.93 et + 8.28 °C.
- L'incertitude de mesure de l'émissivité de la scène observée. Cette incertitude résulte également d'un cumul d'erreurs, parmi lesquelles on peut au moins mentionner : l'hypothèse que l'émissivité est constante sur la plage spectrale des deux filtres et les erreurs de calibration

de la caméra. N'ayant pas d'étalon d'émissivité à disposition, il n'a pas été possible d'estimer proprement cette erreur. Cependant, l'impact de l'utilisation d'une émissivité moyenne par rapport à une mesure d'émissivité pixel par pixel a été évaluée en partie 3.3.3. Ainsi, un écart-type de 0.02 et une émissivité moyenne de 0.30 pour l'éprouvette en Inconel 718 a été estimée.

- L'incertitude d'estimation de la radiance de l'environnement. Dans le cas général, il semble difficile d'estimer objectivement cette incertitude, car les sources de perturbations de l'environnement peuvent être multiples et sont difficiles à détecter, car l'œil humain ne voit pas le rayonnement infrarouge. Il a donc été décidé de prendre des valeurs assez larges dans cette étude, afin d'essayer de ne pas sous-estimer cette incertitude. Des valeurs discrètes prises dans l'intervalle [- 20 ; + 100] °C seront utilisées. Cependant, dans la mesure où l'objectif x25 utilisé a une très faible profondeur de champs et distance de travail, et que l'expérimentation de rabotage prend place dans un centre d'usinage complètement carterisé, il est tout de même possible de penser que l'erreur d'estimation de la radiance de l'environnement reste contenue dans l'intervalle de température choisie.
- L'incertitude de la bande spectrale d'intégration de la loi de Planck. Dans cette étude, il a été décidé de ne pas considérer cette incertitude, car le constructeur ne fournit pas d'incertitude associée à chaque borne et il ne paraissait pas raisonnable de démonter la caméra pour mesurer la plage spectrale des filtres.

Bien qu'une estimation de chaque erreur de mesure ait été faite, il n'est pas certain que l'erreur totale soit la somme des erreurs, notamment car l'équation qui relie la température à la radiance inclue la loi de Planck. Afin d'estimer l'erreur de mesure totale, des populations de 1 000 échantillons d'erreurs suivant des lois normales, représentatifs des erreurs mesurées expérimentalement ont été générées pour les erreurs de calibration et d'émissivités, comme le montrent les Figure 3-7(a) et (b). Concernant l'erreur d'estimation de la radiance de l'environnement, étant donné qu'aucune donnée n'est disponible, des données discrètes allant de -20 °C à + 80 °C par pas de 20 °C ont été utilisées.

Ensuite, un calcul de l'erreur totale induite par les erreurs de chaque source a été réalisé suivant le modèle radiométrique de la caméra, en comparant la température de référence avec le résultat de température calculée (avec l'introduction des erreurs), comme le montre le schéma de principe de la Figure 3-6.

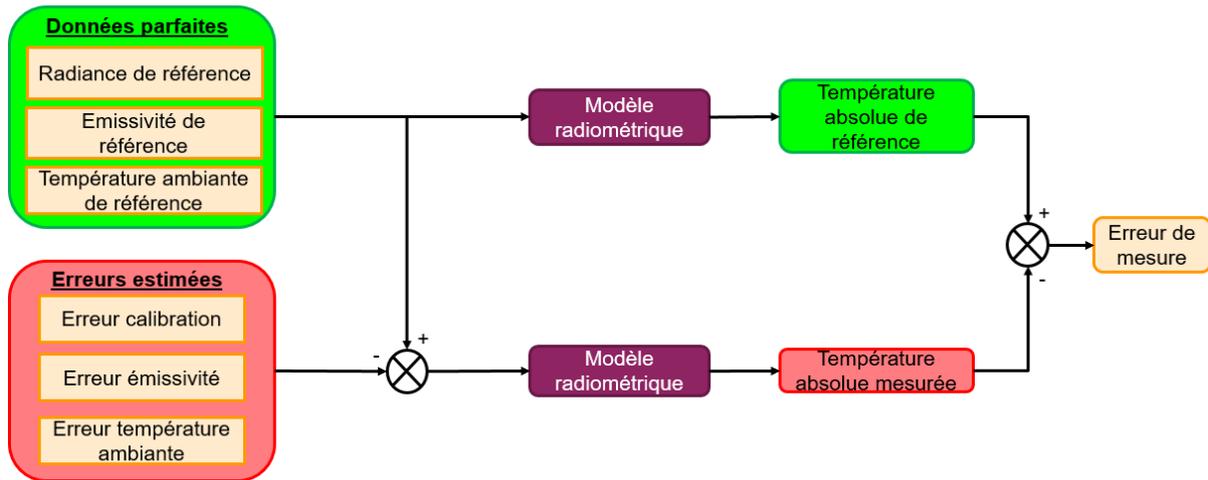


Figure 3-6. Schéma de principe des estimations des erreurs de mesure induites par le procédé de thermographie infrarouge.

Afin de se rapprocher des conditions potentiellement observables durant une opération de rabotage, une température de référence de 350 °C (ordre de grandeur de la température dans la zone de cisaillement primaire d'un Inconel 718 d'après la littérature), une émissivité de la scène observée de 0.3 et une température ambiante de 25 °C ont été choisies. La Figure 3-8 présente les résultats du calcul des erreurs de mesure induite par chaque source d'erreur étudiée séparément et pour l'erreur de mesure totale.

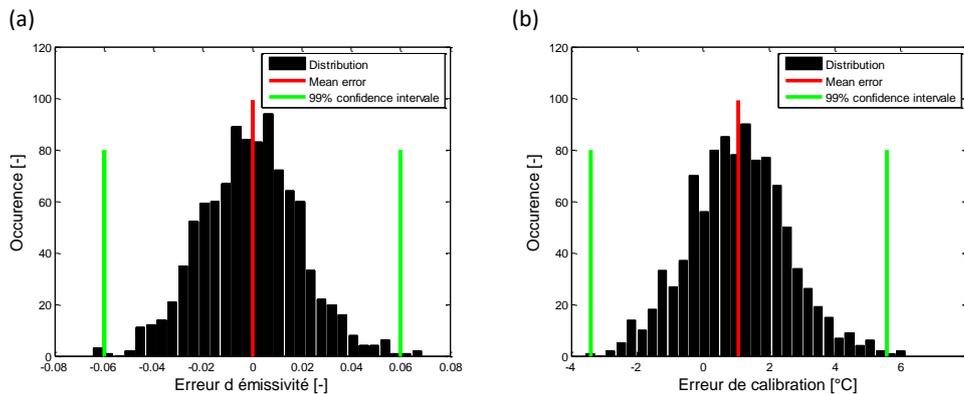


Figure 3-7. Tirage des lois normales des différentes sources d'erreurs de mesure : Population d'émissivité avec 1 000 échantillons (a), Population d'erreur de calibration avec 1 000 échantillons (b).

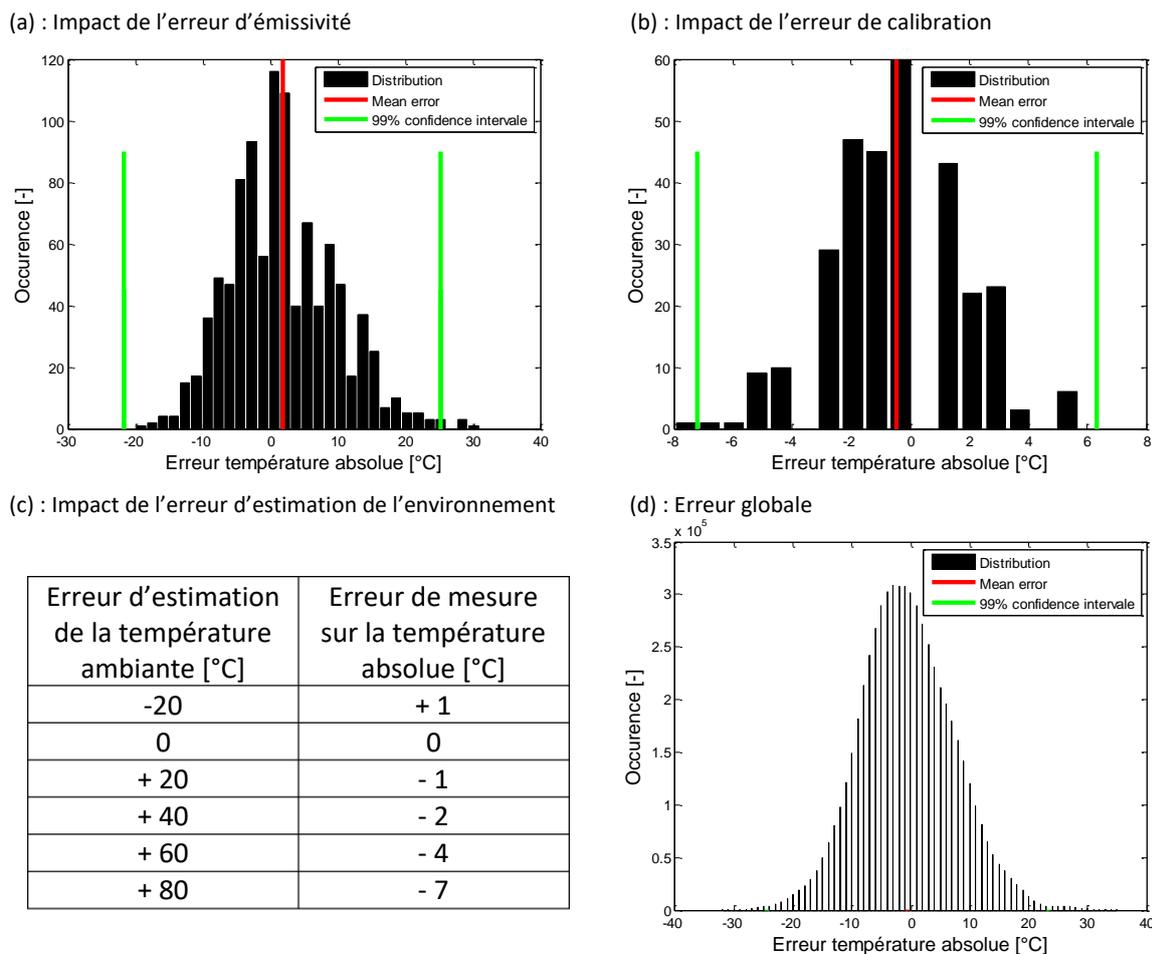


Figure 3-8. Résultats de l'étude des erreurs de mesure : erreur due à l'émissivité (a), erreur due à la calibration (b), erreurs due à l'estimation de l'environnement sur la température absolue mesurée (c), erreur totale (d).

D'après la Figure 3-8(a) et (d), il semblerait que dans les conditions de cette étude, l'erreur due à l'émissivité soit l'erreur la plus influente, avec une erreur moyenne de + 1.80 °C, un écart-type d'erreur de mesure de 7.81 °C et des extrema à - 20 et + 32 °C. Le fait que la température est assez élevée associée à l'émissivité moyenne relativement basse, rendent ce paramètre sensible aux erreurs de mesure sur la température absolue. Pour que ce paramètre impacte moins l'erreur de mesure, il faudrait augmenter l'émissivité moyenne de l'éprouvette observée. En pratique, la solution est d'adapter la préparation de surface de la scène observée pour augmenter son émissivité.

Ensuite, d'après la Figure 3-8(b), l'erreur de calibration radiométrique implique une erreur moyenne de -0.44 °C, pour un écart-type de 2.25 °C et des extrema de - 8 et + 6 °C sur l'erreur de mesure des températures absolues. Il est possible de mentionner d'après la Figure 3-7(b), que l'erreur de calibration en température radiométrique est très proche de l'erreur commise sur la température absolue. Cependant, cette constatation est très certainement liée au cas d'étude particulier, car l'erreur de calibration pourrait avoir plus d'impact dans le cas de températures observées très élevées et pour des émissivités très faibles.

D'après la Figure 3-8(c), l'erreur d'estimation de la température de l'environnement semble très faible, avec dans le cas le plus extrême, une erreur sur la température absolue commise de - 7 °C. Là encore, il est important de mentionner que le faible impact de cette source d'erreur est lié au cas

d'étude. Cependant, dans le cas où la radiance de la scène observée serait proche de celle de l'environnement, l'influence d'une mauvaise estimation de ce paramètre deviendrait beaucoup plus importante. A titre d'exemple, dans le cas d'une température observée de +35 °C, une température radiométrique de l'environnement de référence de +20 °C et pour une émissivité de 0.3, une erreur d'estimation de la température de l'environnement de +20 °C, conduirait à une erreur commise sur la température absolue de +68 °C.

Pour finir, d'après la Figure 3-8(d), en prenant en compte toutes les sources d'incertitude, l'erreur de mesure moyenne est de -2.53 °C pour un écart-type de 8.16 °C et des extrema de - 38 et + 36 °C. Par conséquent, dans toute la suite de l'étude, il sera considéré que chaque mesure de température est associée à une incertitude de mesure de [- 38 ; + 36] °C. Il reste tout de même important de mentionner que dans cette étude d'erreurs de mesure, les fortes cinétiques induites par l'opération de rabotage n'ont pas été prises en compte, mais quelles pourraient avoir de gros impacts sur l'exactitude des mesures, notamment d'un point de vue de l'émissivité.

3.6 Faisabilité de la méthode de mesure locale de l'émissivité en condition de coupe

La perspective d'une mesure d'émissivité pixel par pixel et à chaque image pendant une opération d'usinage et plus globalement durant l'observation d'une scène en mouvement, pourrait être une avancée notable pour la mesure de champs des températures absolues in-process. En effet, cela permettrait de ne pas se ramener à une émissivité moyenne de la scène observée et par conséquent de réduire significativement les incertitudes de mesures induites par le procédé de thermographie infrarouge.

Une première solution pourrait être de recréer un pyromètre bi-chromatiques avec deux caméras fonctionnant sur des plages spectrales différentes et qui prendraient des images aux mêmes instants. Pour ce faire, il devient nécessaire de séparer le faisceau optique en deux, afin que les deux caméras observent une unique scène, comme le montre la Figure 3-9.

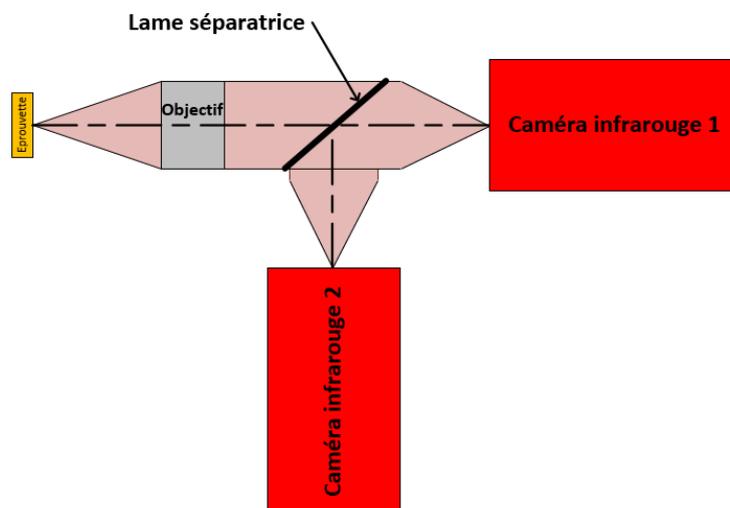


Figure 3-9. Schémas de principe d'un système de prise d'images thermiques simultanées.

Au-delà de la problématique du dégauchissage des composants optiques et des caméras qui semble surmontable, une des limites à cette méthode pourrait être l'emploi d'objectifs à fort grossissement. En effet, la séparation du faisceau implique nécessairement une diminution de la radiance reçue par le capteur de chaque caméra et donc du taux de remplissage des pixels pour un temps d'intégration donné. Or, l'emploi d'objectifs à fort grossissement implique une résolution spatiale faible et donc une information reçue par le capteur relativement faible. Ainsi, la perte d'information due à la séparation des faisceaux, pourrait conduire à des erreurs de mesure croissantes dues aux perturbations de l'environnement. Il serait donc certainement nécessaire de contrôler la température et plus généralement la radiance de l'environnement pour obtenir des erreurs de mesure contenues, ce qui complique très largement le montage expérimental.

Dans le cadre de cette étude, un couplage de caméras a été réalisé. Dans la mesure où la caméra visible utilisée possède une plage spectrale de fonctionnement de 0.4 à 1.0 μm , il ne paraît pas impossible de relier l'émissivité de la scène observée aux niveaux de gris de la caméra visible. Ainsi, une calibration de l'émissivité en fonction des niveaux de gris serait réalisée grâce à des mesures d'émissivité en statique, puis une fois la calibration réalisée, il serait possible de réaliser des mesures d'émissivités en coupe. Cela repose sur plusieurs hypothèses, mais la méthode permettrait d'améliorer grandement la qualité des mesures thermiques, en rendisant l'incertitude de mesure liée à l'émissivité de chaque pixel.

3.7 Synthèse des travaux préparatoires à la thermographie

Pour permettre la mesure de températures *in situ* en conditions d'usinage via le procédé de thermographie infrarouge, plusieurs étapes ont été réalisées :

- Une calibration pixel par pixel, globale et insensible aux temps d'intégration a été développée. Outre le fait qu'elle soit définie pour des températures et temps d'intégrations continus, cette calibration peut se baser sur un jeu de données expérimentales de seulement deux points de mesure, ce qui la rend très facile et rapide à mettre en place. Elle paraît donc adaptée au contexte de cette étude.
- Une méthode de mesure d'émissivité pixel par pixel basée sur l'aspect multi-spectral de la caméra infrarouge utilisée, via un jeu de deux filtres à bandes spectrales différentes, a été mise en place. Dans la mesure où le principe de mesure est applicable, une mesure d'émissivité à chaque image est possible, ce qui permet de s'affranchir des problématiques d'évolution de l'émissivité au cours de l'expérimentation. Cependant, cette méthode garantit pour l'instant une mesure de l'émissivité locale avec une erreur raisonnable, que pour des objectifs à faibles grossissements et pour des scènes quasi-statiques.
- Un traitement d'images spécifiques pour les objectifs à faible et fort grossissements permet la conversion des niveaux digitaux en températures absolues. Ce traitement prend notamment en compte le fait que la scène peut être constituée de plusieurs émissivités différentes.
- Enfin, une estimation des incertitudes de mesure causées par la thermographie a été réalisée grâce à un modèle radiométrique de toute la ligne optique thermique (objectif, lame séparatrice, capteur, environnement, etc.).

A l'heure actuelle, le point faible principal de la méthode proposée est qu'elle ne permet pas la mesure d'émissivité directe en conditions d'usinage avec l'objectif de grossissement x25. Par

3.Caractérisation du champ thermique par thermographie infrarouge

conséquent, des mesures d'émissivité moyenne de chaque éprouvette et outil ont été réalisées en statique avec un objectif de grossissement x4, impliquant la perte de la connaissance de l'émissivité pixel par pixel et un changement de résolution spatiale entre la mesure d'émissivité et les observations en grossissement x25. La conséquence directe étant une augmentation des incertitudes de mesures et donc une dégradation de la confiance accordée au moyen de mesure.

La Figure 3-10 résume le travail réalisé pour permettre la mesure de températures *in situ* en conditions de coupe pour des objectifs de grossissement x4 et x25.

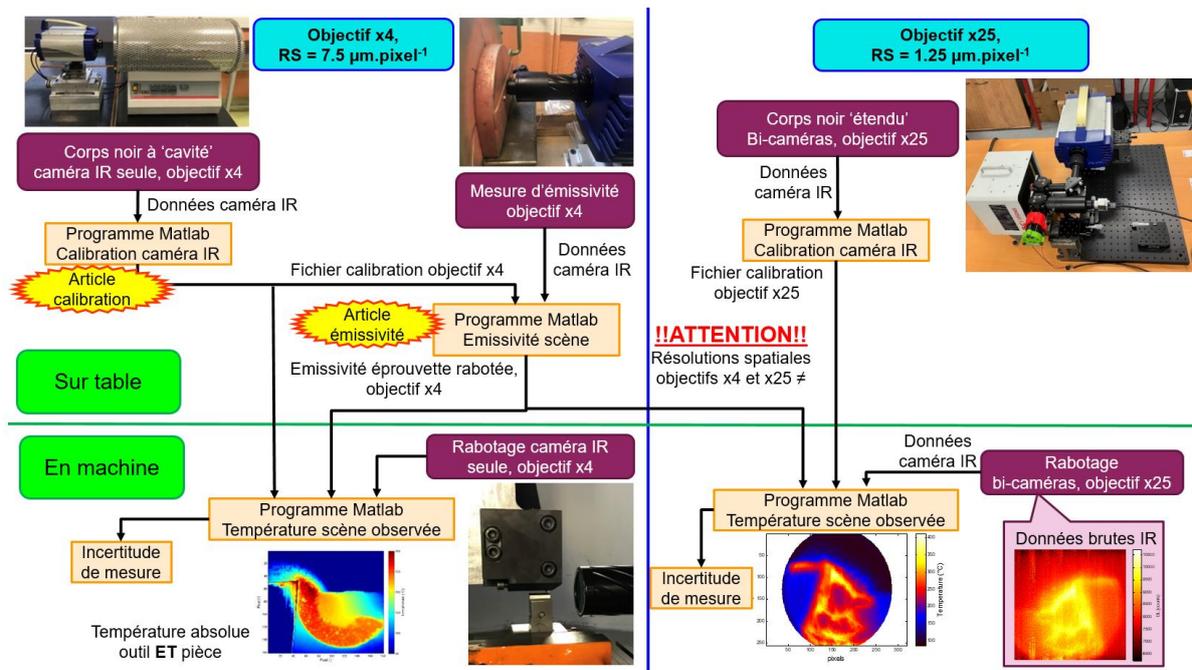


Figure 3-10. Synthèse du travail réalisé pour permettre la mesure de température en coupe, avec des objectifs de grossissements x4 et x25.

4 Observation et caractérisation des champs cinématique et thermique induits par la coupe

4.1	INTRODUCTION	75
4.2	CONCEPTION D'UN SYSTEME D'OBSERVATION DE CHAMPS CINEMATIQUE ET THERMIQUE	75
4.3	CHOIX D'UNE PREPARATION DE SURFACE D'EPROUVETTE	84
4.4	ARTICLE PUBLIÉ DANS LE JOURNAL : INTERNATIONAL JOURNAL OF ADVANCED MANUFACTURING TECHNOLOGY	88
4.5	ANALYSE COMPLEMENTAIRE : REFLEXION AUTOUR DE LA LARGEUR DE LA ZONE DE CISAILLEMENT PRIMAIRE .	112
4.6	INSTRUMENTATION DE L'OPERATION DE RABOTAGE AVEC UNE PLATINE DYNAMOMETRIQUE.....	112
4.7	IMPACT DES EFFETS DE BORD SUR LES MESURES REALISEES	116
4.8	ELEMENTS A PRENDRE EN COMPTE POUR LA MISE EN PLACE D'UN MODELE NUMERIQUE DE RABOTAGE	119
4.9	SYNTHESES DES OBSERVATIONS EXPERIMENTALES REALISEES.....	120

4.1 Introduction

Dans la perspective globale de réaliser une identification inverse de lois de comportement et d'endommagement en conditions de coupe, l'obtention de données expérimentales de qualité semble primordiale, car l'algorithme cherchera à ce que les données issues de la simulation se rapprochent des données réelles.

Dans l'objectif d'obtenir des jeux de données expérimentales de la meilleure qualité possible, un système optique permettant l'observation simultanée d'une caméra visible et d'une infrarouge a été développé et le choix des paramètres d'acquisition a été étudié. Par la suite, une opération de rabotage a été instrumentée, permettant d'obtenir notamment des vidéos visible et infrarouge de la coupe. Pour finir, via le traitement et l'analyse des données, la caractérisation des champs cinématique et thermique dans la zone de cisaillement primaire a pu être réalisée. Ces travaux ont fait l'objet d'une soumission d'article dans un journal.

4.2 Conception d'un système d'observation de champs cinématique et thermique

4.2.1 Etat de l'art des systèmes de mesure de champs cinématique et thermique

Dans la littérature, plusieurs solutions basées sur des technologies différentes ont été proposées pour réaliser des mesures de champs cinématique et thermique, via l'utilisation de caméras visibles et infrarouges. Les premières mesures simultanées ont été développées sur des essais à faibles vitesses de déplacement (essais de traction, cisaillement, ...) par (Pieczyska et al., 2006), (Orteu et al., 2008) et (Charkaluk et al., 2009). Puis, (Whitenton, 2010) a commencé à faire des mesures simultanées visible et thermique en coupe orthogonale.

D'un point de vue technologique, il existe plusieurs solutions pour réaliser de la mesure simultanée :

- Dans l'hypothèse où le phénomène observé est en déformation plane et qu'il y a une complète symétrie des propriétés et géométries de la matière, il est possible de placer une caméra de chaque côté de l'éprouvette (une visible et une infrarouge). Ainsi, chaque caméra observera le même phénomène en vis-à-vis. Cette méthode a été adoptée par (Samaca Martinez et al., 2014) sur un

4. Observation et caractérisation des champs cinématique et thermique induits par la coupe

essai de traction et (Zhang et al., 2016) en rabotage. Un des désavantages de cette méthode est la difficulté pour le recalage spatial des différents instruments de mesure.

- Dans le cadre d'un essai de traction, (Louche et al., 2012) a placé les caméras visible et thermique dans deux zones d'observations différentes. L'hypothèse que les phénomènes sont identiques dans deux zones différentes de l'éprouvette est donc nécessaire pour l'analyse des résultats.
- (Orteu et al., 2008) a quant à lui utilisé deux caméras fonctionnant dans le domaine du visible et du proche infrarouge, puis est remonté à la température et aux déplacements de la matière grâce à la stéréo corrélation d'images.
- Pour finir, la dernière solution technologique permettant la mesure simultanée, est de diviser le faisceau optique capté par l'objectif, en fonction de ses longueurs d'onde. Ainsi, les deux caméras observent au travers d'un unique objectif. Pour séparer le faisceau infrarouge et visible, (Charkaluk et al., 2009) et (Keyhani et al., 2019) ont utilisé un miroir dichroïque, (Whitenton, 2010) a utilisé un miroir froid et (Harzallah, 2018) a préféré utiliser une lame séparatrice en silicium. La différence entre ces technologies réside principalement dans les gammes de longueurs d'onde et le taux de transmission de chaque faisceau. Cette méthode donne de bons résultats, cependant, elle nécessite beaucoup de matériel et une bonne maîtrise du système de couplage des caméras.

Le Tableau 4-1 résume les différentes technologies de mesures simultanées de champs cinématique et thermique, ainsi que les contextes dans lesquels elles ont été déployées.

Tableau 4-1. Synthèse des systèmes de mesure cinématique et thermique simultanée (IR : caméra thermique infrarouge, VIS : caméra dans le visible).

Auteur	Couplage	Capteur	Fréquence d'acquisition (Hz)	Résolution (mm)	Résolution capteur	Type d'essai	Matière
Pieczyska et al., 2006	Camera IR uniquement	VIS	/	/	/	Traction	NiTi alliage à mémoire de forme
		IR	50	0.3	320x240		
Orteu et al., 2008	Stéréo corrélation dans le visible	VIS	/	0.00465	1280x960	Fixe, changement température	Moule métallique
		IR	/	/	/		
Charkaluk et al., 2009	Miroir dichroïque	VIS	/	0.0065	1368x1024	Traction	316L
		IR	/	0.030	320x240		
Whitenton, 2010	Miroir froid	VIS	30 000	/	256x128	Coupe ortho tournage	Matériaux métallique
		IR	300	/	160x120		
Louche et al., 2012	Observation sure même face, deux zones	VIS	0.5	0.065	1280x1024	Traction	NiTi alliage à mémoire de forme
		IR	5Hz	0.22	320x240		
Martinez et al., 2014	Observation en vis-à-vis	VIS	50	0.101	2650x2160	Traction	NR50 (polymère)
		IR	50	0.0625	320x240		
Zhang et al., 2016	Cameras en face à face	VIS	2 000	0.0024	/	Rabotage	Alliage Nickel Aluminium Bronze (NAB)
		IR	60	0.025	320x240		
Harzallah, 2018	Lame en silicium	VIS	6 000	1.133	512x512	Rabotage	Ti-6Al-4V
		IR	600	1.981	160x128		
Keyhani et al., 2019	Miroir dichroïque	VIS	100 000Hz	0.0134	512x320	Split-Hopkinson pressure bar	Sucrose (C12H22O11)
		IR	5 000	11.6	128x158		

Par la suite, nous nous intéresserons plus qu'au système VISIR (illustré en Figure 4-1), développé par (Harzallah, 2018), qui est inspiré du système MADACS élaboré par (Whitenton, 2010), car il semble à ce jour que ce soit le système le plus complet et le plus performant pour assurer la

mesure couplée *in situ* dans le cadre d'une opération de coupe élémentaire. Le système VISIR est déployé pour observer une opération de rabotage avec une vitesse de coupe maximum de 15 m.min^{-1} .

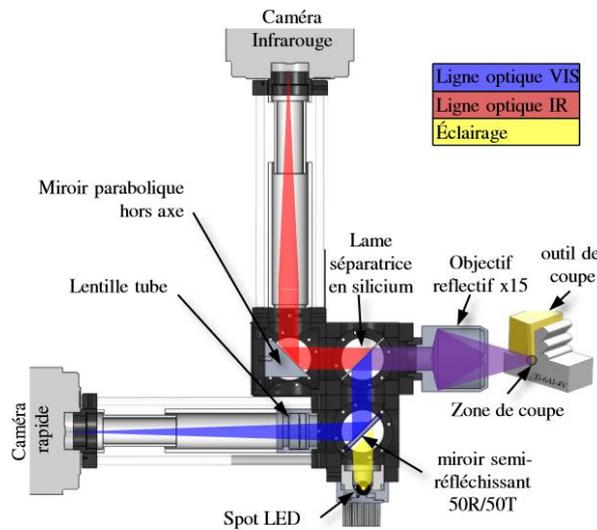


Figure 4-1. Schémas de principe du système VISIR développé par (Harzallah, 2018).

Ce système d'observation possède en entrée un objectif réfléchissant de grossissement $\times 15$, possédant une réflectance supérieure à 95% sur une plage de longueurs d'onde de 0.6 à $20.0 \mu\text{m}$. Ensuite, une lame séparatrice en silicium permet de séparer la ligne visible ($0.3 - 1.5 \mu\text{m}$) de la ligne infrarouge ($2 - 20 \mu\text{m}$). De plus, une lentille tube permet de refocaliser la ligne visible sur le capteur de la caméra, tandis que la ligne infrarouge est focalisée par un miroir parabolique hors-axe. Pour finir, un éclairage confocal inséré dans la ligne visible via une lame séparatrice 50R/50T (flux entrant réfléchi à 50% et transmis à travers la lame de 50%), permet d'apporter la lumière nécessaire à l'observation dans le domaine visible.

Ce système est très performant pour l'observation, cependant, il requiert de larges connaissances en optique, ainsi que des compétences en conception de structures mécanique, car l'assemblage est complexe et très exigeant d'un point de vue des réglages géométriques et alignement de l'ensemble des éléments optiques pour ne pas déformer la scène observée projetée sur les capteurs.

4.2.2 Système conçu pour la thèse

Dans le cadre de cette thèse, un système de couplage de caméras visible et infrarouge très largement inspiré du système VISIR développé par (Harzallah, 2018) a été conçu.

Ce système de couplage (présenté sur la Figure 4-2), permet d'observer dans le domaine du visible via une caméra Photron Fascam SAZ et d'acquérir le champ thermique par l'intermédiaire d'une caméra infrarouge Telops MS-M3k, au travers d'un unique objectif, grâce à l'assemblage des éléments optiques suivants :

- Un objectif réfléchissant de grossissement $\times 25$, revêtu en argent, corrigé à l'infini et offrant un taux de réflexion supérieur à 98% dans la gamme de longueurs d'onde souhaitée ($0.4 - 5.5 \mu\text{m}$).

4. Observation et caractérisation des champs cinématique et thermique induits par la coupe

- Un miroir dichroïque au platine, permettant de réfléchir les longueurs d'onde visibles avec un taux de réflexion supérieur à 80% et de transmettre les longueurs d'onde infrarouge avec un taux de transmission supérieur à 85%. Des mesures sur corps noir ont montré en réalité un taux de transmission de l'ordre de 97% sur la gamme de longueurs d'onde de la caméra infrarouge utilisée (3.11-5.50 μm).
- Un miroir parabolique hors axe permettant de refocaliser le faisceau infrarouge sur le capteur de la caméra thermique avec un taux de réflexion supérieur à 98% dans la gamme de longueurs d'onde de la caméra infrarouge.
- Une LED de 44 W et 7170 lm, associée à trois lentilles asphériques de distances focales différentes et un diffuseur 1500 grains, permettant d'apporter un éclairage confocal condensé et homogène à la ligne visible.
- Une lentille tube permettant de refocaliser le faisceau de longueurs d'onde visibles sur le détecteur de la caméra visible avec un taux de transmission supérieur à 95% sur la plage de fonctionnement de la caméra visible.

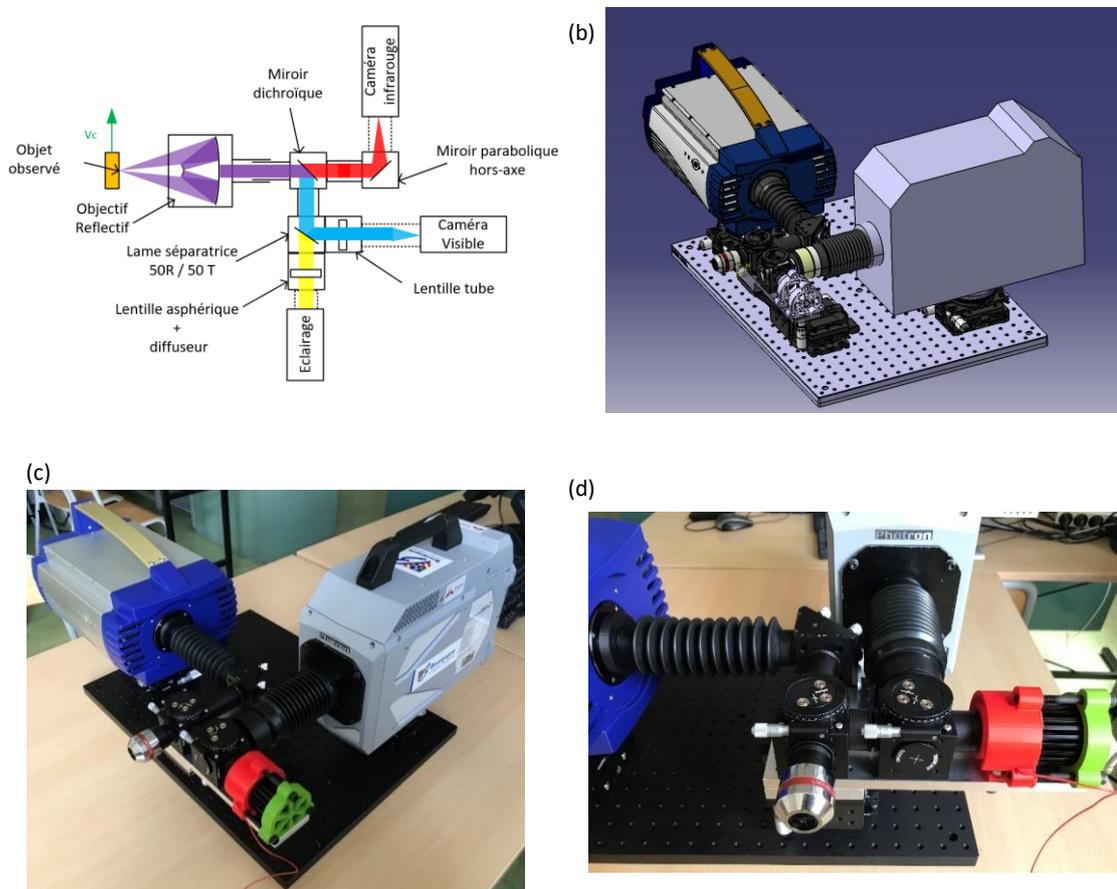


Figure 4-2. Système de couplage de caméras visible et thermique développé au cours de cette thèse : schéma de principe (a), prise de vue CAO du système (b), prise de vue du générale système réel (c) et détaillée (d).

Le principal avantage de ce système, est qu'en sortie du miroir dichroïque, les faisceaux optiques visible et infrarouge sont séparés par longueurs d'onde. Cela permet donc d'avoir une ligne optique pour chaque caméra. Par conséquent, chaque caméra possède sa propre résolution spatiale, fréquence d'acquisition et temps d'exposition. La principale amélioration par rapport au système VISIR est l'emploi d'un objectif de grossissement x25 au lieu de x15 (les deux étant de type réflectif). L'emploi de cet objectif à plus fort grossissement a notamment été possible grâce à l'utilisation de composants plus performants, avec un miroir dichroïque offrant plus de 97% de taux de transmission sur la ligne infrarouge (aucun composant plus performant n'ayant été trouvé lors de la conception du système

optique) et l'apport d'un éclairage confocal condensé qui permet d'avoir assez de lumière pour obtenir des images claires et exploitables. Plus de détails concernant le dimensionnement du système optique et le choix des composants sont disponibles en annexe 8.1.

4.2.3 Choix des paramètres d'acquisition

4.2.3.1 Choix d'un temps d'intégration pour chaque caméra

En thermographie quasi-statique, la valeur du temps d'intégration va essentiellement impacter le taux de remplissage des pixels pendant la prise d'image et donc la qualité de la mesure ainsi que la plage de température observable. D'après une étude préliminaire menée pendant la calibration radiométrique de la ligne optique infrarouge (présentée en section 3.2.2), il a été montré que la qualité de la calibration ainsi que la répétabilité des mesures sont assurées pour des taux de remplissage compris entre 20 et 90 %. Or, d'après le modèle radiométrique mis en place, pour une température absolue de 350 °C (ordre de grandeur de la température dans la bande de cisaillement primaire d'après la bibliographie) et une émissivité de la scène observée d'environ 0.4 (valeur d'émissivité de l'éprouvette qui sera rabotée), des temps d'intégration de 18 et 90 μ s conduiraient respectivement à des taux de remplissage de 20 et 90%.

Cependant, dans le cadre d'une opération de rabotage, la partie cinématique est à prendre en compte. En effet, un temps d'intégration trop élevé impliquerait des phénomènes de trainées qui se traduisent par une image floue. D'après la bibliographie (Harzallah, 2018), (Zouabi et al., 2023), (Zouabi, 2022), un déplacement de matière non déformée pendant le temps d'intégration de la caméra inférieur à 7 pixels, produit une image avec des phénomènes de trainées peu impactant pour le post-traitement des images. D'après l'expérience du laboratoire, cette valeur serait plus autour des 6 pixels. Pour cette étude, une valeur seuil de 5 pixels a été sélectionnée. Il est à noter que cette valeur est subjective et repose uniquement sur l'impression visuelle, car dans la mesure où il y a un déplacement supérieur au pixel de la matière pendant le temps d'exposition, le phénomène de trainée perturbe forcément les niveaux de gris de l'image. Ainsi, grâce au critère de taux de remplissage et du phénomène de trainée, il est possible de tracer des abaques de choix de temps d'intégration en fonction de la vitesse de coupe, comme montré en Figure 4-3(a).

Par une méthode similaire, il est possible de tracer les mêmes abaques pour la caméra visible. Grâce à des essais empiriques, il a été déterminé que pour une tension de LED de 36.4 V, un temps d'intégration minimum de 13 μ s était nécessaire pour assurer un éclairage suffisant de l'image et permettre des calculs DIC. Etant donné que les pitches des deux caméras ne sont pas identiques (30 μ m pour la caméra thermique contre 20 μ m pour la visible), un déplacement de matière non déformée de 5 pixels pendant le temps d'intégration n'impliquera pas le même temps d'exposition maximum. La Figure 4-3 présente les abaques pour les deux caméras. Il est à noter que les déplacements de matière non déformée pendant le temps d'intégration évoluent linéairement par rapport au temps d'intégration. Cependant, dans la Figure 4-3, des échelles logarithmiques ont été utilisées sur l'axe des abscisses pour faciliter la lecture, ce qui explique que les courbes ne sont pas des droites.

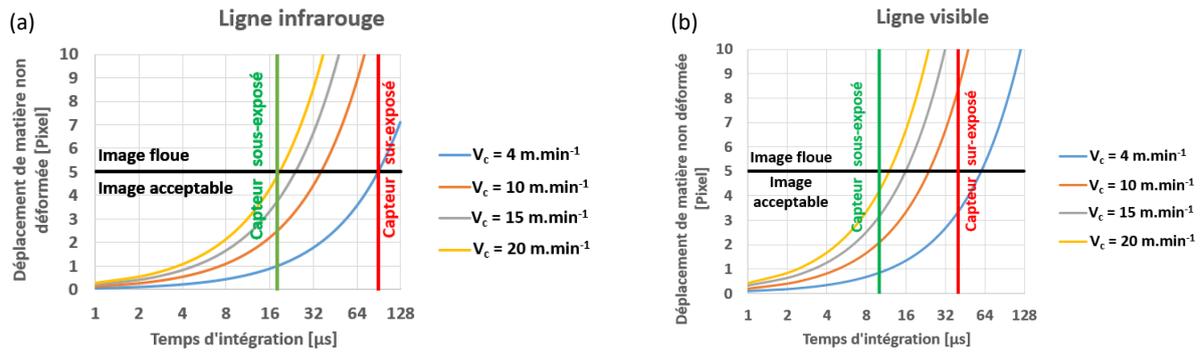


Figure 4-3. Abaques de choix des temps d'intégrations caméras : pour la ligne infrarouge (a), pour la ligne visible (b).

Au final, en accord avec la Figure 4-3, pour chaque caméra et pour chaque vitesse de coupe, le temps d'intégration retenu sera celui offrant un « glissement » de matière non déformée pendant le temps d'intégration de 5 pixels. Cela permet donc en théorie de maximiser le taux de remplissage pour la caméra thermique et l'éclairage pour la caméra visible, tout en garantissant une image de qualité acceptable avec des phénomènes de traînées pas trop impactant. Le Tableau 4-2 présente les temps d'intégration sélectionnés pour chaque caméra en fonction des vitesses de coupe utilisées. Dans le cas de la caméra visible, un choix seulement discret de temps d'expositions du détecteur est disponible. Par conséquent, pour chaque vitesse de coupe, la valeur de temps d'intégration possible dans le logiciel, directement inférieure à celle calculée par l'abaque, a été retenu. Cela justifie que les valeurs du tableau ne sont pas parfaitement en accord avec l'abaque, et que des valeurs au centième de microseconde sont présentes pour la caméra visible. Ce problème ne se pose pas dans le cas de la caméra infrarouge, car le choix du temps d'intégration est totalement libre.

4.2.3.2 Choix des fréquences d'acquisitions pour les caméras

Dans la mesure où une synchronisation des caméras est souhaitée, un rapport des fréquences d'acquisitions des caméras entier est nécessaire. La caméra visible peut acquérir des images à 20 kHz en pleine fenêtre, cependant, des choix discrets de fenêtrages et de fréquences d'acquisitions sont disponibles. La caméra infrarouge peut quant à elle enregistrer des images à 3.1 kHz en pleine fenêtre et le choix du fenêtrage et de la fréquence est libre. Il sera donc à priori nécessaire de diminuer la fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge pour se caler sur la fréquence d'acquisition de la caméra visible, ce qui altèrera les performances maximales théoriques du système optique.

L'objectif de l'étude est d'observer le processus de festonnement du copeau, et même dans la condition avec la plus faible vitesse de coupe (4 m.min^{-1}), la fréquence de festonnement est d'environ 300 Hz. Donc, les caractéristiques de la caméra infrarouge ne permettent pas d'obtenir un nombre important d'images par feston, le tout avec une fenêtre d'observation large. Un compromis avec deux acquisitions par condition de coupe a donc été choisi. Une première en pleine fenêtre pour favoriser l'observation du processus de coupe, et une deuxième avec une fenêtre d'observation restreinte à la zone de cisaillement primaire, pour favoriser la fréquence d'acquisition et donc le nombre d'images par feston. Par ailleurs, pour rappel, comme expliqué en partie 3.4, la profondeur de champ limitée de l'objectif ne permet pas d'observer l'outil et la pièce simultanément. Une troisième passe par condition de coupe avec une focalisation sur l'outil est donc nécessaire pour l'obtention d'une donnée globale de la coupe. Le Tableau 4-2 synthétise les paramètres caméras choisis pour chaque passe réalisée.

Tableau 4-2. Paramètres d'acquisition des caméras en fonction des conditions de coupe.

Conditions de coupe		Caméra visible				Caméra infrarouge		
h [mm]	V_c [m.min ⁻¹]	Focalisation [-]	Résolution [pixel ²]	f_{acq} [Hz]	TI [μ s]	Résolution [pixel ²]	f_{acq} [Hz]	TI [μ s]
0.1	4	Pièce	1024x1024	20 000	35	256x256	2 500	90
		Pièce	1024x688	30 000	35	192x132	6 000	90
		Outil	1024x1024	20 000	30	256x256	2 500	90
	10	Pièce	1024x688	30 000	26.25	256x256	3 000	37
		Pièce	1024x688	30 000	26.25	192x132	6 000	37
		Outil	1024x1024	20 000	30	256x256	2 500	90
	15	Pièce	512x512	60 000	15.66	256x256	2 500	27
		Pièce	512x512	60 000	15.66	192x132	6 000	27
		Outil	1024x1024	20 000	30	256x256	2500	80
	20	Pièce	512x512	60 000	13.75	256x256	3 000	20
		Pièce	512x512	60 000	13.75	192x132	6 000	20
		Outil	1024x1024	20 000	30	256x256	2500	70

4.2.4 Comparaison des performances du système proposé avec ceux existants

Une comparaison du système proposé dans cette étude avec ceux existants a été réalisée. Par soucis d'impartialité, seule une comparaison avec des solutions déployées sur des opérations d'usinage a été faite, car la forte cinématique du phénomène observé contraint fortement les systèmes optiques. Ainsi, un essai quasi-statique paraît moins contraignant à observer et les qualités d'images et paramètres optiques sont donc à priori forcément meilleurs que pour l'observation dans des conditions d'usinage.

En croisant les Tableau 4-1 et Tableau 4-2, il est possible de remarquer que :

- Le système proposé dans cette étude est celui qui possède les meilleures fréquences d'acquisitions et résolutions de capteurs pour les deux caméras. Cela permet donc à priori de pouvoir observer des opérations avec de plus grandes vitesses de coupe et avec des hauteurs coupées plus importantes.
- Cette étude semble être la seule où un objectif de grossissement $\times 25$ est utilisé, ce qui permet d'obtenir une meilleure résolution spatiale. Au-delà du choix des composants optiques (dont le miroir dichroïque qui est le modèle qui dispose à priori des meilleures performances sur le marché à ce jour) qui ont notamment permis de calibrer dans de bonnes conditions la caméra infrarouge, l'utilisation de cet objectif a été fortement contraint par sa profondeur de champ de l'ordre du micron. Par conséquent, toute la méthode de dégauchissage et de mise au point de l'objectif pour obtenir des images de qualité acceptable est une plus-value vis-à-vis des autres études où les profondeurs de champs étaient moins contraignantes.
- La méthode proposée est la seule où la calibration radiométrique de la caméra infrarouge est insensible au temps d'intégration. Cela permet notamment de pouvoir ajuster le temps d'intégration pour chaque acquisition aux conditions de coupe, en vue de garantir un taux de remplissage correct des pixels, et donc de pouvoir observer l'outil et l'éprouvette avec des temps d'intégrations très différents.
- Le principal défaut du système proposé semble être la complexité de mise en œuvre avec pas moins de 7 platines micrométriques de translations et 6 de rotations, donnant lieu à un système à 15 degrés de libertés, dont le dégauchissage n'est pas trivial et fastidieux. Les autres

systèmes présents dans la littérature semblent avoir moins de réglages et donc par conséquent sont possiblement moins difficiles à dégauchir et à mettre au point.

Au final, le système proposé dans cette étude est théoriquement plus performant que les autres systèmes présents dans la littérature, cependant, sa complexité de mise en œuvre implique des connaissances en optique et en expérimentation pour obtenir des images de qualité acceptable qui soient exploitables.

4.2.5 Synchronisation des moyens de mesures

Dans la mesure où les phénomènes observés dans la zone de cisaillement primaire ont des cinétiques très importantes (vitesses de déformation de l'ordre de 10^5 s^{-1}) et sont très courts (quelques millisecondes), pour ne pas dire ponctuels, la synchronisation des moyens de mesure semble nécessaire pour pouvoir analyser les données correctement.

Dans les modes de fonctionnements usuels des caméras, chaque capteur prend des images en permanence sans les enregistrer avec les paramètres d'acquisition sélectionnés (fréquence, temps d'intégration, ...). Lorsque le signal de début d'acquisition est reçu (bouton logiciel, signal trigger, ...) la caméra va enregistrer un jeu d'images sans modifier sa fréquence d'acquisition. Par conséquent, dans ce mode de fonctionnement, le temps entre l'instant où le trigger est reçu et l'instant où la première image est prise (nommé par la suite Delta T) est variable pour chaque jeu d'acquisition, comme montré en Figure 4-4(a). Ainsi, dans la mesure où deux caméras sont utilisées, le temps entre la réception du signal trigger et l'enregistrement de la première image sera aléatoire et unique pour chaque jeu d'images et chaque caméra, comme illustré en Figure 4-4(b), ce qui implique que les deux caméras ne prendront pas leurs images aux mêmes instants. L'erreur maximale de synchronisation reste tout de même calculable par la formule présentée dans l'équation suivante :

$$\text{Erreur synchronisation} = \frac{1}{2 \times \max(f_{acq \text{ caméra IR}}, f_{acq \text{ caméra VIS}})} \text{ [s]} \quad (4 - 1)$$

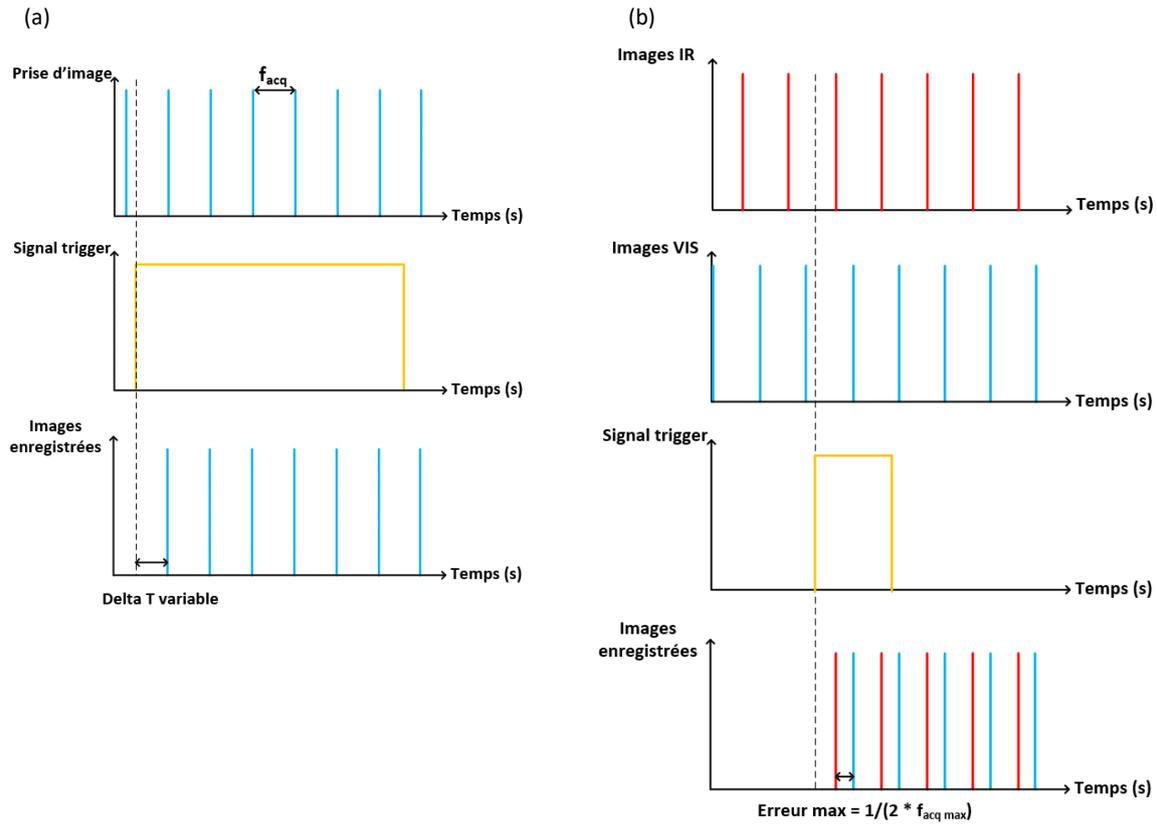


Figure 4-4. Principe de fonctionnement usuel du trigger : avec une caméra (a), avec deux caméras (b).

Dans le cadre de l'utilisation simultanée des caméras Photron Fastcam SA-Z et Telops MS-M3k, il est possible de résoudre ce problème. Pour cela, la caméra infrarouge fonctionne en mode « esclave », elle est passive (pas de prise d'images) tant qu'elle ne reçoit pas de trigger. Une fois le signal reçu, elle prend son jeu d'images suivant les paramètres d'acquisition réglés, comme montré en Figure 4-5(b). Pour la caméra visible, un mode hybride est utilisé. La caméra prend des images à la fréquence d'acquisition renseignée sans les enregistrer, puis quand elle reçoit le signal trigger, elle modifie ponctuellement sa fréquence d'acquisition pour se synchroniser sur le signal trigger, puis prend son jeu d'images avec les paramètres d'acquisition sélectionnés, comme illustré Figure 4-5(a).

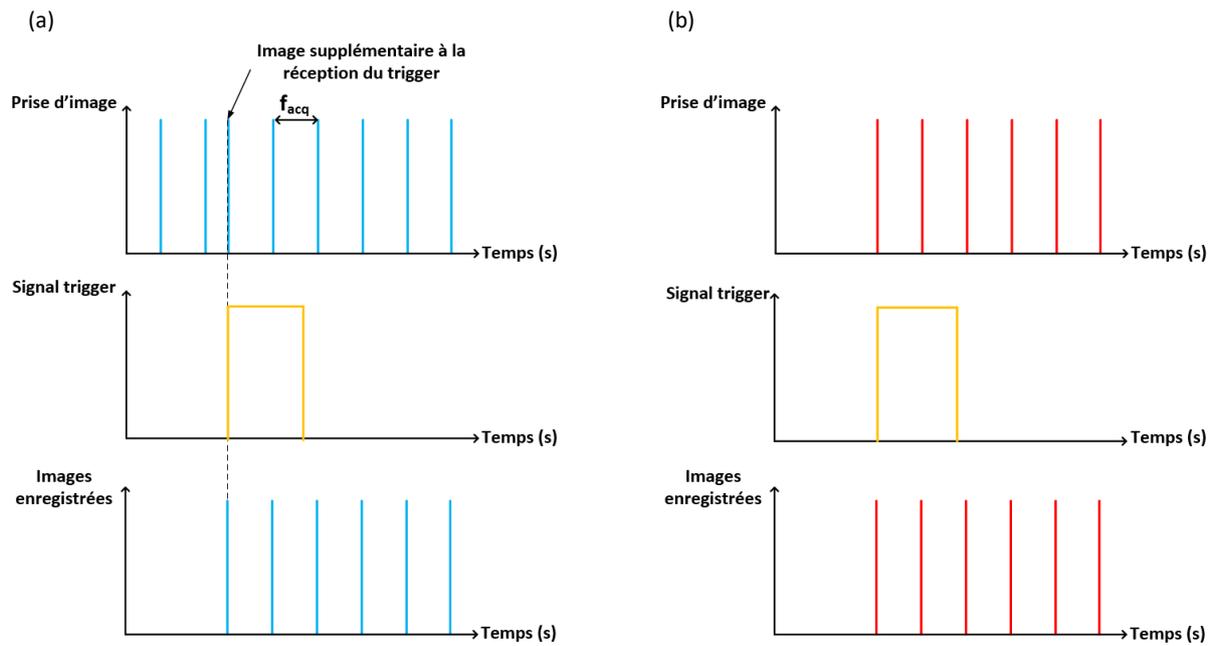


Figure 4-5. Mode de fonctionnement pour la synchronisation avec le trigger des caméras : Photron Fastcam SA-Z (a), Telops MS-M3k (b).

Afin d'estimer la qualité de synchronisation de ces deux moyens de mesures, les signaux du trigger reçus par les caméras, ainsi que les signaux en sortie de chaque caméra, qui indiquent l'instant où le détecteur commence à enregistrer son image ont été monitorés. Pour ce faire, la carte d'acquisition offrant la plus grande fréquence (1 MHz) disponible au laboratoire a été sélectionnée. Malgré des mesures à des fréquences de 1 MHz (donc une mesure toute les microsecondes), aucun défaut de synchronisation entre les caméras et aucun retard entre l'envoi du signal trigger et l'enregistrement de chaque première image n'a pu être observé. Il sera donc considéré que les deux moyens de mesures sont synchronisés à minima à la microseconde près. Dans la mesure où les temps d'intégration minimums utilisés sont de $13,75 \mu\text{s}$ dans le visible et $20 \mu\text{s}$ pour la caméra infrarouge (valeurs issues du Tableau 4-2, pour une vitesse de coupe de $20 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$), il sera considéré dans cette étude que le défaut de synchronisation des deux caméras est bien négligeable.

4.3 Choix d'une préparation de surface d'éprouvette

Dans la mesure où des caméras sont utilisées, la préparation de surface de la zone observée devient un enjeu crucial pour obtenir des images de bonne qualité. Pour favoriser la performance de l'outil de DIC, une surface mate et texturée (contrastée), permettant d'obtenir un motif hétérogène est recommandée ; alors que pour la thermographie infrarouge, une surface mate homogène avec une haute émissivité est optimale. Par conséquent, dans la mesure où les deux techniques vont être utilisées simultanément, un compromis sur la préparation de surface doit être trouvé.

A première vue, la ligne visible semble présenter moins de contraintes que la ligne infrarouge. En effet, le choix d'une préparation de surface aura pour conséquence d'étaler plus ou moins l'histogramme des niveaux de gris, et la puissance d'éclairage va permettre de déplacer l'histogramme afin de ne pas sur- ou sous-exposer le détecteur de la caméra. La ligne infrarouge est quant à elle plus contraignante. En effet, en thermographie, la plage de température observée, le temps d'intégration

et l'émissivité sont trois paramètres interdépendants (deux des paramètres fixent le troisième). De plus, lors d'une opération de rabotage, les cinématiques élevées imposent d'utiliser des temps d'intégrations courts. Ainsi, le choix d'une condition de coupe (vitesse de coupe et hauteur coupée) va fixer la plage de température observable et le temps d'intégration, ce qui limite la plage d'émissivité compatible avec de bonnes observations. Pour finir, l'émissivité dépend de la préparation de surface choisie, mais influe sur l'erreur de mesure (l'augmentation de l'émissivité réduit l'erreur de mesure). Par conséquent, la marge de manœuvre pour le choix d'une préparation de surface de la ligne infrarouge semble réduite.

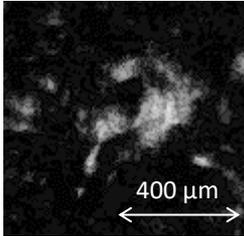
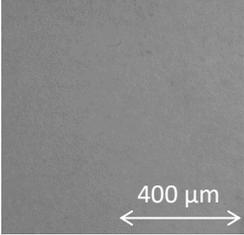
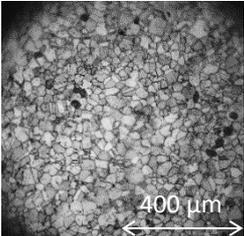
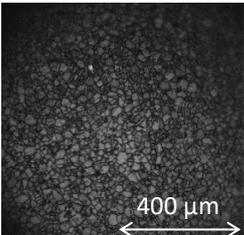
Afin de trouver le meilleur compromis possible, plusieurs préparations de surfaces ont été testées :

- Eprouvette brute d'électroérosion.
- Eprouvette polie jusqu'au grain 1 μm .
- Eprouvette polie jusqu'au grain 1 μm , puis attaquée chimiquement au réactif Adler (temps d'attaque 30 s).
- Eprouvette polie jusqu'au grain 1 μm , puis attaquée chimiquement au réactif Adler et réalisation d'un dépôt de carbone (avec des temps de dépôt variables).

Le Tableau 4-3 montre les montages expérimentaux permettant ces préparations de surfaces et l'impact de chaque étape sur la face observée, via des images prises à la caméra visible avec l'objectif de grossissement x25.

4. Observation et caractérisation des champs cinématique et thermique induits par la coupe

Tableau 4-3. Etapes de la préparation de surface des éprouvettes et impacts sur le rendu à la caméra visible.

	Préparation des échantillons	Résultat image caméra visible, tension de la LED 36 V et temps d'intégration de 30 μ s
Epreuve brute d'électroérosion dans le support de polissage		
Polissage à la polisseuse automatique avec support de polissage sur mesure		 <p data-bbox="981 1019 1380 1086">Tension de la LED de 6 V pour ne pas surexposer le capteur</p>
Réalisation d'attaque chimique au réactif Adler (temps d'attaque 30 s)		
Dépôt carbone sous vide (Agar sputter coater AGB7234-DRY)	 <p data-bbox="746 1489 874 1518">Electrodes</p> <p data-bbox="529 1989 667 2020">Epreuve</p>	

Pour chaque préparation de surface, l'émissivité a été mesurée grâce à une caméra multi spectrale (Telops MS-M3k), comme expliqué en section 3.3.3, et une analyse du motif pour la DIC a été effectuée sous Correli Q4 avec les paramètres qui seront utilisés pour l'analyse des images (ZOI : 16 pixels, nombre d'échelle : 3, et nombre maximum d'itérations pour convergence : 200). Le Tableau 4-4 résume les conditions testées ainsi que les résultats.

Tableau 4-4. Mesure d'émissivité et estimation de la qualité du motif pour la DIC de plusieurs préparations de surfaces.

	Emissivité moyenne	Ecart-type émissivité	Possibilité DIC visible
Eprouvette brute d'électroérosion	0.570	0.030	Oui, mais pas au x25
Outil poli au grain 1 μ m	0.096	0.003	NON
Eprouvette polie + attaque au réactif Adler (30 s)	0.180	0.006	OUI
Eprouvette polie + attaque + dépôt carbone (30 s)	0.390	0.022	OUI
Eprouvette polie + attaque + dépôt carbone (20 s)	0.300	0.020	OUI

D'après le Tableau 4-4 et les images du Tableau 4-3, la préparation de surface uniquement polie au grain 1 μ m ne permet pas une estimation des déplacements via la méthode de DIC, avec des erreurs de mesure raisonnables, car cette préparation de surface ne crée pas de motif, mais une surface homogène brillante, ce qui est à l'opposé du résultat recherché. L'éprouvette brute d'électroérosion permet quant à elle de réaliser des mesures DIC, mais pas avec un objectif x25, car le motif est trop grossier (il faudrait éventuellement des tailles de ZOI très grandes, mais la méthode perd alors tout son intérêt, puisque la résolution spatiale des résultats devient trop importante pour le besoin en identification inverse). Cependant, la DIC donne de bons résultats pour les trois autres préparations, le motif étant créé via l'attaque chimique au réactif Adler, mettant en évidence la microstructure et les phases présentes dans l'alliage à base de Nickel (Inconel 718). Une estimation des incertitude de mesure associée à la DIC sera faite en section 4.4.

Dans la perspective de faire de la thermographie, il semble que l'écart-type sur la mesure d'émissivité augmente avec la moyenne de cette dernière pour les préparations de surfaces testées. Cependant, l'augmentation de l'écart-type n'est pas souhaitable car une valeur moyenne unique sera retenue pour le traitement d'images. Afin de prendre une décision sur la préparation de surface à sélectionner, une estimation des erreurs de mesure de températures absolues induites l'écart-type et la moyenne d'émissivité de chaque préparation de surface a été réalisée (comme indiqué en section 3.5). Ainsi, il semblerait que la faible augmentation de l'écart-type avec l'augmentation de l'émissivité moyenne, soit moins préjudiciable que la chute de la valeur moyenne d'émissivité, pour les erreurs de mesure globales. Par conséquent, la préparation de surface garantissant la plus haute émissivité moyenne a été retenue. Ainsi, pour la suite de l'étude, le protocole de préparation de la surface des éprouvettes rabotées retenu est le suivant :

- Polissage de l'éprouvette d'Inconel 718 au grain 1 μ m grâce à une polisseuse automatique.
- Attaque chimique de l'échantillon au réactif Adler (temps d'attaque 30 s).
- Dépôt de carbone sur l'échantillon (environ 30 s).

Etant donné que le procédé de dépôt de carbone est très peu répétable, il a été décidé de mesurer l'émissivité de chaque éprouvette avant de les raboter.

L'outil de rabotage utilisé dans cette étude est en carbure. Lors d'une opération d'usinage et pour des vitesses de coupe relativement élevées, la pointe de l'outil est la zone où la température maximale est observée. Or, comme cette étude se focalise sur la zone de cisaillement primaire, la pointe d'outil sera nécessairement visible sur les images de chaque caméra. Par conséquent, comme l'outil sera à priori beaucoup plus chaud que la pièce et le copeau, il se peut que le rayonnement infrarouge de l'outil perturbe les mesures thermiques dans la zone de cisaillement primaire de l'éprouvette. Afin de palier à ce problème, la face latérale de l'outil (visible sur les images) a été polie au grain 1 μm à l'aide d'une polisseuse automatique, de manière à faire chuter son émissivité et donc sa radiance émise. Ainsi, lors de la coupe, la température radiométrique maximale mesurée par la caméra sera bien dans la zone de cisaillement primaire, et donc, des mesures de bonne qualité dans cette zone seront possible. Cependant, la chute de l'émissivité de l'outil causée par le polissage aura pour conséquence directe une augmentation des erreurs de mesure de température sur ce dernier. Le Tableau 4-5 synthétise les valeurs d'émissivités mesurées pour l'outil grâce à la caméra multi spectrale.

Tableau 4-5. Résultat de la mesure d'émissivité pour l'outil en carbure.

	Emissivité moyenne [-]	Ecart-type d'émissivité [-]
Outil en carbure poli au grain 1 μm	0.096	0.003

Pour finir, dans la littérature, Laurence Bodelot (Bodelot et al., 2008), (Bodelot et al., 2009), (Bodelot et al., 2011) a mis au point un revêtement de texture poudrée (composé de talc et d'oxydes de titane, de fer, de zinc et de chrome) en solution dans l'éthanol, projeté avec un aérographe. Ce revêtement permet d'obtenir un motif adapté à la DIC, tout en garantissant une émissivité élevée. Ce revêtement a été déployé sur un acier AISI 316L au cours d'essais de traction. Cette technique semble prometteuse et mériterait d'être approfondie en perspective de cette thèse. Une réserve est tout de même émise quant aux résolutions spatiales mises en jeu. En effet, les travaux ont été menés avec des objectifs x1, alors que dans cette étude, un objectif x25 est déployé. Par conséquent, il n'est pas certain que le revêtement soit compatible avec des résolutions spatiales si faibles, car le côté aléatoire et la taille des particules projetées sur la surface, pourraient être beaucoup trop importants avec un grossissement x25.

4.4 Article publié dans le journal : International Journal of Advanced Manufacturing Technology

L'article suivant a été publié dans le journal International Journal of Advanced Manufacturing Technology (IJAMT) :

In situ thermomechanical analysis of the primary shear zone in Inconel 718 orthogonal cutting

Corentin Poissenot-Arrigoni^{*}, Bertrand Marcon¹, Bruno Berthel², Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹

¹Arts et Metiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France

²[Ecole Centrale de Lyon, LTDS, UMR CNRS 5513, Université de Lyon, F-69134 Ecully, France](#)

*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

<https://doi.org/10.1007/s00170-024-13131-8>

In situ thermomechanical analysis of the primary shear zone in Inconel 718 orthogonal cutting

Corentin Poissenot-Arrigoni^{1*}, Bertrand Marcon¹, Bruno Berthel², Frédéric Rossi¹, Guillaume Fromentin¹

¹Arts et Metiers Institute of Technology, LaBoMaP, UBFC, HESAM, F-71250 Cluny, France

²Ecole Centrale de Lyon, LTDS, UMR CNRS 5513, Université de Lyon, F-69134 Ecully, France

*Corresponding author; e-mail: corentin.poissenot@ensam.eu

Abstract

Inconel 718 is a challenging alloy to machine, commonly employed in the aeronautic and energy industries. There is a continual need to enhance our understanding of its cutting processes to improve its machining applications. This research presents an in-situ analysis of the kinematic and thermal fields behaviour of a serrated chip, during orthogonal cutting in the primary shear zone. This study involves a specific self-designed optical system enabling the simultaneous acquisition of both a visible high-speed CCD camera and an infrared camera via a single $\times 25$ magnification reflective objective. A particular attention is brought to evaluate the accuracy of the whole optical system to measure the thermomechanical fields in the unfavourable peculiar cutting conditions among such: high strain rates, texture evolution, strong thermal gradients, very narrow observation window... The description of the digital image correlation technic within the visible range and the infrared images post-processing are both affronted, and their limitations exposed. To conclude, a deeper characterisation of the primary shear zone shape is done from the kinematic and the thermal point of views showing that, at least under the employed cutting conditions and for Inconel 718 alloy, the primary shear zone width exhibits no thickness despite the literature.

Keywords: Orthogonal cutting, In situ analysis, Full field measurements, Infrared thermography, Digital images correlation, Primary shear zone.

1 Introduction

Machining is a material removal process commonly used in industry because it allows obtaining complex shapes on hard material. However, this cutting process implies intricate mechanisms that could undergo severe thermomechanical stress on the machined material, that potentially affects the geometry and the surface integrity of the final part if inadequate cutting conditions are selected [1], [2], [3]. Then, the understanding of cutting phenomenon seems to be relevant to predict the impact of the process on the final part.

To experimentally study the thermomechanical loads induced by machining operation, the post-mortem analysis of the chip morphology during a quick stop test could be used [4]. This method gives the orientation of the primary shear band and information about the maximal stress and the temperature the material underwent through, thanks to the observation of the chip and the subsurface microstructure. To obtain in situ real time information, dynamometer and thermocouples are mainly used to respectively measure cutting force and temperatures [5]. Although, these two

means of measurement have a high acquisition rate, the dynamometer give only global cutting force and the measures are largely disrupted by the natural frequency and undesirable dynamic influences; whereas thermocouples give only local information and large strain could break down the measures [6]. Therefore, in case of serrated chip formation, it seems very hard to obtain accurate information in the Primary Shear Zone (PSZ).

More recently, full field measurement technics have allowed observing cutting in real time. Trough visible camera and Digital Images Correlation (DIC) analysis, it is possible to have access at the kinematic fields [7], and on another hand, infrared cameras permit the access to the thermal field [8]. In most machining study, only one type of camera is used, however, some contributions have successfully coupled infrared and visible cameras during orthogonal cutting operation [9] [10] [11] [12],[13]. In addition, some studies have also coupled visible and infrared cameras too, on other mechanical experiments, as tensile or Hopkinson test [14], [15], [16], [17], [18], [19]. In case of machining, it seems that the VISIR developed by Harzallah [11] appears to be up to now the most efficient thermomechanical observation system. However, the infrared camera frame rate and the selected objective seems not optimised to characterize the PSZ.

In the literature, the thermomechanical behaviour under cutting conditions leading to a continuous chip has been largely studied. Thus, it exists several more or less complex formulas to describe the PSZ, validated via experimental results or numerical simulation on specific material and cutting conditions. The contributions of [20] or [21] are ones of the most famous analytical models. However, in the case of serrated chip morphology, there is no analytical solution or numerical model validated in the general case and the complexes mechanisms of the chip formation is not completely understood.

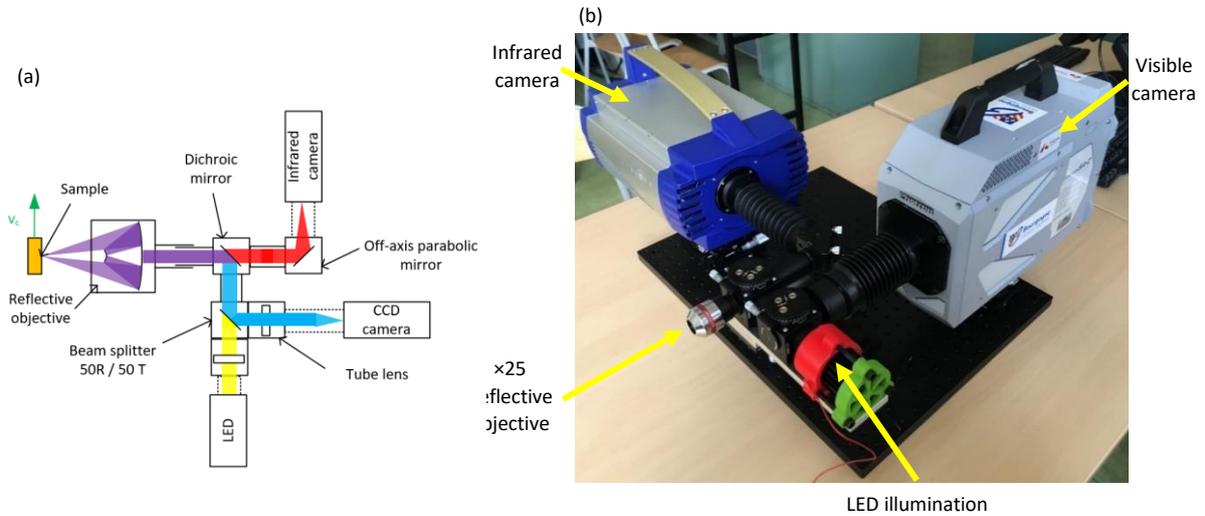
In this study, a new optical system allowing observing simultaneously the kinematic and the thermal in-plane fields is developed. Later, an analysis allowing characterizing the primary shear zone of a serrated chip formation, but being extendable to continuous chip morphology is done.

2 Experimental setup

2.1 Imaging system

To observe the kinematic and the thermal fields during orthogonal cutting, a specific optical system has been designed. The overall optical coupling system is presented on the Art.IJAMT Figure 1. Thanks to the proposed imaging system, a visible camera together with an infrared one can simultaneously record frames through a unique objective. In first, a $\times 25$ reflective objective infinity corrected, with a protected silver coating has been selected, because it operates on a large spectral range including these of the two cameras. The working distance of the objective is 12.5 mm and the depth of field is around the micrometre. Then, a platinum dichroic beam splitter separates the optical flux by wavelengths toward the adequate camera. At the exit of this component, a first optical path is dedicated to the visible camera and a second to the infrared camera. The infrared flux is focused on the sensor thanks to an off-axis parabolic mirror, whereas the visible beam is focused on the visible

camera sensor by the means of a tube lens. In addition, on the visible optical path, a beam splitter (50/50; Transmission/Reflection) has been added, in view to embed confocal illumination.



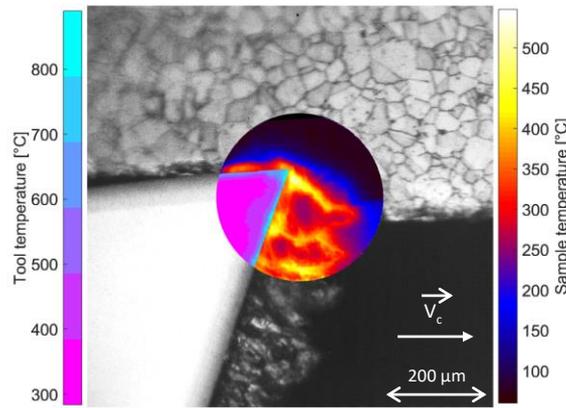
Art.IJAMT Figure 1. Presentation of the imaging system: scheme of the optical components (a), view of the system (b).

The thermal images are recorded by a Telops MS-M3k camera. This infrared camera has an InSb (Indium Antimonide) sensor operating within the spectral range of 1.50 to 5.50 μm , with a resolution of 320x256 pixel², a pitch of 30 μm , and an indicated Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) of 25 mK. For this study, a broadband filter with a spectral range of 3.11 to 5.50 μm has been used. For the visible images, a high-speed CCD camera Photron FASTCAM SA-Z has been used. This camera has a sensor resolution of 1024x1024 pixel² and a pitch of 20 μm . The Art.IJAMT Table 1 summarizes the main characteristics of the two cameras.

Art.IJAMT Table 1. Cameras and frames characteristics.

Camera	Telops MS-M3k	Photron FASTCAM SA-Z
Sensor	InSb	CMOS
Spectral range	3.11 – 5.50 μm	0.4 – 1.0 μm
Resolution	320 x 256 pixel ²	1 024 x 1 024 pixel ²
Pitch	30 μm	20 μm
Spatial resolution with a x25 objective	1.25 $\mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$	0.81 $\mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$
Maximum acquisition frame rate	3 100 Hz (image size of 320 x 256) 100 000 Hz (image size of 64 x 4)	20 000 Hz (image size of 320 x 256) 2 100 000 Hz (image size of 64 x 4)
Setting integration time	1 - 200 μs	1 - 1 000 μs

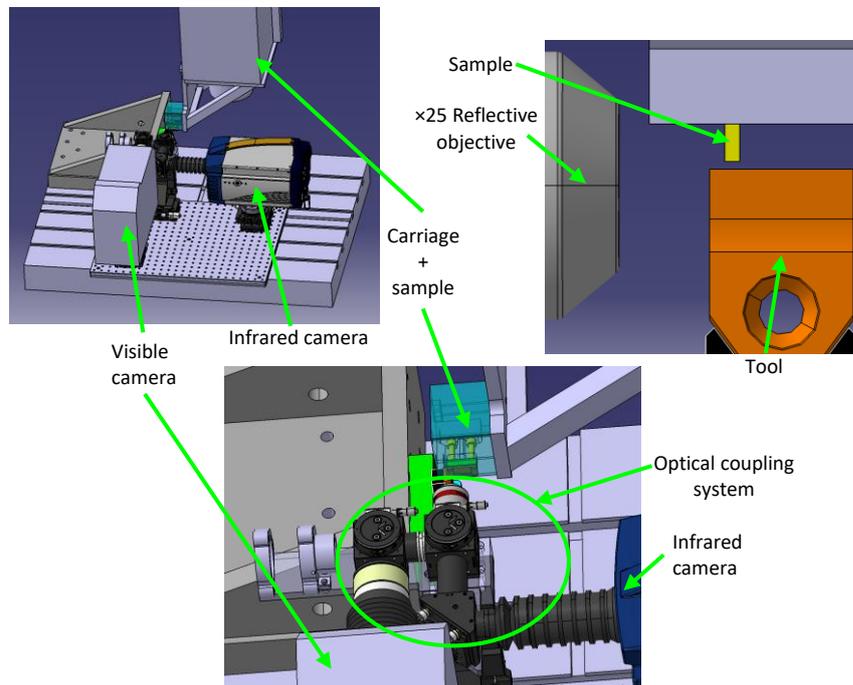
To analyze the images of the two cameras, the synchronization of these two means of measurement has to be insured. Thereby, thanks to a specific trigger and cameras settings, the two means of measurement are synchronized at the nearest of the microsecond. Given the setting, integration time of cameras will be greater than 13 μs , the synchronization is considered as suitable. At the end, the Art.IJAMT Figure 2 gives an example of one combined image obtained via the optical system developed where the thermal field is represented over the observation of the scene at the tip of the cutting tool.



Art.IJAMT Figure 2. Example of image obtained via the optical system during orthogonal cutting at $V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{TC} = 0.1 \text{ mm}$ and a rake angle of 20° .

2.2 Orthogonal cutting setup

The orthogonal cutting tests are performed during a planing operation along the x-axis of a DMG DMC 85VL 3-axis gantry milling center embedded with linear motors allowing for rather fast cutting speed ($120 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ in the X-direction). In view to facilitate the observation of the serrated chip formation, the sample is embedded on the X-axis carriage thanks to a specific part-clamping device (sample moves) and the tool is clamped on the machine table (tool is fixed). Concerning the frames acquisition, the thermomechanical observation system is placed in front of the tool. The Art.IJAMT Figure 3 shows the orthogonal cutting experimental design.



Art.IJAMT Figure 3. Orthogonal cutting configuration in the machine tool.

A 2 mm thick (Y-direction) and 30 mm in length (X-direction) sample in Inconel 718 has been machined. This super alloy used in aeronautic industry has been selected because its low thermal conductivity induces a high temperature in the primary shear zone and a serrated chip could be formed

even at low cutting speed. Therefore, the serrated chip formation process may can be observed with a low acquisition frame rate, then compatible with the limitations of the infrared camera (frame rate and integration time). For this study, an uncoated carbide tool with a rake angle of 20 ° and a cutting-edge inclination of 1.68 ° (measured once the tool is clamped in the machine) have been selected. Although the geometry of this tool is not optimised to machine nickel-based alloy, it has been chosen because its significant rake angle ($\alpha = 20^\circ$) allows limiting the lateral burr and the lateral expansion of the chip, whom could lead to blurred images due to the low depth of field of about 1 μm of the $\times 25$ reflective objective. In addition, the non-zero cutting-edge angle is necessary to bring the side burr and out of plane deformations as much as possible toward the opposite of the observed surface. To finish, the Art.IJAMT Table 2 presents cutting conditions and cameras setting used for each pass.

Art.IJAMT Table 2. Camera settings (f_{acq} : frame acquisition rate, IT: Integration Time) in correspondence to cutting conditions used in this study (h_{TC} : cut thickness, V_c : cutting speed).

Test	Cutting conditions		Infrared camera setting			Visible camera setting		
	h_{TC} [mm]	V_c [m.min ⁻¹]	Resolution [pixel ²]	f_{acq} [Hz]	IT [μs]	Resolution [pixel ²]	f_{acq} [Hz]	IT [μs]
1	0.1	4	192×132	4 000	90	1 024×1 024	20 000	35.00
2	0.1	10	192×132	6 000	37	1 024×688	30 000	26.25
3	0.1	15	192×132	6 000	27	512×512	60 000	15.66
4	0.1	20	192×132	6 000	20	512×512	60 000	13.75

2.3 Images characterisation and processing

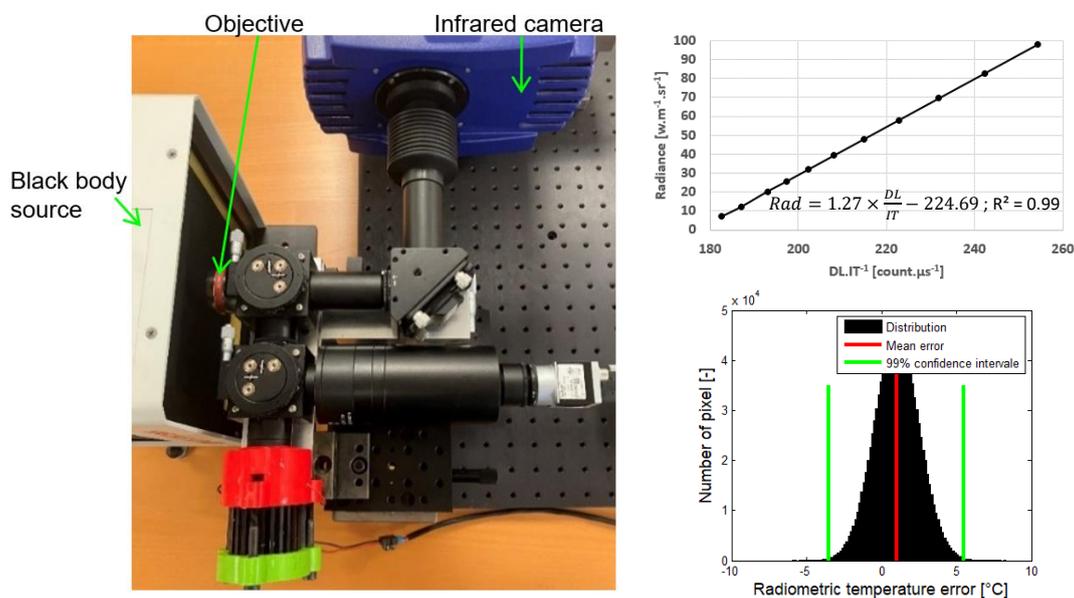
Given that cameras are used, the observed surface preparation of the samples could have a significant influence on the quality of the recorded experimental data, either within the visible range for the displacement fields from DIC analysis (inhomogeneous surface pattern, correlation error, etc), and within the infrared range (emissivity, reflections, etc). It is well known that for digital images correlation, a randomly textured surface is the optimum, whereas a mat homogeneous surface with as high as possible emissivity is recommended for the infrared thermography. Therefore, to perform the two technics simultaneously, a trade-off must be found. Therefore, the sample is polished and etched by Adler solution to create a speckle pattern for the DIC purpose, and a thin carbon coating is added to raise the emissivity of the observed scene by darkening the surface and being enough transparent to keep the Inconel microstructure (emphasized by the Adler chemical attack) exploitable by the DIC software.

A defect in optical component or in the mirror alignment could lead to distortions along both optical paths. The magnification assessment has been conducted through two different methods: by DIC and with the observation of calibrated indentations prints (obtained by Knoop and Vickers tests). According to the Art.IJAMT Table 3, the spatial resolution of the visible path is 0.81 $\mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$ and 1.25 $\mu\text{m}.\text{pixel}^{-1}$ for the infrared path.

Art.IJAMT Table 3. Assessment of the spatial resolution of each optical path.

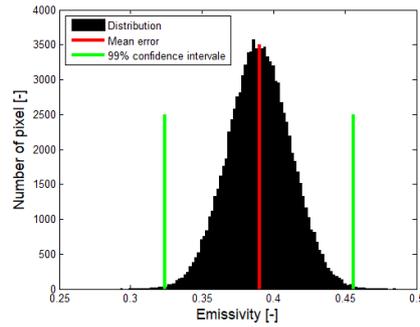
Test	Visible path			Infrared path		
	Test mark size [pixel]	Test mark size [μm]	Spatial resolution [$\mu\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$]	Test mark size [pixel]	Test mark size [μm]	Spatial resolution [$\mu\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$]
Indentation 1	231	187	0.810	149	187	1.255
Indentation 2	148	120	0.811	96	120	1.250
Indentation 3	79	64	0.810	51	64	1.254
DIC			0.811			1.250

Based on [22], an integration time insensitive and pixel wise radiometric calibration has been implemented. A CI System SR-800R-7A-ET-HU black body source has been used to obtain the experimental data required to implement the radiometric calibration, as shown of the Art.IJAMT Figure 4(a). According to the Art.IJAMT Figure 4 (b), the digital levels fluxes of the infrared camera evolve linearly compared to the radiance of the observed black body source. Then, the calibration curve is a straight line. Therefore, only few experimental points are necessary to create a global calibration on large temperatures range (this point being widely affronted in [22]). The Art.IJAMT Figure 4 (c) presents the assessment of the calibration. Based on more than 1 200 000 measures, this radiometric calibration leads to a mean error of +1.02 °C, a standard deviation of 1.50 °C, and all the values have an error included in the interval [-5.93 ; +8.28] °C.



Art.IJAMT Figure 4. Radiometric calibration procedure: experimental set up (a), calibration curve (b), and radiometric calibration error (c).

According to [23], thanks to the Telops MS-M3k multispectral infrared camera mounted with pairs of filters and used as bi-chromatics pyrometer, a mean emissivity (ϵ) of 0.39, with a standard deviation of 0.02 has been measured on the spectral range 3.11-5.50 μm for the observed Inconel 718 sample, as shown on the Art.IJAMT Figure 5. Therefore, for the rest of the study, a constant emissivity of 0.39 will be used for the image processing.



Art.IJAMT Figure 5. Distribution of the emissivity of the Inconel 718 sample polished and chemically attacked by Adler solution.

The conversion from the radiance to the absolute temperature is possible thanks to equation developed by [24].

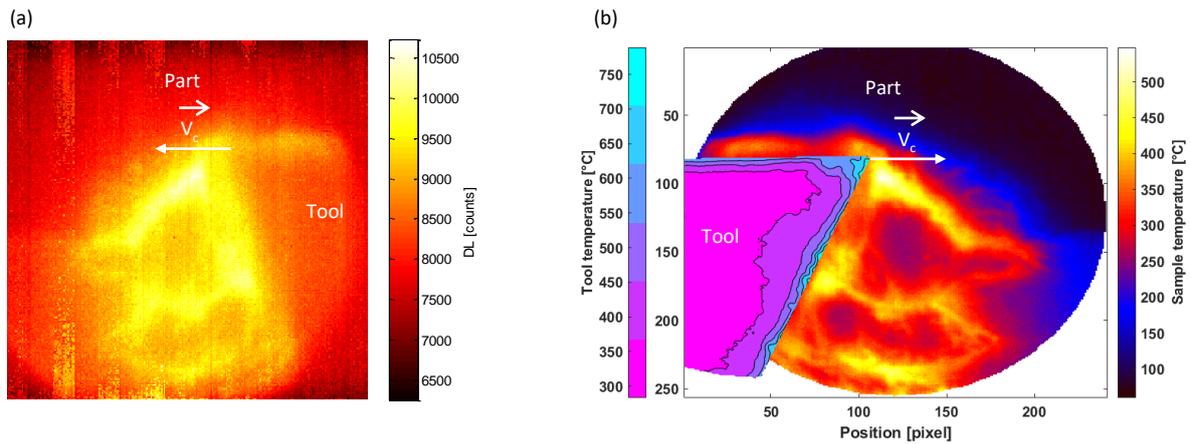
$$Rad(Im_{X,Y}) = \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2} * \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{Im_{X,Y}}}\right) - 1} d\lambda + (1 - \epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}) * \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{env}}\right) - 1} d\lambda$$

with Rad and T , the radiance and the absolute temperature of the pixel with the coordinates X, Y for the image Im , $\epsilon_{\lambda_1, \lambda_2}$ the emissivity of the observed scene, λ_1, λ_2 the spectral range of the infrared camera, h the Planck constant, k the Boltzmann constant, c the celerity of the light, T_{env} the radiometric temperature of the environment. The usual Planck's law expressed for a solid angle not having analytical solution, the integral is calculated numerically by the trapeze method with a step of $3.9 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, which discretizes the spectral band in 1000 elements with a considered low residue. The Art.IJAMT Table 4 summarizes parameters uses to convert the digitals levels given by the camera in absolute temperatures.

Art.IJAMT Table 4. Input parameters necessary to convert the radiance of a pixel in absolute temperature.

Parameters	Values
Planck constant: h	$6.6226176 \times 10^{-34}$ [J.s]
Boltzmann constant: k	1.380662×10^{-23} [J.K ⁻¹]
Celerity of the light: c	2.998×10^8 [m.s ⁻¹]
Spectral range of the IR camera sensor: $\lambda_1 - \lambda_2$	3.11 - 5.50 [μm]
Environment temperature: T_{Env}	20.0 [°C]
Emissivity: ϵ	0.39 ± 0.02 [-]
Wavelength discretization for the Planck's equation integral	3.90×10^{-4} [μm]
Temperature discretization for Planck's equation integration	0.1 [K]

Finally, the Art.IJAMT Figure 6 presents a result of the thermal image processing to access the absolute temperature of the observed scene. Beyond the method allows to convert digital levels in absolute temperature, an important numerical processing is applied through the radiometric calibration to homogenize the pixel response and have accurate and reliable thermal data.



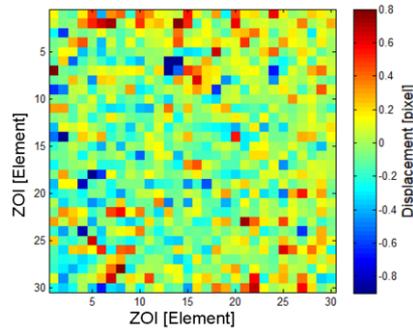
Art.IJAMT Figure 6. Example of the thermal image processing of an Inconel 718 orthogonally cut, with $V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{TC} = 0.1 \text{ mm}$: raw data in digital level from the infrared camera sensor (a), absolute temperature post-processed data (b).

The characterization of the kinematic fields in the primary shear zone by the DIC method does not seem trivial. Indeed, the large deformations (both in-plane and out of plane) in this zone can alter the shades of gray levels (DIC being based on the grey level conservation principle) or even make the images blurry. The strong kinetics observed in this zone can also induce streaking phenomena and therefore blurred images that will have the direct consequence of degrading the uncertainty of DIC measurement. It is thus obvious that in the context of machining, the images obtained are degraded compared to quasi-static mechanical tests. According to Hild and Roux [25], a DIC method based on a global approach seems more efficient to measure complex displacements with noisy reference images compared to a local DIC method. In addition, according to [26][27][28], a global DIC approach seems to be more adapted than a local method to estimate discontinuous deformation. Therefore, the Correli Q4 software [29], which is based on a global approach, is selected. The Art.IJAMT Table 5 summarizes the configuration of this DIC software, according to [29], and the results of the pre-analysis modules available in the software to minimize the correlation errors by selecting the best discretization size, called zone of interest (ZOI), number of scales, and the number of iterations to reach a satisfying convergence of the calculation.

Art.IJAMT Table 5. Setting of the Correli Q4 software for the DIC analysis.

Zone of Interest (ZOI) size	16 pixels
Number of scales	3
Maximum number of iterations	200
Type of calculations	Incremental DIC calculations

To characterize the DIC performance and optical distortions, a pass with the correct cutting speed but without machining is performed (only sample translation) and a DIC calculus has been realized. As shown on Art.IJAMT Figure 7, after removing the rigid body motion, a standard deviation of 0.23 pixel (corresponding to $0.18 \mu\text{m}$) is obtained for the total displacement and all the results are included in the interval $[-0.9 ; 0.8]$ pixel (corresponding to $[-0.73 ; 0.65] \mu\text{m}$). Therefore, in the rest of the study it will be considered that all DIC results are included within the range of $[-0.73 ; 0.65] \mu\text{m}$. These results show a drawback in alignment of the optical components since the errors are spread uniformly over the observed surface.



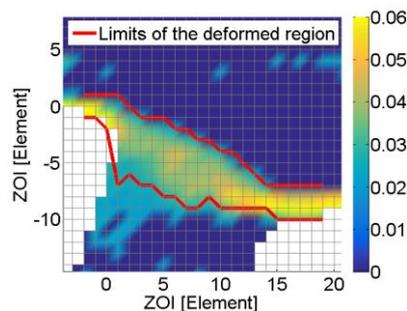
Art.IJAMT Figure 7. Assessment of the DIC calculation errors by ZOI over the observed Inconel 718 sample surface (polished, Adler chemical attack, no machining, and $V_c = 20 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$), 1 ZOI = 16 pixels.

In the end, thanks to a camera coupling system, a milling operation was instrumented, making it possible to simultaneously observe the kinematic and the thermal fields under cutting conditions.

3 Results and discussion

3.1 Analysis of the strain in the primary shear zone

To study the mechanical characteristics of the primary shear zone, DIC analysis is performed. Firstly, to define the localization of the strain, a mean of the equivalent Von Mises strain, based on the analysis of 1200 consecutive images (corresponding approximately to the creation of 25 segments), after the cutting stabilized has been calculated (far from the tool entrance into the work material and far from its exit). In addition, the limits of the deformed area have been defined, as shown on the Art.IJAMT Figure 8 (red lines). It is important to note that the absolute strain values depend on the acquisition frame rate of the visible camera, because incremental DIC has been used. However, the use of incremental DIC has no impact on the localization of the deformed region.



Art.IJAMT Figure 8. Localisation of the deformed area with the mean of the equivalent Von Mises strain at $V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{TC} = 0.1 \text{ mm}$.

According to the Art.IJAMT Figure 8, it seems that the deformed region may be likened to an oval shape, rather than a band. To complete the analysis, the mean width and length of the deformed zone has been estimated at respectively 42 and 249 μm . By using the same method, the analysis of the

deformed region has been conducted for others cutting conditions. The results are synthetized in the Art.IJAMT Table 6.

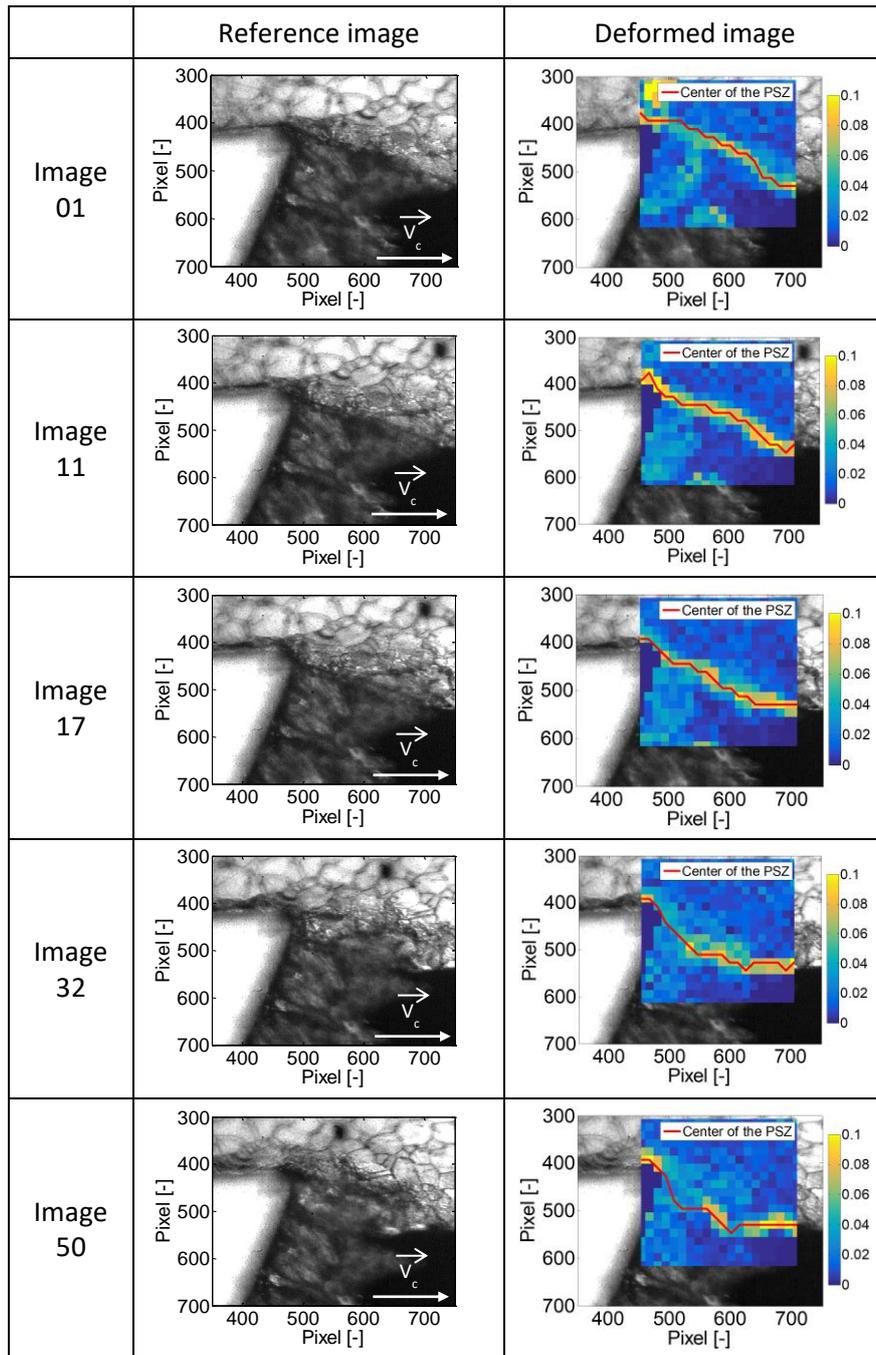
Art.IJAMT Table 6. Characteristics of the primary shear zone for different cutting conditions.

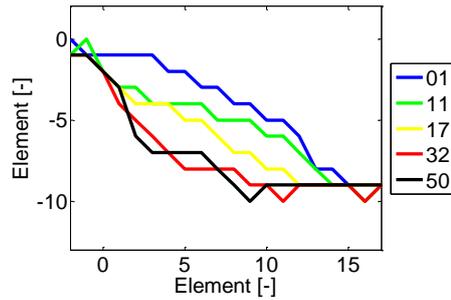
Cutting conditions		Deformed zone characteristics	
V_c [m.min ⁻¹]	h_{TC} [mm]	Width [μ m]	Length [μ m]
4	0.1	42	249
10	0.1	38	245
15	0.1	46	247
20	0.1	40	248

According to the Art.IJAMT Table 6, it seems that the cutting speed has no significant influence on the size of the deformed shape localized close to the primary shear zone, which agrees with the literature.

As mentioned before, these first results are based on the formation of several segments (25). Then, it is not really possible to define at each instant the characteristics of the primary shear zone. To define more accurately the mechanical aspect of this specific region, the analysis of the formation of one segment (that represents approximately 50 consecutive images for a cutting speed of 4 m.min⁻¹) has been done. For this, for each image, the center of the primary shear zone is determined by assuming that its center is localized where the largest strain is observed. The Art.IJAMT Table 7 shows the reference image and the DIC results with the center of the PSZ, plotted arbitrarily for 5 different images along the formation of one segment. In addition, on the Art.IJAMT Figure 9, the curves of the centers of the primary shear zone of each image presented in the Art.IJAMT Table 7, are plotted on the same graphic, in order to track the evolution of the localization of the primary shear zone at different instants of the segment formation.

Art.IJAMT Table 7. DIC results at different instants of a segment formation ($V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{rc} = 0.1 \text{ mm}$).

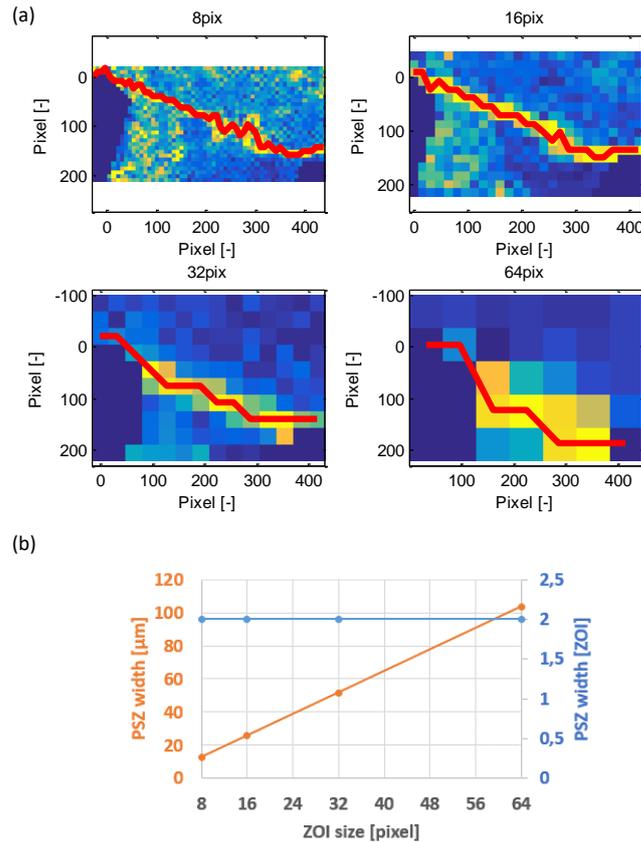




Art.IJAMT Figure 9. Analysis of the formation of a segment ($V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{TC} = 0.1 \text{ mm}$).

Firstly, according to the Art.IJAMT Figure 9, it seems that the center of the primary shear zone is not fixed over time and its shape evolves with different forms of curves. At the start of the segment creation (image 1), the center of the primary shear zone looks like a convex curve, then at the middle (image 117), it fits to a straight line and to finish (image 150), it seems to be similar with a concave curve. These different shapes of the primary shear zone could be explained by the fact that the non-deformed material moves at the imposed cutting speed, and then, the deformed material is pressed by the flow of the undeformed material. At the end, it seems that the localization of the primary shear zone is not fixed during the process of the segment formation.

Secondly, based on each DIC results presented in the Art.IJAMT Figure 10, it seems that the width of the PSZ is approximately of 2 ZOIs (with a ZOI size of 16 pixels). However, all the DIC calculations have been realized with the same ZOI size and the mesh is not aligned with the strain, then it seems not possible to conclude about the width of this region, with these results. It is accepted by the community that the PSZ has a so-called width, as in Grezik's [30] geometrical model for example. Nevertheless, it seems not that obvious when looking at the PSZ with sufficient magnification. To try to define correctly a PSZ width, DIC computation is performed on the same reference and deformed images (respectively images number 11 and 12) varying only the ZOI size from 8 to 64 pixels as represented in the Art.IJAMT Figure 10.



Art.IJAMT Figure 10. Description of the PSZ width for different ZOI sizes from 8 to 64 pixels: DIC results (a), PSZ width according to DIC results (b).

As shown in Art.IJAMT Figure 10(b), the deformed width and then the potential PSZ width, is constant with a value of 2 ZOIs, no matter the size of the ZOI. Then, via the application of the spatial resolution, this parameter value would rise depending on the ZOI size, that it seems not reasonable. Thus, it seems that the DIC method, with ZOI sizes used in this study (8 pixels or higher) is not able to accurately characterize the PSZ width. Therefore, in these specific experimental conditions (sample in Inconel 718; $V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{TC} = 0.1 \text{ mm}$), if the PSZ has any dimension, is for sure at least lower than $12.96 \mu\text{m}$ (result obtained for a ZOI of 8 pixels). In addition, based on these results and the videos recorded during orthogonal cutting, where it is possible to see a slipping during the formation of a segment, it could be possible to consider that the PSZ is the result of the slipping of two surface and then it has no width. However, the results presented in this study do not allow validating or refuting definitely this hypothesis.

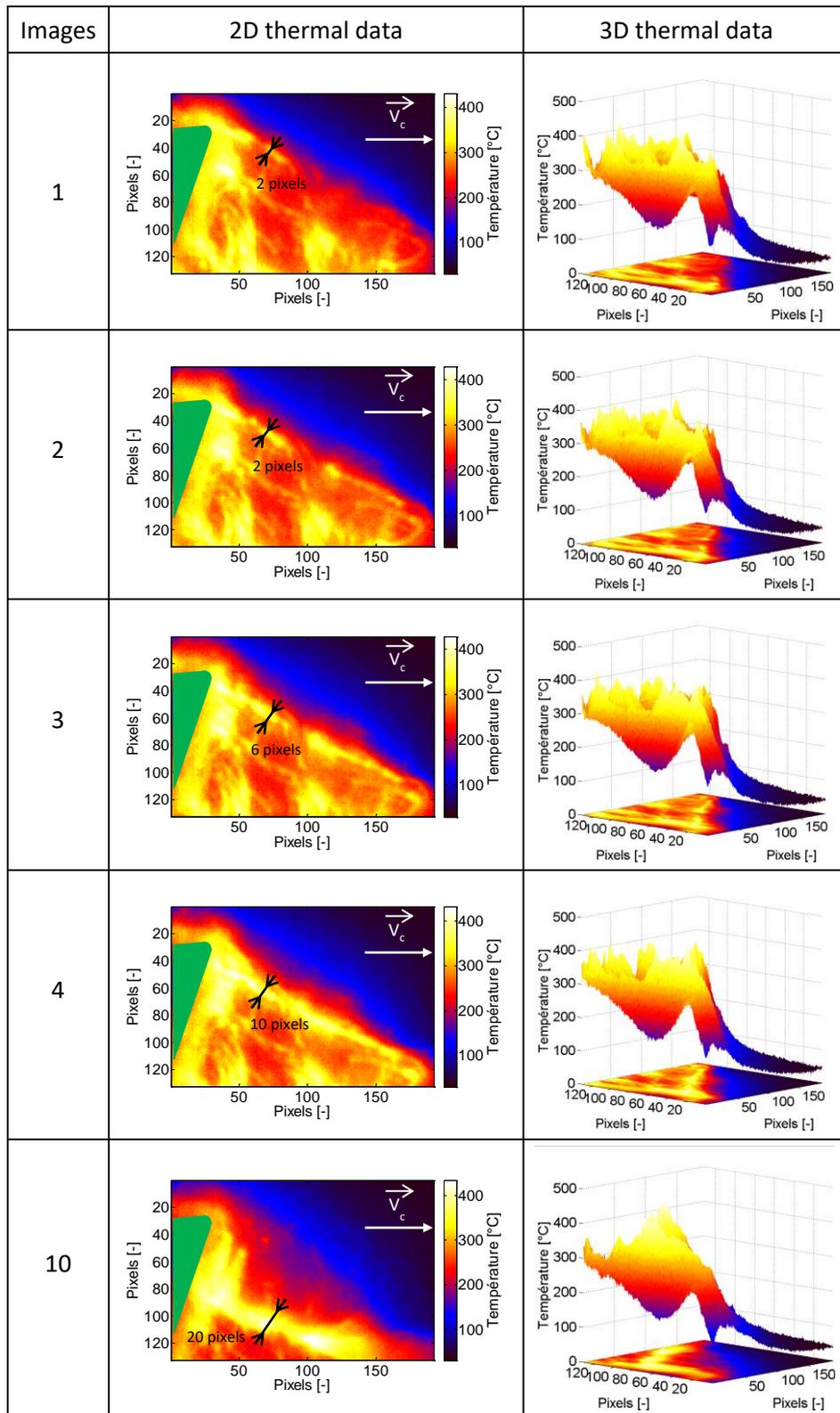
At the end, it seems that in these experimental conditions, leading to the formation of serrated chip, the strain in the primary shear zone evolves in a deformed oval-shaped region with time. In addition, at a specific instant, the shape of the primary shear zone is not necessary a straight line, but a convex or a concave curve depending on the progress in the process of the serrated chip formation. To finish, the elements of this study do not allow concluding about a primary shear zone width and suggesting that it has no width, because it could result in a slipping of two surface.

3.2 Thermal characteristics in the primary shear zone

To extend that the analysis of strain via the DIC method did not allow to define clearly the characteristics of the primary shear zone, it has been decided to try to improve its understanding using thermal field data. However, the infrared camera does not offer a high acquisition frame rate like the visible camera. Therefore, to have the most images possible during the creation of one segment, the data from the test with a cutting speed of $4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ have been exploited.

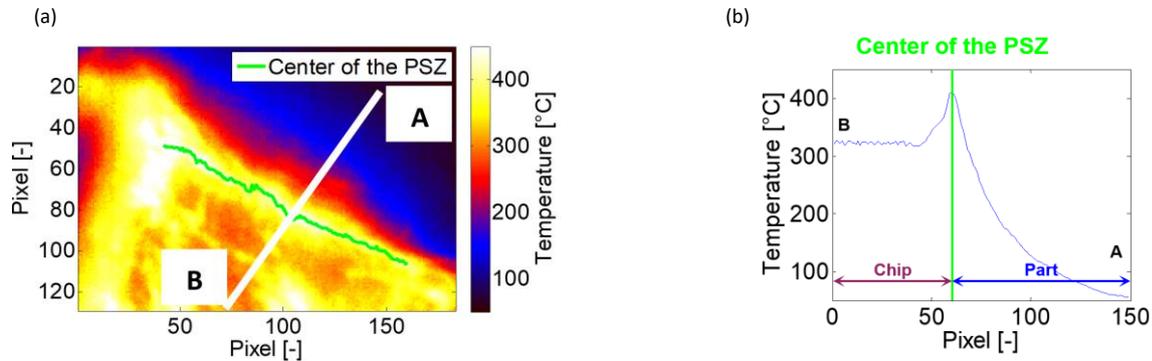
The Art.IJAMT Table 8 presents the thermal field of the primary shear zone during the formation of one segment. Firstly, according to the image 1, it seems that the heat source starts close to the tool tip, and then, based on image 2 to 4, it spreads toward the free side of the chip. To extend that, the tool tip is a region with a large compression strain that could be the initiation mechanism of the segment and hence constitutes an important heat source. These observations are corroborated by [31], which observed the same mechanism initiating the formation of a segment (from the tool tip, to the free edge of the chip) in a Ti6Al4V, using a visible camera.

Art.IJAMT Table 8. Absolute temperature (with $\varepsilon = 0.39$) in the primary shear zone during the formation of a segment ($V_c = 4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$; $h_{rc} = 0.1 \text{ mm}$).



To try to establish the thermal characteristics of the PSZ, the center of this region has been defined once again in the same way than for the DIC analysis (previous subsection), by considering that the center of this zone is localized where the temperature reaches its maximum (as shown in example

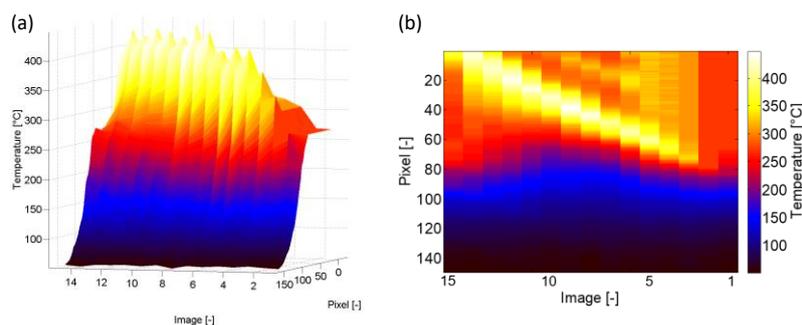
on the Art.IJAMT Figure 11 (a)). Next, a straight-line perpendicular to the center of the primary shear zone is traced and for each pixel of this straight line, the mean temperature parallel to the primary shear zone is calculated. As a result, for each image, a profile curve of the temperature is obtained, as presented on the Art.IJAMT Figure 11(b).



Art.IJAMT Figure 11. Definition of the center of the PSZ and this perpendicular straight line, mean temperature perpendicular to the primary shear zone for the image 4.

On this profile curve, from pixels 150 to 67, corresponding to the pixels in the work part, a rise of the temperatures is observed. Then, at the pixel 66, the maximum temperature corresponding at the center of the thermal primary shear zone is observed. To finish, from pixel 65 to 1, the cooling in the chip is observed. Based on this profile curve, it seems not trivial to define clearly a width of the primary shear zone, because the diffusivity of the heat in the material, induces continuous smooth temperatures, not allowing identifying singular points considered than boundaries of the primary shear zone. A criterion based on temperature gradient cut-off could be established, however, the elements of this study are unclear from determined an objective cut-off value.

By plotting temperatures profiles for different images, it is possible to obtain the temperature evolution during the formation and development of a single segment, as shown on the Art.IJAMT Figure 12.



Art.IJAMT Figure 12. Monitoring of the creation and development of a single segment over time.

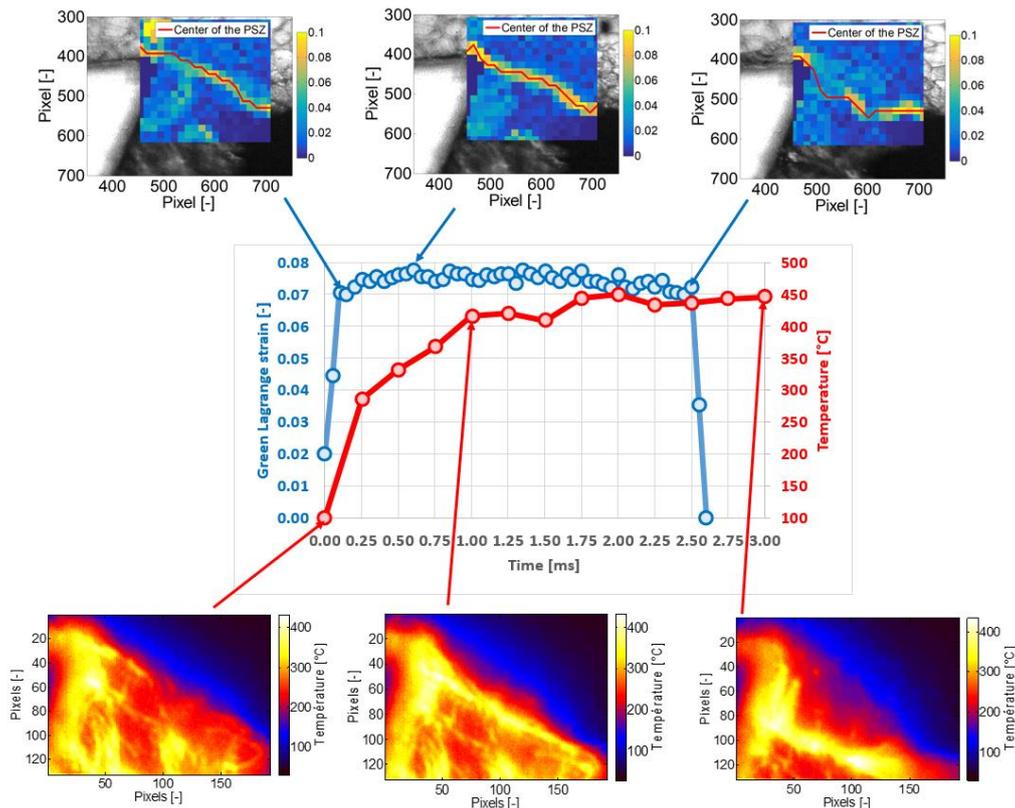
According to the Art.IJAMT Figure 12(b), it seems that the width of the hot region increases with time. In fact, it is possible to see that the portion of material with a temperature upper than 350 °C (corresponding to colors yellow and white on the Art.IJAMT Figure 12), is empty at the image 1 and higher than 20 pixels at the image 15. To complete this observation, the width of the hot temperature region has been estimated directly on each image, as shown on the Art.IJAMT Table 8. The estimated width started with a size of 2 pixels at the image 1 and finished with a size of 20 pixels at image 10.

Thus, the width of the hot region expands with the progress of the creation of the segment. However, the size of the hot region does not necessarily correspond to the size of the heat source, because via the diffusivity of the material, the heat is conducted into the sample. In addition, given that for images 1 and 2, the width of the measured heat source is 2 pixels, it is conceivable that the means of measurement is not able to characterize this size. It is just possible to say, as previously, that at the initiation of the segment, the width of the heat source in the primary shear zone has a size equal or inferior at 2 pixels, corresponding to 2.50 μm .

According to the Art.IJAMT Figure 12(a), it seems that from images 1 to 6, the temperature in the center of primary shear zone (corresponding to the pic of temperature) rises at each image, and then, from images 7 to 15, the temperature is relatively constant. The rise in temperature may be explained by a heat source caused by material deformation, and after, the maximum temperature stops to rise because there is no more heat source. However, to confirm or refute this hypothesis, a simultaneous analysis of kinematic and thermal field should be done.

3.3 Comparison between strain and temperature fields and interest of the coupled system

As a reminder, both cameras observe through a single lens, thanks to the developed optical system. Additionally, in this study, particular attention has been given to the synchronization of measurement means. It has been demonstrated that the cameras' synchronization error is less than a microsecond. Consequently, as the thermal and visible cameras observe the same scene at the same moment, it is possible to conduct simultaneous analyses of both the kinematic and thermal fields.



Art.IJAMT Figure 13. Evolution of the strain and the temperature in the PSZ toward the time, with $V_c = 4 \text{ min. min}^{-1}$; $h_{TC} = 4 \text{ m. min}^{-1}$.

In accordance with the Art.IJAMT Figure 13, depicting the evolution of average deformations and temperatures in the primary the shear zone during the creation of a segment, it can be observed that the onset and rise in deformation are sudden, while the temperature increase is rather slow and smoothed. Moreover, there is a temporal delay in the temperature rise compared to deformations. To finish, in theory, the temperature curve should descend after a certain time; however, this observation could not be made, because the field of view of the infrared camera is too small to observe the phenomenon.

The observed temporal delay in the thermal field compared to the strains can be explained by several hypotheses. Firstly, the camera observes the lateral face of the specimen, which is directly subjected to convection with the air. It is therefore not certain that this delay is present at the center of the specimen. It has been shown in the literature by [32], [33], [6] that the center of the specimen is hotter than its lateral faces for a continuous chip in a steady-state, but no study has focused on the temporal evolution of temperature in the depth of the specimen. Secondly, in this study, it was assumed that the emissivity is constant for thermal data post-processing. However, the temperature increase could lead to chip oxidation and, consequently, an undesired increase in emissivity (resulting in higher absolute temperature assessment than actual ones since a lower and homogeneous emissivity is assumed). In practice, the measured temperatures are below the characteristic oxidation temperatures of Inconel 718 (around 600 °C), and no visual oxidation has been observed on the chip. However, this visual inspection does not exclude a local change in emissivity at the micron scale, which is the order of magnitude of the spatial resolution of the camera. Lastly, material diffusivity phenomena could partly influence the average temperature and thus be a source of temporal shift in the observed temperature on the lateral face of the specimen. Nevertheless, no data is available about

the time needed for the oxidation to take place, the delay of about 1 ms seems rather short and this only reason for the temperature increase cannot explain by itself the whole phenomenon.

To resume, it seems that the strain and the temperature curves could be correlated, although there is a time delay for the thermal curve. However, with the elements of this study, it is not possible to affirm that the heat source is caused by the strain undergoing in the material because the DIC technic as set here, is not able to characterize accurately the width of the primary shear zone and the infrared camera allows just to identify a hot region and not to define heat sources.

4 Conclusion

Thanks to a specific optical system, an orthogonal cutting experiment has been observed simultaneously by a visible and an infrared camera, providing access to the experimental thermomechanical field. Although difficult for carry out, due to its low depth of field, the deployment of a $\times 25$ reflective objective has allowed accurate observations with low spatial resolution.

A DIC analysis of the strain undergoing in the part in the primary shear zone shown that at each instant, the deformed region has a specific shape, from a convex curve at the initiation of the of the process, to the concave curve at the end of the creation of the segment, including a straight line at the middle. A characterization of the kinematic width of the primary shear zone has been attempted, however, in the conditions of this study, the value of this parameter is too low to be determined accurately by the DIC method and the optical system limits. Nevertheless, the analysis tends toward a null PSZ width even though this statement contradicts the concept of a PSZ width largely expressed in literature. To mitigate this strong comment, one should separate what is usually considered a PSZ width after post-mortem observation (effective deformation of the microstructure around the shearing plan. Therefore, just an upper bound of the width of the primary shear zone has been established. However, based on the analysis of several segment, a deformed region in which the primary shear zone moves at each instant, has been defined. The size of this region being stable in time, a width and a length of this zone could be established for different cutting conditions.

Thanks to the data of the infrared camera, the thermal field has been analysed. According to them, it seems that the heat source starts at the tool tip (or really nearby) and then propagates towards the free edge of the material. As for the mechanical behaviour, attempts to measure the width of the primary shear zone in the thermal field found some limitations. Among them, the continuous temperature due to the diffusivity of the heat in the material did not allows establishing an accurate and objective boundary of this zone. It is suggested that the heat source in the primary shear zone could be the consequence of the material strain. However, the size of the observed phenomena is too low to confirm this hypothesis.

To finished, given neither the infrared camera nor the DIC method is able to defined the width of the primary zone (width of heat source and deformed zone at each instant inferior to 2.5 and 12.96 μm respectively), and according to recording videos, it may be possible to consider that the primary shear zone as no width and results mainly, if not entirely, in a slipping of two surfaces one above the other.

References

- [1] X. Liang and Z. Liu, 'Experimental investigations on effects of tool flank wear on surface integrity during orthogonal dry cutting of Ti-6Al-4V', *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, vol. 93, no. 5–8, pp. 1617–1626, Nov. 2017, doi: 10.1007/s00170-017-0654-x.
- [2] S. Y. Chau, S. To, H. Wang, W. S. Yip, K. C. Chan, and C. F. Cheung, 'Effect of cutting speed on surface integrity and chip formation in micro-cutting of Zr-based bulk metallic glass', *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, vol. 114, no. 11–12, pp. 3301–3310, Jun. 2021, doi: 10.1007/s00170-021-06863-4.
- [3] B. Wang and Z. Liu, 'Influences of tool structure, tool material and tool wear on machined surface integrity during turning and milling of titanium and nickel alloys: a review', *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, vol. 98, no. 5–8, pp. 1925–1975, Sep. 2018, doi: 10.1007/s00170-018-2314-1.
- [4] R. M'Saoubi and L. Ryde, 'Application of the EBSD technique for the characterisation of deformation zones in metal cutting', *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 405, no. 1–2, pp. 339–349, Sep. 2005, doi: 10.1016/j.msea.2005.06.002.
- [5] I. Lazoglu *et al.*, 'Thermal analysis in Ti-6Al-4V drilling', *CIRP Ann.*, vol. 66, no. 1, pp. 105–108, 2017, doi: 10.1016/j.cirp.2017.04.020.
- [6] I. Hamm, G. Poulachon, F. Rossi, and H. Biremaux, 'Innovative experimental measurements of cutting temperature and thermal partition during Ti-6Al-4V orthogonal cutting', *Procedia CIRP*, vol. 102, pp. 281–286, 2021, doi: 10.1016/j.procir.2021.09.048.
- [7] T. Baizeau, S. Campocasso, G. Fromentin, and R. Besnard, 'Kinematic Field Measurements During Orthogonal Cutting Tests via DIC with Double-frame Camera and Pulsed Laser Lighting', *Exp. Mech.*, vol. 57, no. 4, pp. 581–591, Apr. 2017, doi: 10.1007/s11340-016-0248-9.
- [8] J. C. Outeiro, A. M. Dias, and J. L. Lebrun, 'Experimental Assessment of Temperature Distribution in Three-Dimensional Cutting Process', *Mach. Sci. Technol.*, vol. 8, no. 3, pp. 357–376, Dec. 2004, doi: 10.1081/MST-200038984.
- [9] I. Arriola, E. Whinton, J. Heigel, and P. J. Arrazola, 'Relationship between machinability index and in-process parameters during orthogonal cutting of steels', *CIRP Ann.*, vol. 60, no. 1, pp. 93–96, 2011, doi: 10.1016/j.cirp.2011.03.082.
- [10] D. Zhang, X.-M. Zhang, and H. Ding, 'A Study on the Orthogonal Cutting Mechanism Based on Experimental Determined Displacement and Temperature Fields', *Procedia CIRP*, vol. 46, pp. 35–38, 2016, doi: 10.1016/j.procir.2016.03.176.
- [11] M. Harzallah, 'A coupled in-situ measurement of temperature and kinematic fields in Ti-6Al-4V serrated chip formation at micro-scale', *Int. J. Mach. Tools Manuf.*, p. 16, 2018.
- [12] C. BONNET, T. POTTIER, and Y. Landon, 'Conférence Manufacturing'21 Angers, 10-11 juin 2021 Validation d'un modèle numérique de la coupe oblique du Ti-6Al-4V par mesures de champs thermomécaniques couplées', presented at the Manufacturing'21, Angers, Jun. 2021.
- [13] C. Bonnet, 'Analyse multi-échelle du chargement thermomécanique induit au cours du perçage du Ti-6Al-4V', These de doctorat, Ecole nationale des Mines d'Albi-Carmaux, 2021. Accessed: Oct. 16, 2023. [Online]. Available: <https://www.theses.fr/2021EMAC0021>
- [14] E. A. Pieczyska, S. P. Gadaj, W. K. Nowacki, and H. Tobushi, 'Phase-Transformation Fronts Evolution for Stress- and Strain-Controlled Tension Tests in TiNi Shape Memory Alloy', *Exp. Mech.*, vol. 46, no. 4, pp. 531–542, Aug. 2006, doi: 10.1007/s11340-006-8351-y.
- [15] 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, doi: 10.1007/s11340-007-9071-7.
- [16] E. Charkaluk, L. Bodelot, L. Sabatier, and P. D. Noy, 'Etude du lien entre champs de déformation et champs de température à l'échelle de la microstructure d'un acier inoxydable 316L', p. 6, 2009.

- [17] H. Louche, P. Schlosser, D. Favier, and L. Orgéas, 'Heat Source Processing for Localized Deformation with Non-Constant Thermal Conductivity. Application to Superelastic Tensile Tests of NiTi Shape Memory Alloys', *Exp. Mech.*, vol. 52, no. 9, pp. 1313–1328, Nov. 2012, doi: 10.1007/s11340-012-9607-3.
- [18] J. R. Samaca Martinez, X. Balandraud, E. Toussaint, J.-B. Le Cam, and D. Berghezan, 'Thermomechanical analysis of the crack tip zone in stretched crystallizable natural rubber by using infrared thermography and digital image correlation', *Polymer*, vol. 55, no. 24, pp. 6345–6353, Nov. 2014, doi: 10.1016/j.polymer.2014.10.010.
- [19] A. Keyhani, R. Yang, and M. Zhou, 'Novel Capability for Microscale In-situ Imaging of Temperature and Deformation Fields under Dynamic Loading', *Exp. Mech.*, vol. 59, no. 5, pp. 775–790, Jun. 2019, doi: 10.1007/s11340-019-00495-2.
- [20] M. E. Merchant, 'Mechanics of the Metal Cutting Process. I. Orthogonal Cutting and a Type 2 Chip', *J. Appl. Phys.*, vol. 16, no. 5, pp. 267–275, May 1945, doi: 10.1063/1.1707586.
- [21] P. L. B. Oxley, 'Modelling machining processes with a view to their optimization and to the adaptive control of metal cutting machine tools', *Robot. Comput.-Integr. Manuf.*, vol. 4, no. 1–2, pp. 103–119, Jan. 1988, doi: 10.1016/0736-5845(88)90065-8.
- [22] C. Poissenot-Arrigoni, B. Marcon, F. Rossi, and G. Fromentin, 'Fast and easy radiometric calibration method integration time insensitive for infrared thermography', *Infrared Phys. Technol.*, p. 104741, Jun. 2023, doi: 10.1016/j.infrared.2023.104741.
- [23] C. Poissenot-Arrigoni, B. Marcon, F. Rossi, and G. Fromentin, 'In-Situ Pixel-wise Emissivity Measurement Using a Multispectral Infrared Camera', *J. Imaging*, vol. 9, no. 10, p. 198, Sep. 2023, doi: 10.3390/jimaging9100198.
- [24] D. Li, C. Feng, S. Gao, K. Daniel, and L. Chen, 'Effect of pyrometer type and wavelength selection on temperature measurement errors for turbine blades', *Infrared Phys. Technol.*, vol. 94, pp. 255–262, Nov. 2018, doi: 10.1016/j.infrared.2018.09.004.
- [25] F. Hild and S. Roux, 'Comparison of Local and Global Approaches to Digital Image Correlation', *Exp. Mech.*, vol. 52, no. 9, pp. 1503–1519, Nov. 2012, doi: 10.1007/s11340-012-9603-7.
- [26] 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, Jun. 2009, doi: 10.1088/0957-0233/20/6/062001.
- [27] B. Wang and B. Pan, 'Subset-based local vs. finite element-based global digital image correlation: A comparison study', *Theor. Appl. Mech. Lett.*, vol. 6, no. 5, pp. 200–208, Sep. 2016, doi: 10.1016/j.taml.2016.08.003.
- [28] J. Koyanagi, H. Nagayama, S. Yoneyama, and T. Aoki, 'Time dependence of mesoscopic strain distribution for triaxial woven carbon-fiber-reinforced polymer under creep loading measured by digital image correlation', *Mech. Time-Depend. Mater.*, vol. 20, no. 2, pp. 219–232, Jun. 2016, doi: 10.1007/s11043-016-9292-1.
- [29] F. Hild and S. Roux, 'Correli Q4: A software for-finite-element-displacement field measurements by digital image correlation', Jan. 2008, Accessed: Oct. 16, 2023. [Online]. Available: https://www.academia.edu/15242381/Correli_Q4_A_software_for_finite_element_displacement_field_measurements_by_digital_image_correlation
- [30] W. Grzesik, *Advanced Machining Processes of Metallic Materials: Theory, Modelling and Applications*. Elsevier, 2008.
- [31] T. Pottier, G. Germain, M. Calamaz, A. Morel, and D. Coupard, 'Sub-Millimeter Measurement of Finite Strains at Cutting Tool Tip Vicinity', *Exp. Mech.*, vol. 54, no. 6, pp. 1031–1042, Jul. 2014, doi: 10.1007/s11340-014-9868-0.
- [32] P.-J. Arrazola, P. Aristimuno, D. Soler, and T. Childs, 'Metal cutting experiments and modelling for improved determination of chip/tool contact temperature by infrared thermography', *CIRP Ann.*, vol. 64, no. 1, pp. 57–60, 2015, doi: 10.1016/j.cirp.2015.04.061.

- [33] D. Soler, T. H. C. Childs, and P. J. Arrazola, 'A Note on Interpreting Tool Temperature Measurements from Thermography', *Mach. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 1, pp. 174–181, Jan. 2015, doi: 10.1080/10910344.2014.991027.

4.5 Analyse complémentaire : réflexion autour de la largeur de la zone de cisaillement primaire

L'article présenté dans la partie précédente suggère que dans des conditions d'expérimentation spécifiques, la zone de cisaillement primaire induite par la coupe n'a pas d'épaisseur (en tout cas à cette échelle d'observation), car elle résulterait d'un glissement entre deux festons qui peut être considéré comme la limite entre le copeau et la pièce. Cependant, seules des vidéos où le phénomène semble être observé sont disponibles, mais aucune analyse n'a permis à ce jour de confirmer ou non cette hypothèse.

En raison de contraintes de temps, aucune analyse complémentaire n'a pu être réalisée. Cependant, ce mémoire propose une piste pour démontrer l'existence d'un glissement entre deux surfaces. Pour établir cette hypothèse, il est essentiel de mettre en évidence une discontinuité de déplacement. Une approche possible serait d'effectuer une analyse DIC, en utilisant deux maillages indépendants de part et d'autre de la surface de glissement présumée. Idéalement, ces deux maillages devraient être parfaitement parallèles l'un par rapport à l'autre, ainsi que par rapport à la direction de la surface de glissement, comme illustré en Figure 4-6.

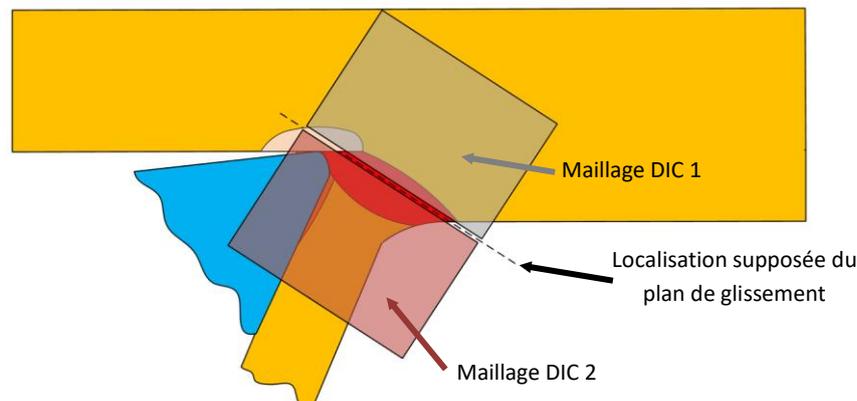


Figure 4-6. Schéma de principe de l'implémentation d'une méthode DIC à deux maillages pour la visualisation d'une discontinuité de déplacement en coupe.

L'utilisation de la librairie Correli 3.0 est particulièrement adaptée à ce cas, car elle permet de créer des maillages et elle inclut un module de corrélation d'images amélioré par rapport à celui disponible dans Correli Q4. En théorie, l'utilisation de deux maillages indépendants, pourrait permettre que chaque calcul soit réalisé sans perturbation de la surface de glissement, et il serait alors possible de pouvoir observer une discontinuité de déplacement.

4.6 Instrumentation de l'opération de rabotage avec une platine dynamométrique

Dans l'expérimentation de rabotage présentée dans l'article en section 4.4, l'acquisition est composée uniquement du système optique de couplage des caméras. Cependant, dans les essais servant pour l'identification inverse, une platine dynamométrique triaxiale Kistler 9119-AA2 a été ajoutée entre le bâti du centre d'usinage et l'outil, afin d'acquérir les efforts de coupe, comme le montre la Figure 4-7.

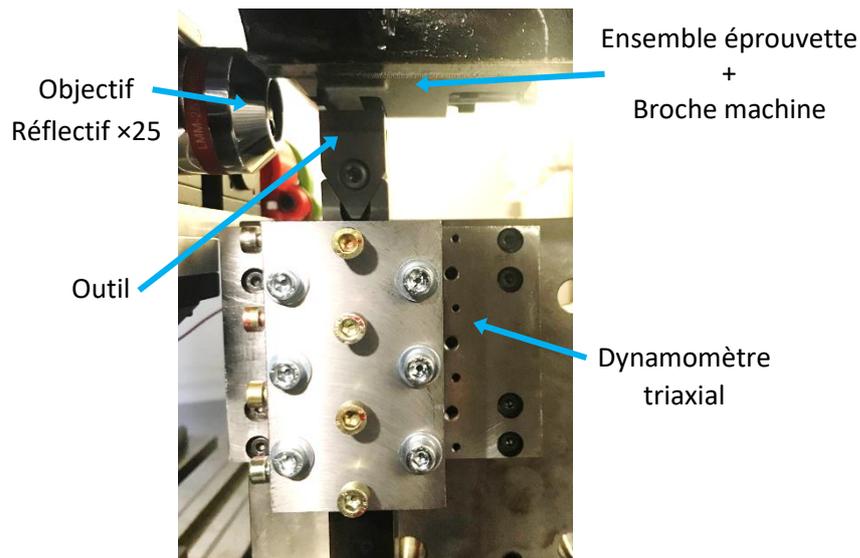


Figure 4-7. Prise de vue du montage expérimental de l'opération de rabotage avec mise en évidence de la platine dynamométrique triaxiale 9119-AA2.

La platine dynamométrique Kistler 9119-AA2 utilisée, permet la mesure d'efforts grâce à des capteurs piézoélectriques. Dans le cadre d'expérimentations quasi-statiques, cette platine garantit une incertitude de mesure très faible (de l'ordre de quelques Newtons). Cependant, la fréquence naturelle de la platine à vide est d'environ 4.4 kHz (source constructeur), donc les phénomènes impliquant des fréquences proches et au-delà de cette valeur ne pourront pas être analysés correctement par ce moyen de mesure. Etant donné que le processus de coupe, qui plus est quand des copeaux festonnés sont générés, peut impliquer de fortes dynamiques et vibrations (raideur des montages d'usinage, effet stick-slip, ...), il a été décidé d'estimer la fréquence de résonance du montage d'usinage. Pour ce faire, l'ensemble platine dynamométrique, porte outil et outil a été monté dans le centre d'usinage, dans les mêmes conditions que pour l'opération de rabotage et des essais de sonnage ont été réalisés, comme le montre la Figure 4-8.

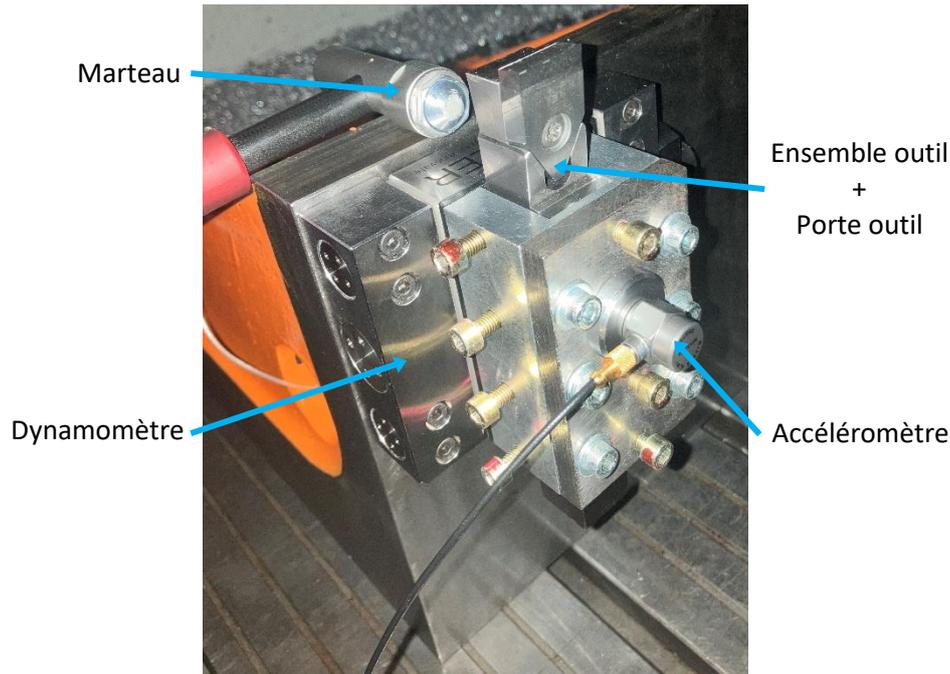


Figure 4-8. Montage expérimental des essais de sonnage menés sur l'ensemble platine dynamométrique, porte outil et outil.

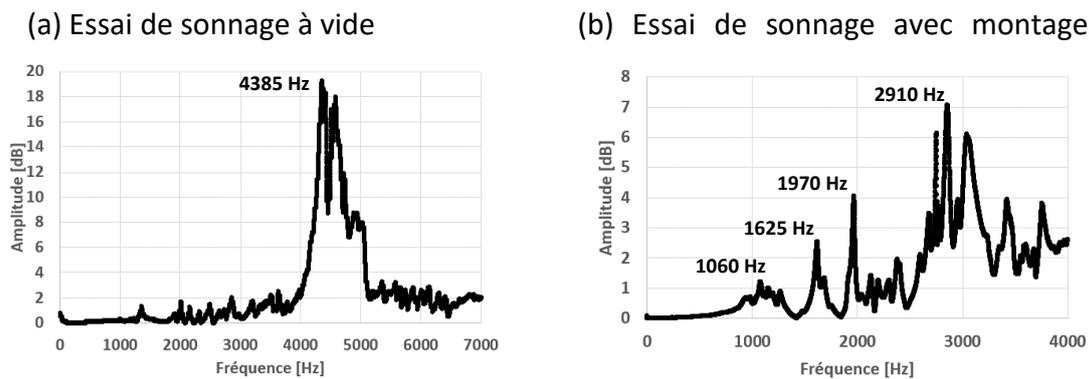


Figure 4-9. Résultats des essais de sonnage : fonction de transfert de l'accélération par rapport à l'effort, pour la platine à vide (a), et pour le montage d'usinage complet (b).

En accord avec la Figure 4-9(a), une fréquence de résonance de la platine à vide (sans l'outil) selon la direction de rabotage, de 4 385 Hz a été mesurée par sonnage de cette dernière. Ce résultat est donc en accord avec la valeur constructeur annoncée de 4.4 kHz. De plus, le sonnage réalisé sur le montage d'usinage complet (Figure 4-8(b)), semble montrer que plusieurs pics de résonance sont présents, pour des valeurs de fréquences comprises entre 1 060 et 2 910 Hz. Afin de vérifier ces valeurs en conditions de coupe, une analyse fréquentielle des efforts enregistrés par la platine lorsque l'outil sort de l'éprouvette a été réalisée. L'opération d'usinage venant juste de se terminer (après la sortie de l'outil), l'ensemble outil/support/platine devrait en théorie vibrer à sa fréquence de résonance propre. Ces résultats sont présentés en Figure 4-10.

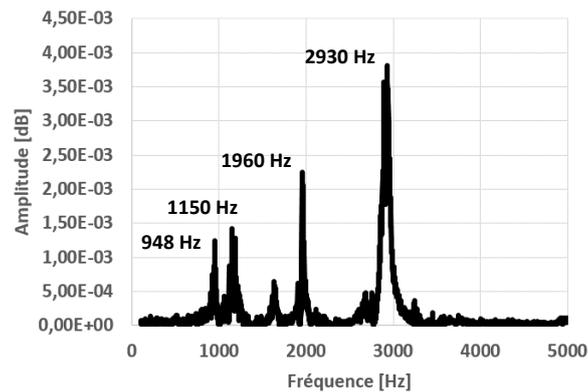


Figure 4-10. Analyse des vibrations de l'ensemble outil/porte outil/platine après sortie de l'outil.

D'après les courbes des Figure 4-9(b) et Figure 4-10, des pics de résonance à des fréquences similaires sont observés par essais de sonnage et en sortie d'usinage. Par conséquent, il semble très probable que ces valeurs correspondent à des fréquences naturelles du montage d'usinage complet. Le pic avec la fréquence la plus faible ayant été enregistré pour une valeur d'environ 1 000 Hz, il paraît raisonnable de considérer que les signaux d'efforts avec des fréquences supérieures à 1 000 Hz seront perturbés par la fréquence de résonance du montage d'usinage utilisé dans cette expérimentation.

A titre d'exemple, un extrait de courbes d'effort de coupe issues d'un essai de rabotage, correspondant à la création de deux festons avec une vitesse de coupe de $4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ est présenté en Figure 4-11 (l'effort moyen est une moyenne glissante dont la taille du bloc correspond aux nombre d'incrément d'une période de perturbation dynamique).

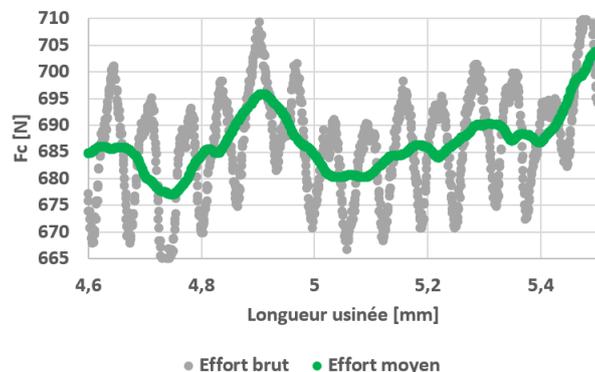


Figure 4-11. Exemple de courbe d'efforts de coupe obtenu pour une vitesse de coupe de $4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$.

La courbe des efforts bruts montre que le signal semble osciller avec une fréquence de 1 021 Hz, ce qui est une valeur très proche de la fréquence de résonance naturelle du montage d'usinage. De plus, l'amplitude de la moyenne glissante des efforts est inférieure à 40 N, ce qui est trop faible par rapport à l'amplitude des efforts induit par le festonnement du copeau. Par conséquent, il semblerait que même pour la vitesse de coupe la plus faible utilisée, la platine dynamométrique ne soit pas capable de détecter la fluctuation réelle des efforts due au festonnement (fréquence de festonnement d'environ 275 Hz pour une vitesse de coupe de $4 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$), à cause des perturbations dynamiques et des fréquences naturelles de résonances. Ainsi, dans la suite de l'étude, pour s'affranchir des perturbations dynamiques, une moyenne glissante sera appliquée aux efforts de coupe, ce qui aura pour conséquence directe de dégrader la confiance accordée à cette mesurande.

4.7 Impact des effets de bord sur les mesures réalisées

Les caméras fournissent uniquement des informations surfaciques, car elles ne permettent pas d'observer des phénomènes au centre de l'éprouvette (dans la matière). Par conséquent, les observations sont faites sur une des faces latérales de l'éprouvette, souvent très impactées par des effets de bord (effet Poisson de déformation hors plan, bavure latérale, températures différentes en surface et à cœur, ...). En opposition à cela, la platine dynamométrique fournit une information des efforts de coupe globaux, liés à l'usinage de l'éprouvette sur toute son épaisseur.

D'un point de vue thermique, la température n'est pas homogène dans l'épaisseur de l'éprouvette, car les faces latérales sont soumises à des échanges thermiques avec l'air (qui dans ce cas d'étude est à température ambiante) et dans le cas d'utilisation d'outils en carbure de grande dimensions par rapport à la largeur coupée (ce qui est le cas de cette étude), l'outil va agir comme une pompe à chaleur. Par conséquent, le cœur de l'éprouvette sera a priori plus chaud que les faces latérales.

A l'aide d'une modélisation par éléments finis, (Soler et al., 2015) estime que lors d'une opération de rabotage, la température observée par la caméra sur la face latérale de l'éprouvette, est environ 30% inférieure à la température à cœur. Toujours dans le cadre d'une opération de rabotage, (Arrazola et al., 2015) montre que la différence de températures entre la face de côté de l'éprouvette (face filmée) et son centre, dépend également de la position de l'outil par rapport à la face latérale de l'éprouvette, comme le montre la Figure 4-12.

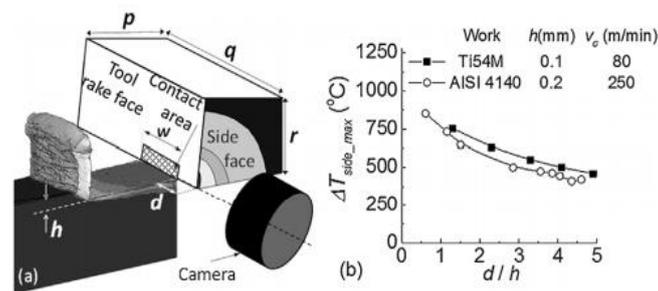


Figure 4-12. Schémas de principe d'une thermographie en coupe orthogonale (a) et courbes de l'écart de température entre le centre de l'éprouvette et la face observée en fonction de la position de l'outil et l'épaisseur coupée, pour un alliage de titane et un acier (b), (Arrazola et al., 2015).

Enfin, (Hamm et al., 2021) a confirmé via des simulations que les faces latérales de l'éprouvette sont plus froides que le cœur, sans pour autant quantifier cet écart de températures.

Expérimentalement, il ne semble pas aisé de quantifier la répartition de températures dans la pièce, car il est difficile de réaliser des mesures dans cette zone confinée. L'utilisation de plusieurs thermocouples placés dans la profondeur de l'éprouvette pourrait permettre d'obtenir des informations de températures exactes dans cette zone difficile d'accès, cependant, il ne semble pas trivial de tous les placer à la même altitude de manière précise (ou d'en connaître le placement exact si ce n'est pas le cas). Dans la littérature, (Saelzer et al., 2020) propose une solution pour estimer la température de la face de coupe de l'outil. L'auteur a réalisé des trous oblongs dans l'éprouvette, ainsi, en utilisant un pyromètre, il peut mesurer la température de la face de coupe de l'outil, comme le montre la Figure 4-13. Le pyromètre ne fournit qu'une information moyenne de la zone observée, cependant, en le remplaçant par une caméra thermique, il est possible de discrétiser la zone et obtenir

une répartition de températures dans la profondeur la face de coupe de l'outil. La mesure reste toutefois toujours légèrement perturbée par le changement de conditions aux limites, lors du passage du trou oblong.

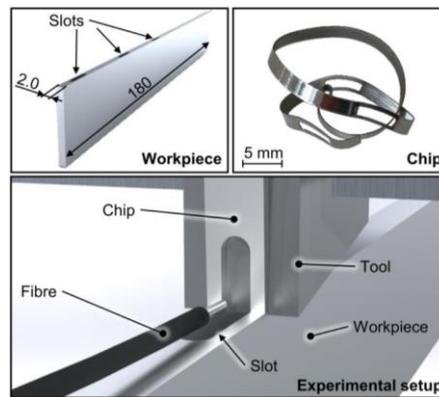
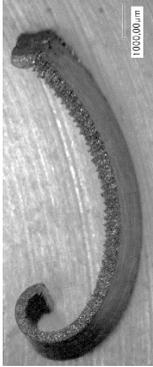
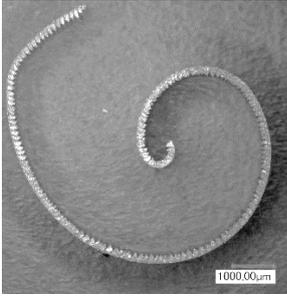
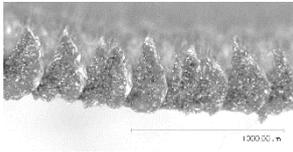
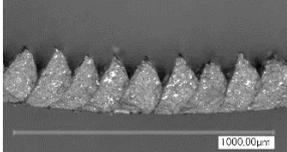
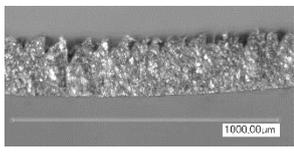
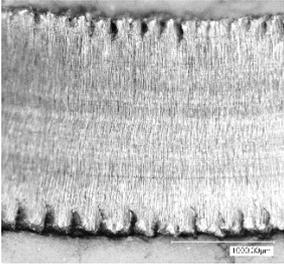
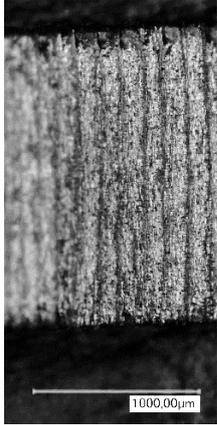
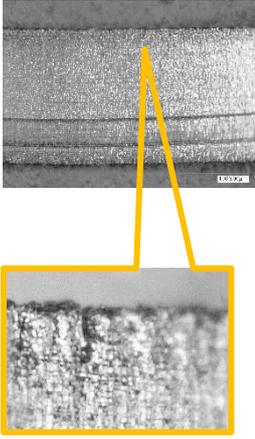


Figure 4-13. Exemple d'un montage expérimentale proposé par (Saelzer et al., 2020) pour mesurer la température de la face de coupe durant une opération de rabotage.

Dans le cas de la caméra visible, la question de l'homogénéité du champ cinématique dans la profondeur de l'éprouvette, et donc de la validité de l'hypothèse des déformations planes se pose également. Pour essayer de déterminer si le champ cinématique est soumis à des effets de bord non négligeables, des essais de rabotage non instrumentés ont été menés et les morphologies post-mortem des copeaux ont été étudiées. Le fait de ne pas avoir instrumenté cette expérimentation a permis de balayer des conditions de coupe beaucoup plus vastes. A titre d'exemple, 3 morphologies de copeaux (issues de conditions de coupe différentes), représentatives du panel de morphologies de copeaux obtenues sont présentées dans le Tableau 4-6.

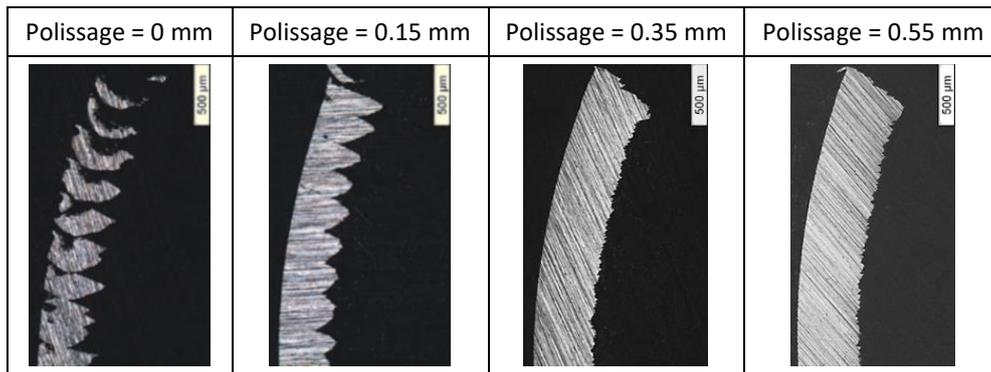
4. Observation et caractérisation des champs cinématique et thermique induits par la coupe

Tableau 4-6. Exemple de morphologies de copeaux issues d'essais de rabotage pour différentes conditions de coupe et géométries d'outils.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Conditions de coupe	$\gamma = 7^\circ$; $\alpha = 7^\circ$; $V_c = 2 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.20 \text{ mm}$	$\gamma = 7^\circ$; $\alpha = 7^\circ$; $V_c = 60 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.15 \text{ mm}$	$\gamma = 20^\circ$; $\alpha = 5^\circ$; $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.10 \text{ mm}$
Vue globale du copeau			
Vue latérale des festons			
Vue de la face libre du copeau			

En accord avec le Tableau 4-6, dans certains cas comme celui de la configuration 2, il apparaît que la morphologie des copeaux, et notamment de possibles festons soient homogènes dans la largeur du copeau, ce qui laisse penser que le champ cinématique est homogène dans la profondeur du copeau. Cependant, pour les conditions de la première configuration, des effets de bord sont clairement visibles sur la face libre du copeau. Là encore, ces observations sont basées sur des images, et donc des informations surfaciques. Par conséquent, afin de confirmer l'hypothèse d'effet de bord pour cette morphologie, le copeau correspondant à la première configuration a été poli et des images à plusieurs profondeurs de polissage ont été prises au microscope, comme le montre le Tableau 4-7. L'état « Polissage = 0 mm » correspond à un polissage très léger du copeau, pour enlever le surplus de polymère causé par l'enrobage de ce dernier (l'enrobage étant nécessaire pour polir correctement le copeau). Il est considéré dans cet état, à défaut de pouvoir faire plus rigoureux, que le léger polissage n'affecte pas la morphologie initiale de la face latérale du copeau.

Tableau 4-7. Morphologies d'un copeau pour différentes profondeurs de polissage pour la première condition de coupe
 $V_c = 2 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.2 \text{ mm}$.



En accord avec le Tableau 4-7, il est clair qu'à partir d'une profondeur de polissage de 0.35 mm, la morphologie de copeau est continue et non festonnée comme pour une profondeur de polissage de 0 mm. Il y a donc bien un effet de bord concernant la morphologie du copeau, et par conséquent du champ cinématique durant l'essai de rabotage dans cette condition de coupe.

La morphologie de copeau de la configuration 3 (qui correspond à une condition de coupe qui sera utilisée pour l'identification inverse) du Tableau 4-6 révèle une hétérogénéité dans la profondeur du copeau. Une morphologie plus ou moins similaire à de l'essai 1 est observée, mais avec des effets de bord moins marqués. Par conséquent, la caméra observe un effet de bord, ce qui remet très largement en cause les caractéristiques des zones de cisaillement primaire étudiées, car elles ne sont pas forcément représentatives du comportement dans la profondeur de l'éprouvette.

4.8 Éléments à prendre en compte pour la mise en place d'un modèle numérique de rabotage

Dans l'optique de réaliser une identification inverse, il est nécessaire de simuler numériquement les phénomènes observés, et ce le plus fidèlement possible. Cependant, les résultats de l'expérimentation de rabotage soulèvent des questionnements quant à la capacité de l'outil de modélisation par éléments finis, à simuler fidèlement une opération de coupe conduisant à une morphologie de copeau festonnée.

Premièrement, dans les conditions d'expérimentation utilisées, les séquences d'images enregistrées suggèrent que la zone de cisaillement primaire n'a pas d'épaisseur, mais résulte d'un glissement entre deux plans. Si cette hypothèse est vérifiée, alors la création d'un feston conduirait à une discontinuité de déplacement. Cela impliquerait alors qu'une modélisation par éléments finis ne serait plus adaptée, car le phénomène à simuler ne rentrerait pas dans le cadre de la mécanique des milieux continus. Une modélisation par éléments discrets serait alors envisageable, mais la question de la pertinence du comportement simulé dans tout le reste de l'éprouvette qui correspond à un milieu continu se pose.

Deuxièmement, dans la littérature, la plupart des modèles éléments finis de coupe orthogonale se ramènent à un problème plan, en faisant l'hypothèse que les phénomènes étudiés sont homogènes dans la largeur de l'éprouvette et en déformations planes. Parmi les études avec des

modélisations en trois dimensions, aucune n'a été vue avec des morphologies de copeaux différentes selon la profondeur de l'éprouvette. Or, les résultats de l'expérimentation montrent des morphologies de copeaux avec des effets de bord. Par conséquent, la question de l'aptitude à simuler correctement le phénomène observé se pose.

Troisièmement, la question des données expérimentales à mettre en vis-à-vis de la simulation se pose. En effet, il semble à ce jour que la modélisation éléments finis ne soit pas capable de simuler fidèlement les morphologies de copeaux observées dans cette étude. Par conséquent, si l'exploitation des données caméras sont souhaitées pour l'identification inverse, la simulation va être recalée sur un effet de bord, et donc la confiance accordée aux mesures d'efforts de coupe globaux se dégradera fortement. A l'inverse, si un recalage de la simulation sur les efforts de coupe est souhaité, les images ne pourront pas être utilisées pour les mêmes raisons.

En définitive, la mise en place d'un modèle numérique passera nécessairement par des hypothèses et des comportements simulés éloignés de ce qui a été observé expérimentalement. Dans cette étude, il a été choisi d'accorder de l'importance aux données expérimentales acquises par les caméras, car la platine dynamométrique ne permet pas de distinguer avec certitude la création de festons. De plus, une modélisation par éléments finis a été choisie, bien que des discontinuités aient potentiellement été observées, par soucis de simplicité de mise en œuvre. Au final, une modélisation éléments finis essaiera de se recaler via l'identification inverse, sur les champs cinématique et thermique expérimentaux, issus d'une des faces latérales des éprouvettes. De plus, les efforts de coupe seront simulés et comparés aux données expérimentales, en y accordant un poids anecdotique dans la mesure où les morphologies de copeaux expérimentales et simulées seront très différentes.

4.9 Synthèses des observations expérimentales réalisées

Le développement d'un système optique de couplage de caméras visible et infrarouge, doté d'un objectif à fort grossissement, a permis d'instrumenter une opération de rabotage et de réaliser des observations fines *in situ* de la coupe d'un Inconel 718.

L'analyse des images issues de la caméra visible via la méthode de DIC, a permis de montrer que la zone de cisaillement primaire n'est pas fixe spatialement, mais se déplace au cours du temps en fonction de l'avancement dans le processus de création du feston. Bien qu'aucune mesure dimensionnelle quantitative de la largeur de la zone de cisaillement primaire n'a pu être faite, car la méthode DIC ne permet pas dans les conditions de cette étude, de mesurer correctement cette distance, une borne supérieure de cette largeur, inférieure ou égale à 12.96 μm a pu être estimée.

L'étude du champ thermique semble indiquer que la source de chaleur s'initie en pointe d'outil puis se propage pour atteindre le bord libre du copeau. De même que pour le cas du champ cinématique, le moyen de mesure n'est pas capable d'estimer la largeur de la source de chaleur à son initiation, car elle est trop petite. Cependant, une borne supérieure de cette largeur de 2.5 μm a pu être estimée. Après l'initiation de la source de chaleur, il a été observé que la largeur de la zone de températures élevées s'élargit avec le temps. Cela s'explique en partie par la diffusion de la chaleur dans le matériau. Cependant, aucune estimation de l'évolution de la taille et l'intensité de la source de chaleur n'a pu être faite, car la caméra donne uniquement des informations de températures et aucun modèle thermique simple et fidèle aux observations expérimentales n'a été trouvé.

En croisant les résultats issus des champs cinématique et thermique et grâce à l'appui des vidéos issues de la caméra visible, il semble très probable que dans ces conditions d'expérimentation, la création de festons reposerait sur un glissement du copeau par rapport à la pièce, suite à une fissuration ou rupture de la matière. Cela impliquerait donc une rupture de la continuité des déplacements, ce qui remet en cause la capacité des modèles éléments finis à simuler fidèlement la coupe d'un matériau donnant lieu à un copeau festonné.

5 Simulation numérique d'une opération de rabotage

5.1	INTRODUCTION	122
5.2	CHOIX D'UN MODELE ELEMENTS FINIS	122
5.3	CHOIX DES LOIS DE COMPORTEMENT ET D'ENDOMMAGEMENT	124
5.4	DESCRIPTION DU MODELE ELEMENTS FINIS NUMERIQUE	125
5.5	ETUDES DE SENSIBILITE	129
5.5.1	<i>Etude de sensibilité de la taille de maille</i>	129
5.5.2	<i>Etude de sensibilité du nombre de cœurs utilisés pour le calcul</i>	132
5.5.3	<i>Etude de répétabilité des calculs</i>	133
5.5.4	<i>Etude de sensibilité des paramètres</i>	133
5.6	SYNTHESE DE LA SIMULATION DIRECTE	137

5.1 Introduction

Dans le processus de mise en place de l'identification inverse du modèle de comportement d'un matériau, la simulation du phénomène étudié fait partie des étapes cruciales. En effet, pour que la méthode d'identification inverse soit efficace, la simulation directe doit idéalement retranscrire le plus fidèlement possible les essais expérimentaux, tout en ayant un temps de calcul raisonnable et être stable vis-à-vis des paramètres d'entrées, car de nombreuses simulations avec potentiellement des jeux de paramètres très différents seront nécessaires pour identifier les valeurs des constantes des lois de comportement et d'endommagement. Dans le cadre d'une opération de rabotage, la complexité et le manque de connaissances des phénomènes induits par la coupe, conduisent très souvent à des temps de calculs importants. L'objectif est donc de mettre en place un modèle éléments finis qui simule fidèlement la coupe, le tout avec un temps de calcul raisonnable.

L'intégralité des simulations présentées dans ce mémoire ont été réalisées grâce au solveur Abaqus 2021 et post-traitées via Matlab R2022b, sur le centre de calcul Cassiopée qui est hébergé à l'ENSAM de Metz (<https://www.artsetmetiers.fr/fr/cassiopee-plateforme-hpc>).

5.2 Choix d'un modèle éléments finis

A l'heure actuelle, la méthode de modélisation numérique par éléments finis est la technique la plus utilisée dans le contexte de l'usinage (Avevor et al., 2017). D'après la littérature, les approches lagrangienne et eulérienne semblent être les techniques les plus utilisées jusqu'à récemment pour la modélisation d'opérations d'usinages (Akarca et al., 2008). Par ailleurs, certains auteurs utilisent aussi les méthodes ALE (Arbitratry Alngrangian Eulerian) ou encore CEL (Coupled Eulerian Lagrangian).

L'approche eulérienne se base sur un maillage spatiotemporel fixe, dans lequel les pièces modélisées sont libres de se déplacer et de se déformer (Guibert, 2008). Le principal avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir de la problématique de la distorsion des éléments et de l'étape de remaillage, ce qui la rend relativement performante d'un point de vue du temps de calcul (Girion, 2017). Cependant, dans la plupart des études, la morphologie du copeau est renseignée par l'utilisateur (Guibert, 2008), ce qui conduit à des copeaux continus d'après (Weon Kim et al., 1999) et (Tyan et Yang, 1992). Cette méthode, ne paraît donc pas optimisée pour prédire la formation de copeaux festonnés.

L'approche lagrangienne repose quant à elle, sur une discrétisation via un maillage qui est lié aux pièces étudiées (Ma et al., 2011). Les déplacements et déformations sont obtenus via un suivi point par point du maillage (Zienkiewicz et al., 2005). Les principaux avantages de cette méthode sont qu'elle est relativement simple à implémenter et elle permet de modéliser relativement fidèlement les morphologies classiques de copeaux rencontrées en usinage (continue ou festonnée) (Ducobu et al., 2014), (Zhang et al., 2015). Les principaux défauts de cette méthode sont la séparation et la distorsion des éléments, qui peuvent dans certains cas conduire à des valeurs de contraintes et/ou déformations absurdes. L'approche lagrangienne reste à l'heure actuelle la technique la plus utilisée pour la modélisation de la coupe élémentaire.

Il est également possible de trouver dans la littérature, des travaux de modélisation de la coupe utilisant la méthode Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE), (Ceretti et al., 2007), (Movahhedy et al., 2000), (Aridhi et al., 2022) . Le principal avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir des problématiques de distorsions des éléments et de remaillage, rencontrées dans l'approche lagrangienne. Cependant, cette méthode n'est pas très appropriée pour la modélisation de copeaux festonnés, car comme pour la méthode eulérienne, il est nécessaire de renseigner une morphologie de copeau au modèle.

Dans certains travaux, la méthode hybride Coupled Eulerian Lagrangian (CEL) est utilisée pour modéliser la coupe. L'outil est associé à un maillage lagrangien, tandis que la pièce possède un maillage eulérien. Grâce à l'ajout d'une loi d'endommagement, (Klocke et al., 2017) et (Xu et al., 2021) ont obtenu des copeaux festonnés, sans renseigner au modèle une morphologie de copeau. De surcroît, cette méthode est relativement performante d'un point de vue du temps de calcul (Abdelhafeez et al., 2016).

Le Tableau 5-1 synthétise les avantages et inconvénients des principales méthodes utilisées pour modéliser des opérations de coupe orthogonale.

Tableau 5-1. Synthèse des avantages et inconvénients des principales méthodes de modélisation de coupe orthogonale.

Méthode de Modélisation	Avantage	Inconvénient
lagrangienne	Simplicité de mise en œuvre Morphologie de copeau fidèle à l'expérimental	Problématique de distorsions des éléments
eulérienne	Temps de calcul Maillage fixe	Hypothèse sur la morphologie du copeau Génération d'un copeau continu d'épaisseur constante
ALE	Pas de distorsions des éléments et remaillage	Hypothèse sur la morphologie du copeau Génération d'un copeau continu d'épaisseur constante
CEL	Temps de calcul Maillage de la pièce fixe	Morphologie de copeaux festonnés peu fidèle

Dans cette étude, une modélisation Coupled Eulerian Lagrangian (CEL) a été retenue, car elle présente certains avantages pour la mise en place d'une identification inverse :

- La pièce étant dans une formulation eulérienne, son maillage sera fixe spatialement et temporellement, ce qui facilitera les futurs dégauchissages et projections des maillages éléments finis et ceux expérimentaux (champs cinématique et thermique). Un maillage eulérien permet également de s'affranchir de la problématique de distorsions des éléments, qui peut être très problématique dans le cadre de la simulation d'un essai de rabotage.
- Enfin, d'après la littérature, il semblerait que la méthode CEL soit relativement peu couteuse en temps de calcul, ce qui est non négligeable dans le cadre d'une identification inverse, étant donné que de nombreuses simulations directes seront potentiellement nécessaires pour déterminer les valeurs des constantes à identifier.

5.3 Choix des lois de comportement et d'endommagement

De nombreuses lois existent pour essayer de traduire au mieux le comportement des matériaux. En pratique, il est très difficile de trouver une formulation unique, permettant de prendre en compte tous les aspects matériaux, thermomécaniques et dynamiques, valable dans le cas général et pour diverses sollicitations. Par conséquent, les lois présentées dans la littérature sont souvent phénoménologiques et sont éprouvées pour un matériau donné, dans des cas de chargements très spécifiques, ce qui donne lieu à de nombreux travaux. L'objectif dans ce livrable n'est pas d'établir une liste exhaustive de ces lois, mais d'en sélectionner une qui semble être une bonne candidate dans le cadre de la coupe de l'Inconel 718.

La loi de comportement de plasticité la plus utilisée en modélisation numérique de la coupe, est celle de Johnson-Cook (Johnson et Cook, n.d.). Par ailleurs, dans le cadre de l'usinage, de nombreux travaux ont mis en place des nouvelles lois de comportement (Holmquist et Johnson, 1991), (Meyers et al., 1994), (Rule et Jones, 1998), (Khan et Liang, 1999), (Sartkulvanich et al., 2004), (Bäker, 2006), (Calamaz et al., 2008), (Harzallah, 2018). Cependant, la quasi-totalité de ces lois repose sur une architecture de lois de Johnson-Cook, avec des modifications pour adapter la loi à une caractéristique particulière d'un matériau dans un cas de chargement précis.

De plus, dans le cadre de l'utilisation d'un modèle CEL, il semblerait que pour obtenir un copeau festonné, il est nécessaire de renseigner une loi pour décrire l'initiation de l'endommagement. Par ailleurs, la gestion de la propagation de l'endommagement semble également très influente sur la morphologie du copeau (Klocke et al., 2017), (Ambrosio et al., 2022), (Ambrosio et al., 2023).

Enfin, dans le cadre d'identifications inverses menées en usinage, la quasi-totalité des études présentes dans la littérature se basent sur des lois de comportement plastique ou d'endommagement de type Johnson-Cook, comme le montre le Tableau 2.1.2.

Ainsi, dans cette étude, il a été décidé de décrire le comportement plastique et l'endommagement du matériau par des lois de Johnson-Cook plastique (Johnson et Cook, n.d.) et endommagement (Johnson et Cook, 1985). D'après la littérature, il semblerait que ces lois ne sont pas les plus adaptées pour retranscrire le comportement de la matière en conditions d'usinage. Des lois de type « Puissance » ou « Johnson-Cook modifiée » pourraient être plus appropriées. Cependant, la loi de Johnson-Cook est très largement utilisée et documentée dans des cas de chargements divers, ce qui permettra d'initialiser le modèle avec des constantes proches du comportement réel du matériau. De plus, cette loi générale utilise peu de constantes, ce qui est un réel atout pour l'identification inverse (car l'augmentation du nombre de constantes à déterminer est couteuse en

temps de calcul et potentiellement source de divergence du modèle). Pour finir, la méthodologie présentée est indépendante de la loi de comportement, il est donc envisageable de faire évoluer l'étude vers une loi qui retranscrit plus fidèlement le comportement de l'Inconel 718 en conditions d'usinage.

5.4 Description du modèle éléments finis numérique

Afin que la modélisation numérique se rapproche le plus possible de l'opération de rabotage étudiée, une cinématique (outil fixe, pièce mobile) ainsi que les conditions initiales (vitesse de coupe, hauteur coupée et température ambiante) identiques à celle des essais expérimentaux ont été implémentées. En accord avec la littérature, l'outil est modélisé en lagrangien et la pièce en eulérien, avec respectivement des éléments C3D8RT et EC3D8RT (éléments à 8 nœuds thermiquement couplés) (Salloomi and Al-Sumaidae, 2021).

Bien qu'une opération de coupe orthogonale puisse rentrer dans le cadre de l'hypothèse de déformations planes, la méthode CEL ne permet pas d'implémenter des modèles 2D. Par conséquent, un modèle 3D avec une unique maille dans la profondeur des pièces et en déformation plane a été codé. De plus, la taille de cette maille a été fixée à 10 μm , indépendamment de la taille des éléments surfaciques, afin de faciliter la comparaison entre les efforts expérimentaux et simulés (rapport de 200 entre l'épaisseur du maillage et de l'éprouvette réelle). Pour finir, le maillage eulérien a une forme de parallélogramme de manière à ce que les mailles soient parallèles à la face de coupe de l'outil. Cela permet de réduire la longueur coupée du régime transitoire et donc le temps de calcul. La Figure 5-1 présente le modèle adopté ainsi que les conditions aux limites retenues.

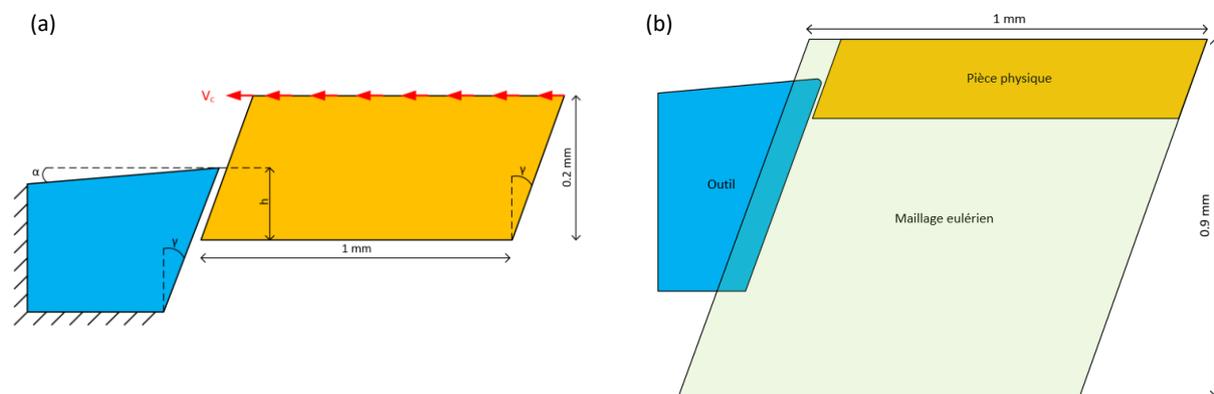


Figure 5-1. Conditions initiales cinématiques de la simulation directe (a), et représentation à l'échelle de l'assemblage des maillages eulérien et lagrangien (b).

Dans cette étude, l'outil a été considéré fixe et indéformable. Ce choix a été motivé par des calculs de corrélation d'images numériques, qui ont montré que pendant le régime permanent de coupe, les déplacements de l'outils sont très faibles (inférieurs à l'erreur de mesure). Il est important de mentionner qu'expérimentalement, l'outil possède un angle d'inclinaison d'arrête λ_s de 1.68 $^\circ$ (mesuré en machine), pour des questions de gestion de la bavure latérale. Or, dans la simulation, afin de faciliter les calculs et l'extraction des données simulées, une configuration de coupe orthogonale pure ($\lambda_s = 0^\circ$) a été retenue. Des vérifications ont montré qu'expérimentalement, le faible angle

d'inclinaison d'arête de l'outil semble avoir un impact négligeable sur les mesurandes étudiées (champs cinématique et thermique, efforts de coupe et période de festonnement).

Concernant le comportement de l'éprouvette en Inconel 718 et de l'interface outil matière, plusieurs choix ont été fait :

- Le comportement élastique de la matière est modélisé par une loi de Hooke :

$$\sigma_{el} = E \varepsilon_{el} \quad (5-1)$$

Avec, E le module d'Young et σ_{el} , ε_{el} respectivement la contrainte et la déformation élastique.

- Pour le comportement plastique, en accord avec la littérature, une loi de Johnson-Cook a été adoptée :

$$\sigma_{pl} = [A + B \varepsilon_{pl}^n] \left[1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{pl}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[1 - \left(\frac{T - T_{amb}}{T_{fus} - T_{amb}} \right)^m \right] \quad (5-2)$$

Avec, A , B , n , C et m les constantes du matériau de la loi de Johnson-Cook plastique, σ_{pl} , ε_{pl} , et $\dot{\varepsilon}_{pl}$ la contrainte, déformation et vitesse de déformation plastique, $\dot{\varepsilon}_0$ la vitesse de déformation de référence, T_{fus} la température de fusion du matériau et T_{amb} la température ambiante lors de l'expérimentation.

- Pour des raisons similaires à celles du comportement plastique, une loi de Johnson-Cook a également été retenue pour la partie initiation de l'endommagement :

$$\bar{\varepsilon}_{0i} = [D_1 + D_2 \exp(D_3 \eta)] \left[1 + D_4 \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{pl}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[1 - D_5 \left(\frac{T - T_{amb}}{T_{fus} - T_{amb}} \right) \right] \quad (5-3)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{tr(\sigma)}{\sigma_{VM}}$$

Avec $\bar{\varepsilon}_{0i}$ la déformation plastique équivalente à l'initiation de l'endommagement, η le taux de tri axialité des contraintes et D_1 à D_5 les paramètres matériaux de la loi de Johnson-Cook endommagement.

- La propagation de l'endommagement, qui décrit l'adoucissement de la contrainte après l'initiation de l'endommagement a été ici décrite de manière exponentielle par le paramètre D , qui varie entre 0 (début de l'endommagement) et 1 (rupture):

$$D = 1 - \exp \left(- \int_0^{\bar{u}} \frac{\bar{\sigma}}{G_f} d\bar{u} \right) \quad (5-4)$$

G_f , qui correspond à l'énergie de rupture. Dans cette étude, la valeur de ce paramètre a été initialisée via la littérature, comme indiqué dans le Tableau 5-5, puis sera potentiellement identifiée. Cependant, dans le cas d'une déformation plane, il est possible de l'estimer par l'équation suivante :

$$(G_f)_{II} = \frac{1 - \nu^2}{E} (K_c^2)_{II} \quad (5-5)$$

Avec $(K_c^2)_{II}$ le facteur d'intensité de contrainte du mode II, ν le coefficient de Poisson et E le module d'Young.

- Pour finir, il est possible d'obtenir la contrainte du matériau endommagé de la manière suivante :

$$\sigma_{ed} = (D_{critique} - D) \sigma_{pl} \quad (5-6)$$

Avec σ_{ed} la contrainte du matériau endommagé. Classiquement, la valeur $D_{critique}$ est par défaut choisie à 1 dans le solveur Abaqus. Dans cette, étude et en accord avec la bibliographie (Klocke et al., 2017), cette valeur sera initialisée à 0.8 et ce paramètre sera par conséquent ajouté à la liste des constantes à identifier.

- Enfin, le frottement à l'interface outil copeau a été modélisé par une loi de Coulomb :

$$F_T = \mu F_N \quad (5-7)$$

Avec μ le coefficient de frottement, F_N et F_T les efforts normal et tangentiel à l'interface entre les deux pièces.

Bien que la littérature montre que le coefficient de frottement est au moins dépendant de la vitesse de glissement et dans une moindre mesure de la température (Courbon et al., 2013), il a été décidé de garder une valeur constante de ce coefficient afin de réduire le nombre de paramètres à identifier. Il est à noter qu'en pratique, les vitesses de coupes adoptées étant faibles, la variation de la vitesse de glissement à l'interface outil copeau reste raisonnable.

Les Tableau 5-2, Tableau 5-3, Tableau 5-4 et Tableau 5-5 synthétisent les principaux paramètres d'entrées du modèle adopté dans cette étude. Il est à noter que les paramètres assignés à l'Inconel 718 ont été déterminés grâce à la bibliographie, d'après les valeurs obtenues par (Erice et al., 2014). Cependant, le choix de ces valeurs n'est pas le fruit du hasard. En effet, des calculs d'identification inverse réalisés sur des éprouvettes en Inconel 718 (du même lot de matière que celles rabotées) lors d'essais de traction ont permis d'identifier le coefficient de Poisson, le module d'Young et les paramètres de la loi de Ludwik (correspondant au terme quasi-statique de la loi de Johnson-Cook). Par conséquent, le choix des valeurs des paramètres de la bibliographie, a été fait de manière à ce que les valeurs des paramètres identifiés en traction soient proches de celles de l'article de (Erice et al., 2014). Les calculs d'identification inverse sur les essais de traction sont présentés en annexe 8.3.

Tableau 5-2. Conditions initiales pour la simulation.

Géométrie de l'outil	$\alpha = 5^\circ, \gamma = 20^\circ, \lambda_s = 0^\circ$
Largeur de la pièce	2 mm
Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}; h = 0.1 \text{ mm}$
Température ambiante	20 °C

Tableau 5-3. Caractéristiques du matériau de l'outil en carbure.

Matériau	Carbure
Densité	1.19×10^{-8} [tonne.mm ⁻³]
Conductivité	50 [mW.°C.mm ⁻¹]
Module d'élasticité <i>E</i>	534 000 [MPa]
Coefficient de Poisson	0.22 [-]
Chaleur spécifique	400 000 000 [mJ.°C.tonne ⁻¹]

Tableau 5-4. Caractéristiques du matériau de l'éprouvette en Inconel 718.

Matériau	Inconel 718	
Masse volumique	8.19×10^{-9} [tonne.mm ⁻³]	
Module d'élasticité	185 000 [MPa]	
Coefficient de poisson	0,33 [-]	
Coefficient d'expansion thermique	1×10^{-5} [°C ⁻¹]	
Coefficient de Taylor-Quiney	0.9	
Conductivité thermique	Conductivité [mW.mm ⁻¹ .°C ⁻¹]	Température [°C]
	10	20
	12	100
	16	300
	17	400
	20	500
Chaleur spécifique	Chaleur spécifique [mJ.tonne ⁻¹ .°C ⁻¹]	Température [°C]
	425000000	20
	447000000	127
	468000000	227
	489000000	327
	510000000	427
531000000	527	
Température de fusion	1583 [°C]	
<i>D_{critique}</i>	0.8	

Tableau 5-5. Constantes de la loi de Johnson-Cook plastique et endommagement pour l'Inconel 718 (D'après les valeurs issues de (Erice et al., 2014)).

Matériau	Inconel 718
A	1200 [MPa]
B	1284 [MPa]
C	0.006 [-]
n	0.54 [-]
m	1.2 [-]
$\epsilon_{dot-zero}$	0.001 [-]
ϵ_{ref}	0.001 [s ⁻¹]
D_1	0.04 [-]
D_2	0.75 [-]
D_3	-1.45 [-]
D_4	0.04 [-]
D_5	0.89 [-]
G_f	15 [mJ]

Pour finir, en accord avec les moyens de mesures expérimentaux, les sorties suivantes ont été calculées pour chaque simulation directe : les efforts de coupe (paramètres RF1 et RF2 dans Abaqus), les déplacements (U), les déformations plastique (PEEQ) et les températures (NT11). De plus, comme la morphologie du copeau simulée doit à priori être festonnée, la période de festonnement a été ajoutée aux mesurandes. Le solveur Abaqus ne fournissant pas directement cette information, une fonction Matlab basée sur la recherche d'extremums par blocs glissants a été créée pour déterminer la période de festonnement simulée (des informations complémentaires sur le principe de fonctionnement de cette fonction seront données en section 6.3).

5.5 Etudes de sensibilité

Afin de maîtriser au mieux le temps de calculs de chaque simulation directe, des études de sensibilités de la taille de maille et du nombre de cœurs utilisés pour les calculs ont été effectuées. De plus, étant donné que la simulation directe se base sur une vingtaine de paramètres d'entrées, une seconde étude de sensibilité des paramètres a été menée, dans le but de sélectionner les paramètres les plus influents et par conséquent ceux qui paraissent pertinents à identifier.

5.5.1 Etude de sensibilité de la taille de maille

Concernant l'étude de sensibilité de la taille de maille, une simulation directe avec les paramètres nominaux ($V_c = 4 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$, caractéristiques matériaux issues de la littérature) et une évolution de la taille de maille de 5 à 20 μm a été réalisée. Tous les calculs ont été exécutés avec 1 nœud et 16 cœurs par simulation.

La Figure 5-2 présente les morphologies de copeaux associées à chaque taille de maille, et la Figure 5-3 l'évolution des mesurandes étudiées. Il est à noter que pour les déformations et les températures (Figure 5-3(c) et (d)), les valeurs affichées pour chaque incrément correspondent à l'écart quadratique moyen (RMS) des valeurs des nœuds qui seront retenus pour l'identification inverse. Une justification des choix des nœuds de chaque maillage retenus sera réalisée en partie 6.2.3.

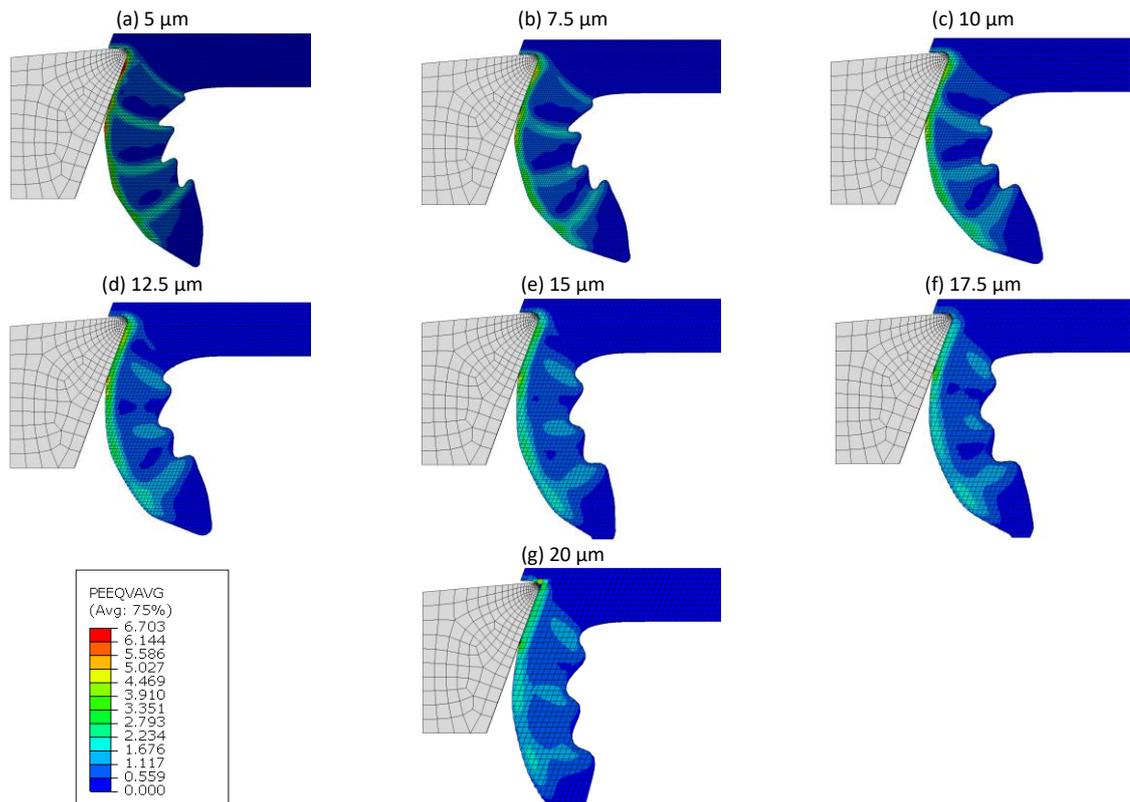


Figure 5-2. Morphologies des copeaux simulées dans Abaqus, représentées avec la déformation plastique équivalente (PEEQVAVG) pour différentes tailles de maille : 5 μm (a), 7.5 μm (b), 10 μm (c), 12.5 μm (d), 15 μm (e), 17.5 μm (f), 20 μm (g).

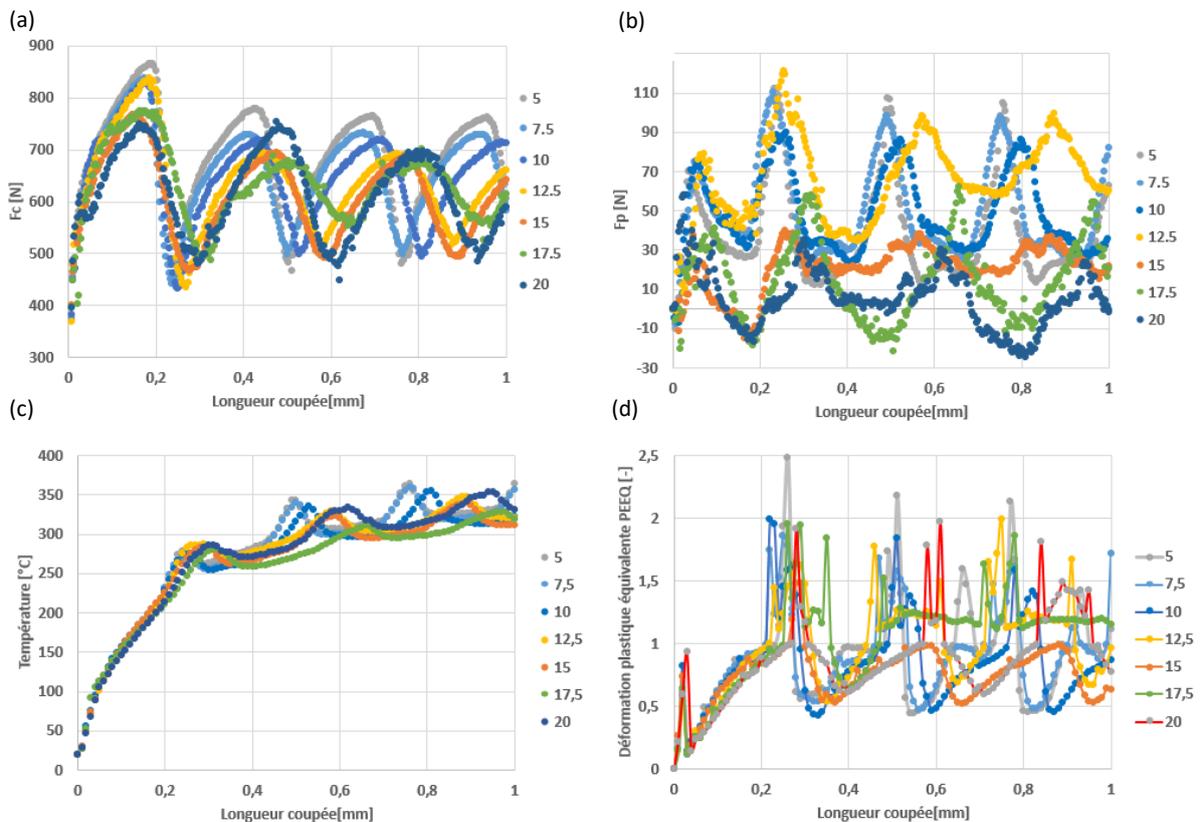


Figure 5-3. Effort de coupe (a), effort de pénétration (b), température (c) et déformation plastique équivalente PEEQ (d) simulés en fonction de la longueur coupée pour des tailles de mailles de 5 à 20 μm.

Chaque mesurande ainsi que les morphologies de copeaux montrent que le grossissement de la taille de maille implique une augmentation de la période de festonnement (267 Hz pour une maille de 5 μm , contre 202 Hz pour une maille de 20 μm). Pour une taille de maille de 20 μm , le copeau reste festonné, cependant, il est très probable que pour des mailles plus grosses, le copeau devienne continu.

D'un point de vue de la déformation plastique équivalente au sens de Von Mises, l'augmentation de la taille de maille semble élargir la zone de cisaillement primaire et réduire l'amplitude des déformations (une étendue de 1.88 a été simulée pour une maille de 5 μm , contre seulement 1.28 pour une maille de 20 μm).

Concernant les températures, la taille de maille semble avoir relativement peu d'influence. Au-delà du fait que les pics sont espacés temporellement à cause de la variation de la période de festonnement, les écarts de températures sont relativement faibles. Un écart d'environ 20 °C est constaté après recalage des courbes dû à l'écart de la période de festonnement.

Il semblerait que l'augmentation de la taille de maille impacte également l'amplitude des efforts en plus de la période de festonnement. Une étendue de 311 N a été simulée pour une taille de maille de 5 μm , contre seulement 129 N pour une taille de maille de 20 μm .

Enfin, d'après la Figure 3(b), il semblerait que l'effort de pénétration simulé ne soit pas représentatif de la réalité, car la courbe d'effort change de signe et est contenue dans des valeurs très faibles (de -30 à 130 N). Cet aspect non fidèle de la simulation est attribué à la mauvaise gestion du contact entre l'outil et la pièce, et plus particulièrement au retour élastique de la matière sur la face de dépouille de l'outil. Par conséquent, dans la suite de l'étude, l'effort de pénétration ne sera plus étudié. Toutes les courbes d'efforts présentées correspondront à l'effort de coupe.

Le Tableau 5-6 synthétise les résultats de l'étude de sensibilité de la taille de maille sur les mesurandes étudiées.

Tableau 5-6. Impact de la taille de maille sur les mesurandes étudiées.

Taille de maille [μm]	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20
Période de festonnement [Hz]	267	260	255	229	220	215	202
Amplitude déformation plastique [-]	1.88	1.32	1.53	1.08	0.77	1.31	1.28
Amplitude effort de coupe [N]	311	230	216	178	198	126	129
Ecart de température après recalage temporel par rapport à la maille 5 μm [°C]	0	6	7	8	10	10	21

La Figure 5-4 présente le temps de calcul de chaque simulation en fonction de la taille de maille.

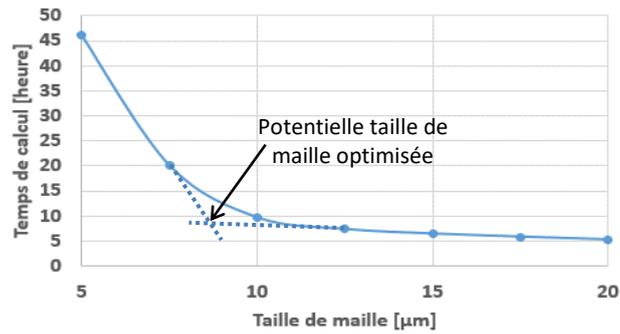


Figure 5-4. Evolution du temps de calculs en fonction de la taille de maille.

L'optimum entre le temps de calcul et la taille de maille se trouve proche d'une taille de maille comprise entre 7.5 et 10 μm . En accord avec le Tableau 5-6, il se trouve que cette taille de maille correspond également à la limite pour laquelle les mesurandes ne sont pas trop altérées par le grossissement de la maille. Enfin, une taille de maille de 10 μm semble être une valeur en concordance avec les résolutions spatiales expérimentales (1.25 $\mu\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$ en infrarouge et 12.96 $\mu\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$ en DIC), car les mailles éléments finis et celles du maillage DIC sont du même ordre de grandeur, et le rapport de taille de maille entre les résultats de simulation et ceux issus de la caméra infrarouge permettront via les projections de maillages de renforcer la confiance accordée aux mesures du champ thermique. Par conséquent, dans la suite, une taille de maille de 10 μm a été retenue pour les simulations directes.

5.5.2 Etude de sensibilité du nombre de cœurs utilisés pour le calcul

Le temps de calcul de chaque simulation directe étant un aspect important pour l'identification inverse (car de nombreuses simulations vont être nécessaires au calcul), l'étude de sensibilité de la taille de maille a été complétée par une étude de sensibilité au nombre de cœurs utilisés pour le calcul. Les paramètres de simulations retenus sont les mêmes que pour l'étude de sensibilité de la taille de maille, avec une maille fixée de 10 μm . La Figure 5-5 présente le temps de simulation en fonction du nombre de cœurs utilisés pour le calcul.

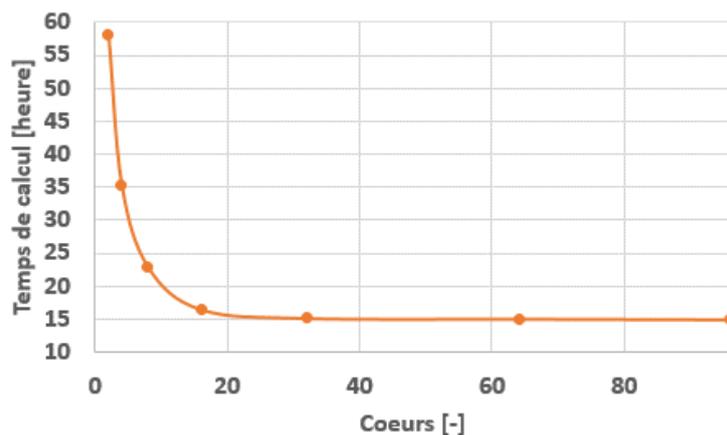


Figure 5-5. Evolution du temps de calcul de la simulation directe de référence en fonction du nombre de cœurs alloués au calcul.

Il semblerait que l'exécution des calculs sur un nombre de cœurs compris entre 8 et 16, soit pertinent pour optimiser le ratio entre le temps de calcul et le nombre de cœurs utilisés. Les ressources disponibles sous Cassiopée étant de 96 cœurs en simultanée par utilisateur, il paraît envisageable d'identifier 8 paramètres (parallélisations de 9 simulations directes avec 10 cœurs par calcul et

l'utilisation de 6 cœurs pour la partie identification inverse) tout en conservant un temps de calcul contenu (environ 20 h par itération).

A première vue, il paraît raisonnable de considérer que la variation du nombre de cœurs utilisés pour le calcul n'affecte pas le résultat final des simulations, dans la mesure où les fichiers .inp d'entrées d'Abaqus sont strictement identiques pour chaque calcul. Afin de vérifier cette hypothèse, chaque mesurande a été étudiée et à titre d'exemple dans ce livrable, les efforts de coupe simulés ont été affichés.

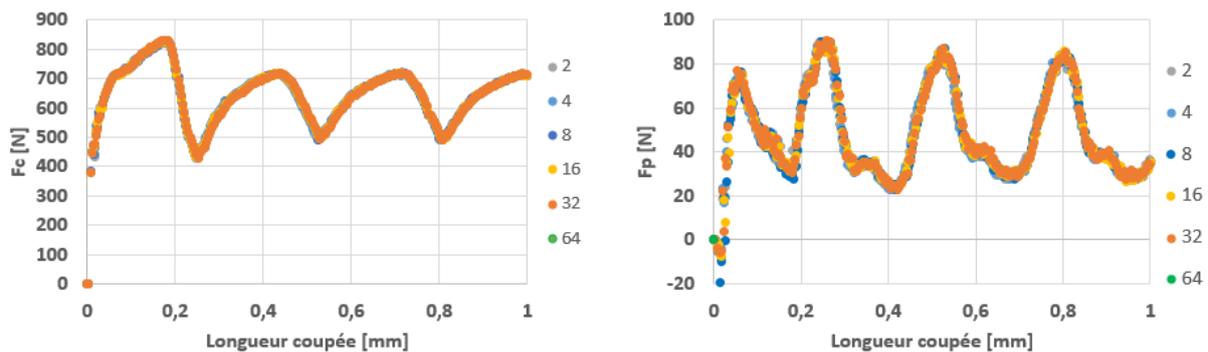


Figure 5-6. Evolution de l'effort de coupe (a) et l'effort de pénétration (b), en fonction de la longueur coupée pour différents nombres de cœurs de calcul.

D'après la Figure 5-6, il semblerait que la réalisation de 2 calculs avec le même fichier d'entrée, mais exécutés avec un nombre de cœurs différent, ne donnent pas des résultats identiques. En effet, un écart local maximum de 2% et moyen de 0.05% a été constaté sur les efforts de coupe. Ces variations sont attribuées à la séparation des domaines et aux erreurs d'arrondi de calculs de chaque cœur. Cependant, il n'est pas trivial de se prononcer sur le nombre de cœurs qui fournit la meilleure solution, car tous les calculs devraient donner le même résultat dans la mesure où les fichiers .inp sont identiques pour chaque calcul.

5.5.3 Etude de répétabilité des calculs

Dans la mesure où l'étude de sensibilité du nombre de cœurs a montré une divergence des résultats suivant le nombre de cœurs alloués à chaque calcul, il a été décidé de réaliser une étude de répétabilité des calculs. Pour ce faire, les conditions initiales sélectionnées pour le calcul d'identification inverse ont été retenues (taille de maille de 10 μm et exécution des calculs sur 1 nœud et 10 cœurs) et la même simulation a été réalisée 18 fois sur des nœuds de calcul différents. Les résultats montrent que les 18 simulations donnent des résultats strictement identiques sur toutes les mesurandes de cette étude (effort de coupe, déplacements, températures et période de festonnement). Par conséquent, il sera considéré que les calculs de simulation directe sont répétables dans les conditions choisies pour cette étude.

5.5.4 Etude de sensibilité des paramètres

Une étude de sensibilité des paramètres associés à l'éprouvette en Inconel 718 a été menée. Soit 22 paramètres, dont les valeurs initiales issues de la bibliographie sont reportées dans le Tableau 5-4 et le Tableau 5-5. L'objectif de cette étude est de déterminer les paramètres qui paraissent les plus pertinents à identifier sur une base objective. En effet, dans l'idéal, il faudrait identifier tous les paramètres, cependant, en pratique, la puissance de calcul mise à disposition ne permet pas de réaliser tous les calculs dans un temps raisonnable. De plus, un nombre de paramètres important à identifier,

pourrait être source de divergence de l'algorithme d'identification inverse (comme mentionné précédemment).

Pour cette étude de sensibilité, une première simulation directe de référence avec les valeurs initiales de chaque paramètre a été réalisée. Puis, pour chaque paramètre, un calcul avec une perturbation d_p fixée à 5% de la valeur initiale de ce dernier a été réalisé. Dans la mesure où 22 paramètres sont étudiés, 23 simulations directes ont donc été réalisées.

Ensuite, pour chaque simulation, le début du régime permanent mécanique a été identifié (via une fonction Matlab) et les données du premier feston en régime permanent ont été extraites pour les quatre mesurandes de cette étude (les déplacements et la température dans la zone de cisaillement primaire, la période de festonnement et l'effort de coupe,). Puis, la sensibilité pour chaque paramètre et chaque mesurande a été calculée à l'aide de la formule suivante :

$$[S_M(p, inc, pix)] = \frac{\partial M(p, inc, pix)}{\partial p} = \frac{M((p + p \cdot d_p), inc, pix) - M(p, inc, pix)}{d_p} \quad (5-8)$$

Avec M la mesurande, S_M la sensibilité de la mesurande, inc l'incrément, pix les coordonnées du noeud, p le paramètre, d_p la perturbation.

Pour comparer ces données, étant donné que chaque mesurande possède des données de natures différentes, des fréquences d'acquisition et des écarts-type d'erreurs de mesure différents, la valeur efficace de la sensibilité de chaque mesurande a été calculée via la formule suivante :

$$S_M(p) = \frac{1}{\sigma_M} \sqrt{\frac{1}{n N} \sum_{inc=1}^n \sum_{pix=1}^N S_M^2(p, inc, pix)} \quad (5-9)$$

Avec σ_M l'écart-type de l'erreur de mesure expérimentale de la mesurande M .

De plus, pour comparer les sensibilités de chaque paramètre vis-à-vis des différentes mesurandes, les sensibilités ont été exprimées en pourcentage pour chaque mesurande grâce à la formule suivante :

$$S_M(p)[\%] = \frac{S_M(p)}{\max_p(S_M(p))} \times 100 \quad (5-10)$$

Enfin, pour obtenir une sensibilité globale par paramètre, un critère basé sur la moyenne a été mis en place :

$$Critère(p) = \frac{1}{n} \sum_{M=1}^n S_M(p) \quad (5-11)$$

Ainsi, le Tableau 5-7 présente les résultats de cette étude de sensibilité.

Tableau 5-7. RMS des sensibilités de chaque paramètre associé à l'Inconel 718 et pour chaque mesurande (F : effort de coupe, T : période de festonnement, U : déplacement totale, Temp : Température).

	F [%]	T [%]	U [%]	Temp [%]	Critère [%]
$A [MPa]$	44.38	34.78	38.26	33.42	37.71
$B [MPa]$	87.43	69.57	99.16	55.79	77.99
$C [-]$	16.12	0	14.64	10.88	10.41
$n [-]$	23.77	0	37.22	15.84	19.21
$m [-]$	27.33	8.7	14.06	20.7	17.7
$D_1 [MPa]$	15.23	8.7	25.8	10.46	15.05
$D_2 [MPa]$	83.45	65.22	80.75	81.5	77.73
$D_3 [-]$	100	100	100	70.59	92.65
$D_4 [-]$	38.92	8.7	37.64	31.41	29.17
$D_5 [-]$	22.86	8.7	19.75	11.48	15.7
$G_f [m]$	43.02	13.04	31.58	36.56	31.05
$\dot{\epsilon}_{zero} [-]$	24.13	26.09	38.13	11.38	24.93
$\dot{\epsilon}_{ref} [S^{-1}]$	14.56	8.7	16.61	4.83	11.17
$T_{fusion} [^{\circ}C]$	31.23	17.39	36.59	13.6	24.7
$T_{amb} [^{\circ}C]$	15.74	8.7	22.1	5.46	13
$\mu [-]$	39.93	43.48	50.87	18.61	38.22
Masse volumique ρ [tonne.mm ⁻³]	30.74	17.39	26.17	90.21	41.13
$E [MPa]$	14.76	17.39	22.39	7.69	15.56
$\nu [-]$	40.94	30.43	37.78	11.23	30.1
Exp thermique [$^{\circ}C^{-1}$]	14.39	0	16.53	4.2	8.78
Taylor-Quinney $\beta [-]$	31.63	21.74	26.28	100	44.91
$D_{critique} [-]$	70.72	4.35	56.76	41.44	43.32

L'étude de sensibilité semble montrer que pour les quatre mesurandes, les paramètres suivants semblent fortement influents :

- Le terme B, qui correspond au terme d'écroissage de la loi de Johnson-Cook plastique.
- Les constantes D₂ et D₃, qui correspondent également à des termes d'écroissage, mais de la loi de Johnson-Cook endommagement.

Le terme D_{critique} qui pilote la propagation de l'endommagement a une forte influence sur les efforts de coupe, les déplacements et dans une moindre mesure la température. Pour finir, les paramètres de masse volumique et de Taylor-Quinney semblent fortement impacter la température dans la bande de cisaillement primaire, sans pour autant influencer sur les autres mesurandes. Cela semble cohérent car la densité intervient dans l'équation de la chaleur et le coefficient de Taylor-Quinney est par définition la part d'énergie plastique convertie en chaleur.

Le Tableau 5-8 classe les paramètres par influence décroissante selon le critère mis en place et indique les paramètres qui ont été sélectionnés pour l'identification inverse.

Tableau 5-8. Classement décroissant de l'influence des paramètres associés à l'Inconel 718.

Rang	Paramètre	A identifier par la méthode inverse	Rang	Paramètre	A identifier par la méthode inverse
1	D_3	✓	12	$\epsilon_{dot-zero}$	✗
2	B	✓	13	T_{fusion}	✗
3	D_2	✓	14	n	✓
4	β	✓	15	m	✗
5	$D_{critique}$	✓	16	D_5	✗
6	ρ	✗	17	E	✗
7	μ	✓	18	D_1	✗
8	A	✓	19	T_{amb}	✗
9	G_f	✗	20	ϵ_{ref}	✗
10	ν	✗	21	C	✗
11	D_4	✗	22	$Exp\ thermique$	✗

En accord avec l'étude de sensibilité du nombre de cœurs alloués à chaque calcul, il paraît envisageable d'identifier 8 paramètres par la méthode d'identification inverse, en conservant un temps de calculs raisonnable. Dans Cassiopée, 96 cœurs étant disponibles pour les calculs, il est possible de réaliser 9 simulations directes simultanément avec 10 cœurs chacune (donc environ 20 heures de temps de calculs) et de garder 6 cœurs pour l'algorithme d'identification inverse codé sous Matlab. Dans les 8 paramètres les plus influents d'après l'étude de sensibilité, il a été décidé de retirer la masse volumique des paramètres à identifier, pour trois raisons principales :

- Premièrement, ce paramètre a une forte influence uniquement sur la mesurande des températures.
- Deuxièmement, c'est une constante très bien renseignée dans la littérature avec une faible variabilité.
- Enfin, les ressources techniques à disposition ne permettaient pas de mesurer avec exactitude ce paramètres pour contrôler les résultats de l'identification inverse.

Le choix du dernier paramètre à identifier s'est tourné vers la constante n de la loi de Johnson-Cook plastique. Bien que de prime à bord relativement peu influent, ce choix permet d'identifier complètement le terme quasi-statique de la loi de Johnson-Cook plastique, qui correspond également à une loi de Ludwik.

Afin de valider l'étude de sensibilité et d'obtenir les dépendances des paramètres, les matrices hessiennes (définition ci-après) de chaque mesurande ont été calculées. Afin de faciliter la lecture des matrices, il a été décidé de les afficher sous forme logarithmique :

$$H_M = \log_{10} \left(\left| \frac{[S_M]^t [S_M]}{\sigma_M^2 \text{card}(M)} \right| \right) \quad (5-12)$$

La Figure 5-7 présente les matrices hessiennes logarithmiques issues de l'étude de sensibilités des paramètres pour chaque mesurande étudiée.

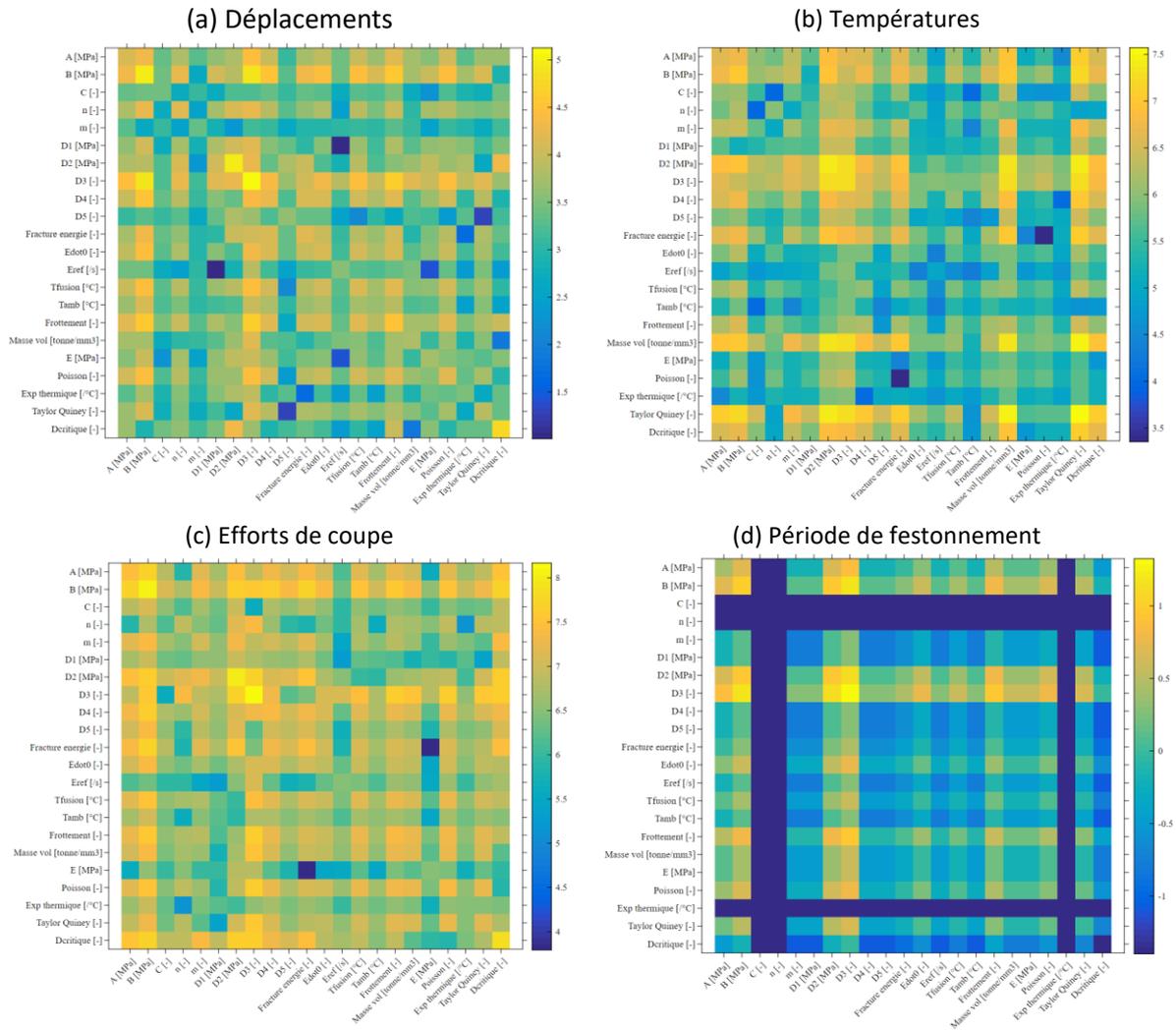


Figure 5-7. Matrices hessiennes issues de l'étude de sensibilité des paramètres pour différentes mesurandes : les déplacements (a), les températures (b), les efforts de coupe (c) et la période de festonnement (d).

Pour les matrices de chaque mesurande, les termes diagonaux représentent la sensibilité des paramètres. De plus, les termes extra-diagonaux permettent de visualiser les dépendances une à une entre les paramètres, ce qui justifie le fait que les matrices soient symétriques. D'après les termes diagonaux des matrices hessiennes de chaque mesurande, les paramètres B, D₂ et D₃ semblent très influents et dans une moindre mesure, le facteur D_{critique}. De plus, d'après les termes extra-diagonaux, il semblerait que les paramètres B et D₂, D₃ soient fortement dépendants. Ainsi, les paramètres les plus influents seront bien estimés par la méthode d'identification inverse et aucune dépendance forte n'implique des paramètres non identifiés.

5.6 Synthèse de la simulation directe

Le modèle numérique éléments finis d'une opération de rabotage a été développé selon une modélisation CEL, permettant d'obtenir les informations de déplacements, de températures, la période de festonnement et les efforts de coupe simulés.

Une étude de sensibilité de la taille de maille a permis de montrer qu'une maille de 10 μm offre un bon compromis entre le temps de calculs et la convergence des résultats. De plus, l'étude de sensibilité du nombre de cœurs alloués à chaque simulation, a montré qu'il est envisageable

d'identifier 8 paramètres (compte tenu du nombre de cœurs disponibles pour le projet sur le centre de calcul Cassiopée) par la méthode d'identification inverse en conservant un temps de calcul relativement raisonnable et que ces calculs sont répétables.

Pour finir, une étude de sensibilité des paramètres pour chaque mesurande étudiée (les déplacements, la température, la période de festonnement, ainsi que les efforts de coupe) a permis de sélectionner les paramètres les plus influents et donc pertinents à identifier. Les paramètres retenus sont les suivants : A, B, n, D_2 , D_3 , le coefficient de frottement (μ), D_{critique} et le coefficient de Taylor-Quinney (β).

6 Identification inverse du comportement du matériau en coupe

6.1	INTRODUCTION	139
6.2	COMPARAISON DE DONNEES EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES EN COUPE.....	140
6.3	RECALAGE TEMPOREL	148
6.4	MISE EN PLACE D'UN CRITERE DE CONVERGENCE	149
6.5	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ALGORITHME.....	153
6.6	SUIVI DES CALCULS D'IDENTIFICATION INVERSE	154
6.7	RESULTATS DE L'IDENTIFICATION INVERSE	155
6.8	LIMITES NON GEREES A L'HEURE ACTUELLE.....	168
6.9	SYNTHESE DE L'IDENTIFICATION INVERSE	169

6.1 Introduction

L'objectif général de l'identification inverse est de déterminer les coefficients d'une loi de comportement (dans ce cas d'étude il s'agit des lois de Johnson-Cook plastique et endommagement) pour un matériau donné (ici l'Inconel 718) et pour un essai mécanique précis (dans cette étude une opération de rabotage). Pour ce faire, dans un premier temps, un jeu de données expérimentales de référence le plus complet et le plus représentatif possible du phénomène étudié doit être acquis. Par la suite, il faut mettre en place une simulation numérique directe, basée sur la loi de comportement ciblée, qui reproduit le plus fidèlement possible l'essai expérimental réalisé. Enfin, la méthodologie d'identification inverse est de comparer les données simulées à celles expérimentales au travers d'un critère de convergence. Si le critère n'est pas respecté, une nouvelle simulation numérique directe avec un nouveau jeu de paramètres légèrement modifié est relancée ; et dans le cas où le critère de convergence est respecté, l'algorithme fournit alors les constantes optimisées de la loi identifiée. Par conséquent, un comportement est déterminé, ainsi qu'une estimation de l'écart entre les résultats expérimentaux et leurs équivalents simulés. La Figure 6-1 présente le principe général de l'identification inverse multicritères.

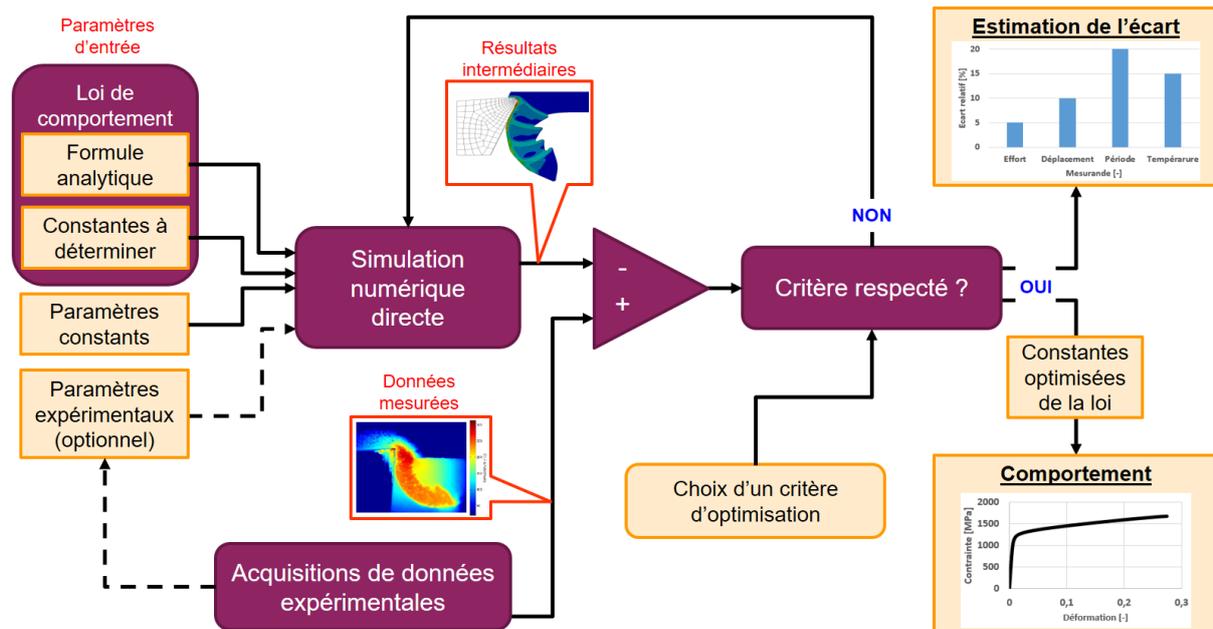


Figure 6-1. Principe général de l'identification inverse multicritères.

Dans le but de se former et d'éprouver la méthodologie proposée sur un cas plus simple que celui du rabotage, des identifications inverse menées sur des essais de traction ont été réalisées sur le même lot matière que les éprouvettes de rabotage en Inconel 718. L'intégralité de la démarche expérimentale et numérique ainsi que les résultats, sont disponibles en annexe 8.2 (il est conseillé de lire cette annexe afin de faciliter la compréhension de la méthodologie déployée en coupe).

6.2 Comparaison de données expérimentales et numériques en coupe

Les moyens de mesures (caméras et dynamomètre) déployés au cours de l'expérimentation en rabotage ont chacun leur propre fréquence d'acquisition. Afin de conserver le plus d'informations possible, il a été décidé de conserver la fréquence d'acquisition de chaque mesurande pour l'identification inverse. Cela implique donc qu'Abaqus (logiciel éléments finis choisi pour réaliser les simulations directes) fournisse des résultats avec des fréquences spécifiques pour chaque mesurande (en pratique, l'« history output » a été configuré avec la fréquence d'acquisition de la platine dynamométrique et le « field output » avec celle de la caméra visible).

D'un point de vue de la mesurande des efforts, la comparaison des résultats simulés et expérimentaux est quasi directe, car la platine dynamométrique et Abaqus fournissent tous les deux une valeur de l'effort de coupe global par incrément, exprimée en Newton. La seule différence est que dans le modèle numérique, le maillage a une épaisseur de 0.01 mm (correspondant à une maille), alors que l'éprouvette réelle a une épaisseur de 2 mm. Il est donc nécessaire d'appliquer un gain de 200 aux résultats simulés pour les comparer avec les valeurs expérimentales.

Pour les champs cinématique et thermique, la comparaison des données n'est pas directe. En effet, chaque caméra donne une information surfacique, alors que le maillage éléments finis est lui volumique. De plus, chaque maillage (cinématique, thermique expérimental et éléments finis) a une taille de maille différente. Afin de pouvoir comparer des résultats simulés et expérimentaux

objectivement, il paraît donc nécessaire de projeter tous les champs dans un maillage unique. L'éprouvette étant modélisée dans une formulation eulérienne, son maillage est fixe spatialement et temporellement. Le choix du maillage éléments finis comme maillage de référence semble donc être approprié pour faciliter les projections.

6.2.1 Préparation du maillage éléments finis

Bien que le maillage éléments finis soit le maillage de référence, quelques traitements et vérifications sont nécessaires, notamment pour extraire un maillage surfacique du maillage éléments finis volumique.

Une vérification de l'uniformité des résultats dans la profondeur du maillage volumique a été faite (chaque mesurande est strictement identique pour chaque incrément, ce qui est en accord avec l'hypothèse de déformation plane émise dans le modèle numérique de coupe). Par conséquent, il suffit d'extraire les nœuds surfaciques du maillage volumique. Pour ce faire, la démarche suivante a été adoptée :

- Identification des nœuds surfaciques.
- Recherche des plus proches voisins.
- Ecriture de la table des connectivités.
- Ecriture de la table des éléments.
- Ecriture de la table des nœuds.
- Ecriture des coordonnées des nœuds.

Pour finir et pour faciliter les futurs dégauchissages et recalages des différents maillages, il a été décidé de placer l'origine du repère de tous les maillages en pointe d'outil (comme le montre la Figure 6-2), car c'est un point fixe qui semble identifiable sur les images issues des caméras.

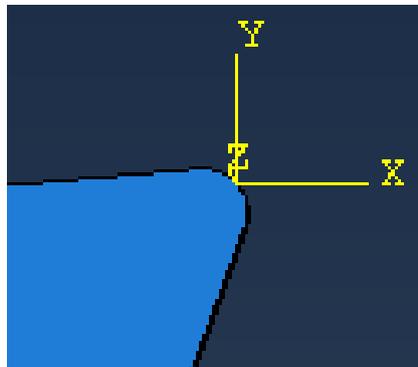


Figure 6-2. Mise en place de l'origine du repère éléments finis en pointe d'outil.

Ainsi, le maillage surfacique obtenu sera le maillage de référence utilisé pour l'identification inverse. La Figure 6-3 présente le résultat de l'extraction du maillage surfacique à partir du maillage volumique eulérien.

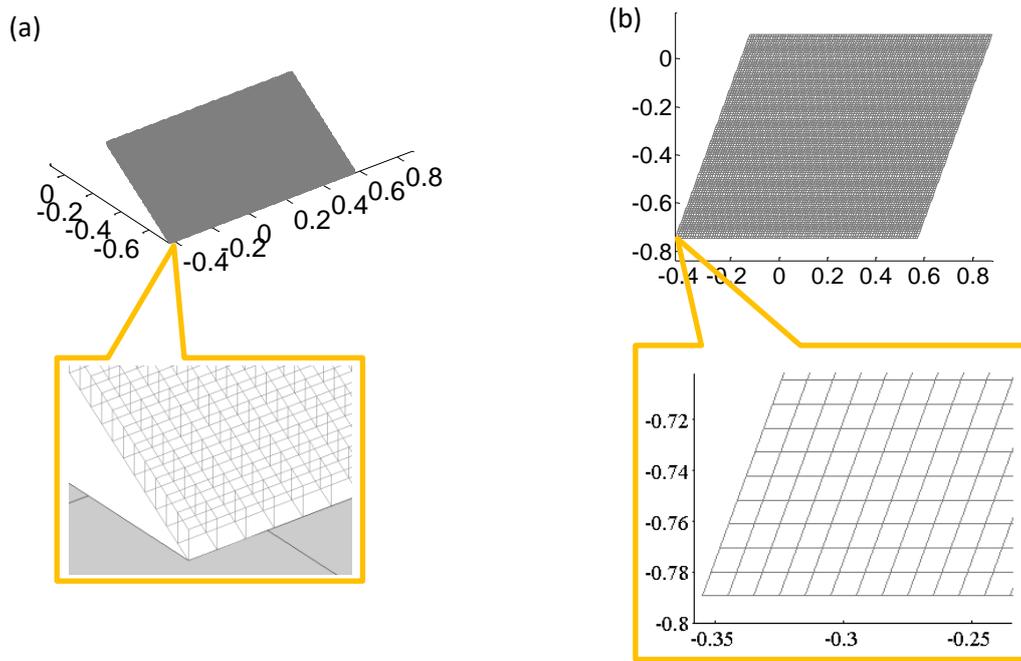


Figure 6-3. Maillage volumique eulérien de l'éprouvette issu de la simulation (a) et maillage surfacique de référence de cette même éprouvette pour le recalage avec les images, obtenu par traitement sur les maillages (b).

6.2.2 Préparation des maillages expérimentaux

6.2.2.1 Cas du maillage infrarouge

Le maillage éléments finis surfacique étant le maillage de référence, il est nécessaire de projeter les informations expérimentales dans ce maillage principal, afin de pouvoir comparer simplement les données expérimentales et simulées. Pour cela, la démarche suivante a été adoptée :

- Premièrement, chaque image va être projetée dans un maillage structuré avec une taille de maille de la résolution spatiale des images thermique ($1.25 \mu\text{m} \cdot \text{pixel}^{-1}$). Cette étape permet d'assigner un repère et des coordonnées à chaque pixel, ce qui est nécessaire pour le dégauchissage et la projection du maillage.
- Deuxièmement, la pointe de l'outil ainsi que la ligne délimitant la face de coupe de l'outil de l'éprouvette sont identifiées. A l'heure actuelle, cette étape est réalisée par des pointages manuels de l'utilisateur, cependant, il paraît envisageable d'identifier ce point et cette ligne remarquables via un algorithme basé sur les gradients en thermique et les niveaux de gris en visible. Ce travail a par exemple déjà été réalisé par Pouliquen (Pouliquen, 2022) et (Pouliquen et al., 2023), dans le cas de détection de morphologies de copeaux observées avec une caméra visible.
- Troisièmement, une translation du repère est faite afin de placer son origine en pointe d'outil. De plus, connaissant l'angle de coupe de l'outil, il est possible de dégauchir en rotation le repère. Ainsi, après cette troisième étape, dont le résultat est présenté en Figure 6-4, les maillages infrarouge et éléments finis sont dégauchis l'un par rapport à l'autre.

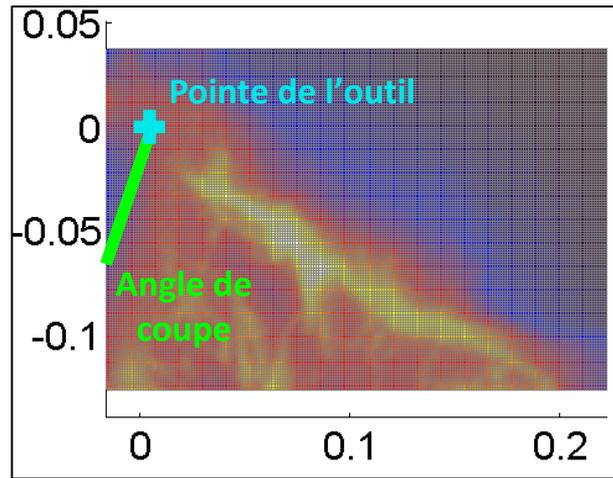


Figure 6-4. Exemple du résultat de dégauchissage du maillage issu de la caméra infrarouge.

- Enfin, il faut projeter le maillage infrarouge sur le maillage éléments finis. Or, les deux maillages ont des résolutions spatiales différentes (éléments de 10 μm pour le maillage de référence contre 1.25 μm pour l'infrarouge). Par conséquent, un projecteur pixel nœud a été utilisé afin d'optimiser l'information thermique lors de la projection de maillage. Après projection, les informations issues des images thermiques sont présentes dans le maillage de référence (comme le montre la Figure 6-5). La comparaison de données expérimentales et simulées peut alors se faire directement pour chaque nœud du maillage de référence.

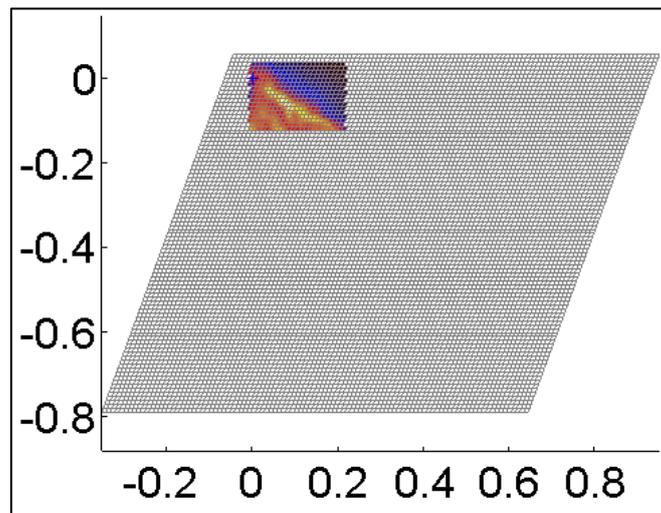


Figure 6-5. Résultats de la projection des informations thermiques dans le maillage de référence.

Il est à noter qu'au-delà d'exploiter toute l'information thermique, le projecteur pixel-nœud influe sur l'écart-type de l'erreur de mesure dans le nouveau maillage, par l'effet de moyennage induit par le rapport de résolution spatiale des deux maillages. Ainsi, l'écart-type de l'erreur de mesure de la mesurande projetée dans le nouveau maillage devient :

$$\sigma_{IREF} = \sigma_{IR} \frac{1}{\sqrt{4 \left(\frac{RS_{EF}}{RS_{IR}} \right)^2}} \quad (6-1)$$

$$\sigma_{IREF} = \frac{\sigma_{IR}}{2 \frac{RS_{EF}}{RS_{IR}}}$$

Avec σ_{IR} et σ_{IREF} les écarts-types de l'erreur de mesure de température, respectivement dans les maillages infrarouge et de référence, RS_{EF} et RS_{IR} les résolutions spatiales des maillages infrarouge et de référence. Ici, $\sigma_{IREF} = \frac{\sigma_{IR}}{16}$. Donc, l'utilisation du projecteur pixel-nœud permet dans ce cas de renforcer la confiance accordée aux mesures de températures, grâce au rapport de résolutions spatiales des deux maillages (infrarouges et éléments fins).

6.2.2.2 Cas du maillage visible

La démarche globale de projection des informations issues de la caméra visible sur le maillage éléments fins est la même que pour la mesurande thermique, cependant, quelques différences sont tout de même présentes. Premièrement, la pointe et l'angle de coupe de l'outil sont identifiés via l'utilisateur sur les images visibles, or, c'est le maillage contenant les résultats DIC qui sera projeté sur le maillage éléments fins. La superposition des images visibles sur le maillage DIC est donc nécessaire. Cette étape est cependant relativement simple, car les deux maillages (DIC et visible) sont parfaitement dégauchés entre eux et Correli Q4 (logiciel utilisé pour les calculs DIC) donne les coordonnées de chaque élément DIC sur l'image visible de référence pour chaque calcul. Enfin, il faut prendre en compte la résolution spatiale des images de la caméra visible et des résultats de corrélation d'images (ici des ZOI de 16 pixels qui correspondent à des mailles de 12.96 μm ont été utilisées pour les calculs DIC) pour la projection des résultats DIC dans le maillage éléments fins. La Figure 6-6 résume graphiquement les différentes étapes clés de la projection des résultats DIC dans le maillage surfacique de référence.

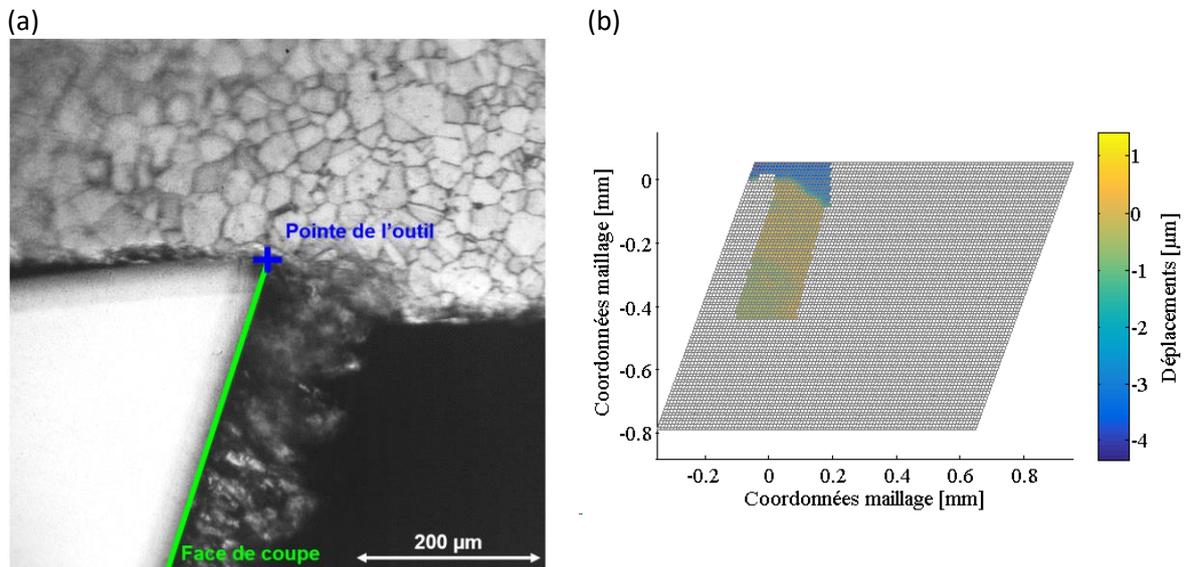


Figure 6-6. Démarche de projection des résultats DIC dans le maillage de référence : identification de la pointe d'outil et de l'angle de coupe (a) et champ de déplacement total à l'incrément 14, après la projection dans le maillage de référence(b).

De la même manière que pour le maillage infrarouge, l'écart-type de l'erreur de mesure DIC dans le maillage de référence est :

$$\sigma_{DICEF} = \sigma_{DIC} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{RS_{EF}}{RS_{DIC}}\right)^2}} \quad (6-2)$$

Ainsi, via le jeu des projections, la confiance accordée aux résultats DIC se dégrade légèrement et l'écart-type de l'erreur de mesure devient : $\frac{\sigma_{DIC}}{0.78}$.

Au final, pour chaque simulation directe, il est possible d'extraire un maillage surfacique de référence du fichier (.odb) de sortie de simulation, contenant toutes les valeurs de toutes les mesurandes simulées, avec des incréments correspondant aux fréquences des différents moyens d'acquisitions. De plus, les maillages expérimentaux ont été dégauchis et projetés dans le maillage surfacique de référence. Par conséquent, les données simulées et expérimentales peuvent être comparées directement en chaque nœud du maillage de référence et pour chaque incrément.

6.2.3 Choix des nœuds retenus pour réaliser l'identification inverse

Une fois les projections de maillages réalisées, il se pose la question de la sélection des nœuds à utiliser pour l'identification inverse.

6.2.3.1 Méthode de sélection des nœuds par optimisation quantitative des données expérimentales

En première intention, dans l'optique de conserver un maximum d'informations, il pourrait paraître raisonnable de sélectionner tous les nœuds avec des informations expérimentales (DIC et thermique) et des erreurs de mesure inférieures à un seuil défini par l'utilisateur. Une première identification inverse a donc été réalisée avec ce principe de sélection, conduisant à retenir 351 nœuds du maillage surfacique de référence. La Figure 6-8(a) et (c) présente les nœuds du maillage sélectionnés, ainsi que l'allure des courbes expérimentales retenues pour le premier calcul d'identification inverse.

En pratique, les contraintes thermomécaniques sévères induites par la coupe étant principalement dans la bande de cisaillement primaire (donc dans une zone restreinte à quelques nœuds uniquement), ce choix implique un lissage des mesurandes (comme montré en Figure 6-8(c)), conduisant à l'identification d'un copeau continu (comme montré en Figure 6-7), ce qui n'est absolument pas en accord avec la morphologie du copeau festonné obtenu expérimentalement. Par conséquent, il semblerait que le choix d'optimiser d'un point de vue quantitatif les données expérimentales n'est pas une bonne solution dans ce cas d'étude.

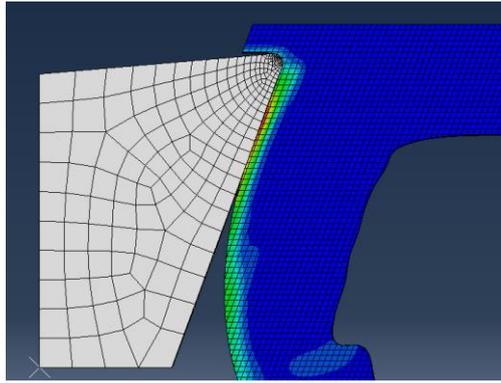


Figure 6-7. Morphologie de copeau obtenue après identification inverse menée avec une méthode de sélections des nœuds avec optimisation de la quantité d'information expérimentale.

6.2.3.2 Méthode de sélection par optimisation qualitative des nœuds expérimentaux

Dans la suite de l'étude, afin de faciliter au mieux la création de copeaux simulés festonnés et tendre vers l'unicité d'une solution, il a été décidé de sélectionner des nœuds dans la zone de cisaillement primaire, de manière à obtenir une forte fluctuation et amplitude des mesurandes expérimentales. Par conséquent, une liste de nœuds spécifique à chaque mesurande a été mise en place, car il ne semble pas nécessaire que les nœuds sectionnés soient identiques pour les mesurandes thermique et cinématique. A titre d'exemple, la Figure 6-8 présente les courbes et les nœuds retenus pour la même séquence expérimentale, mais avec une sélection des nœuds de manière quantitative en Figure 6-8(a) et (c) et qualitative Figure 6-8(b) et (d). Comme dit précédemment, une sélection des nœuds par critère quantitatif conduit à une identification de copeau continu, alors qu'une sélection de nœuds de manière qualitative peut conduire à une morphologie festonnée (des résultats détaillés seront présentés en section 6.7). Par conséquent, dans toute la suite du mémoire, une méthode de sélection des nœuds qualitative sera utilisée.

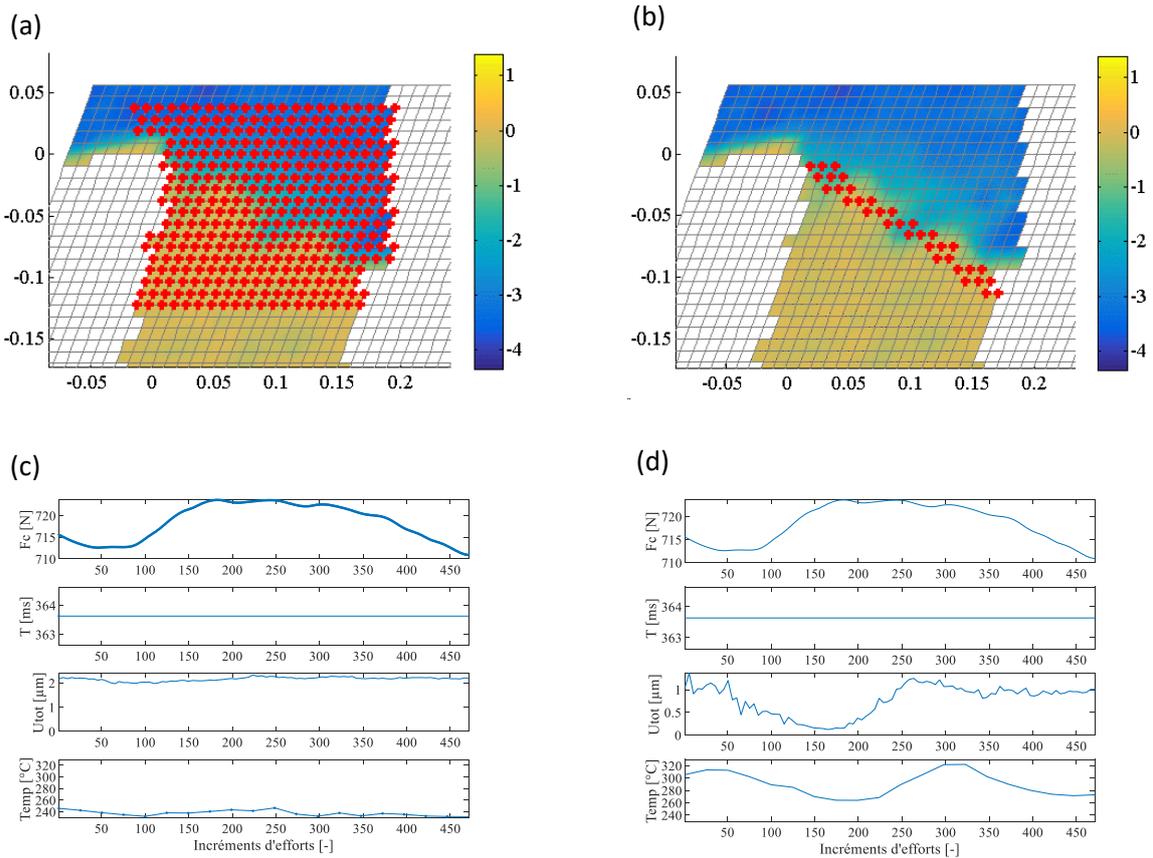


Figure 6-8. Impact du choix des nœuds sélectionnés (points rouges) sur l'amplitude des mesurandes expérimentales : choix de tous les nœuds avec de l'information expérimentales (a, c) et choix des nœuds pour augmenter l'amplitude des mesurandes (b, d).

A l'heure actuelle, le choix de ces nœuds est purement laissé à l'appréciation de l'utilisateur. Cependant, en perspective, il serait intéressant de réaliser une étude de sensibilité des nœuds, pondérée par l'écart-type de l'erreur de mesure expérimentale vis-à-vis de chaque mesurande, pour permettre de réaliser un choix plus objectif des nœuds à retenir pour les calculs d'identification inverse.

6.2.4 Synthèse de la démarche de comparaison des données expérimentales et simulées

La comparaison des efforts de coupe globaux issus du dynamomètre et de la simulation est relativement simple, puisqu'un simple gain est à appliquer en sortie de simulation pour qu'une comparaison directe des données soit possible.

Dans le cas des champs cinématique et thermique, la démarche est un peu plus complexe car chaque donnée possède sa propre résolution spatiale. Par conséquent, après avoir dégauchi les maillages expérimentaux, ils ont été projetés dans un maillage surfacique éléments finis de référence, afin de permettre une comparaison directe des données nœud par nœud.

Pour finir, étant donné que les phénomènes cinématiques et thermiques observés dans la zone de cisaillement primaire ont une très forte cinétique et qu'ils sont contenus dans une région de très petite dimension, seuls quelques nœuds du maillage de référence sont sensibles aux gradients observés. Cela complique très largement l'identification inverse, car l'élargissement de la fenêtre d'observation réduit le poids des données intéressantes via l'effet de moyenne, et si la fenêtre est trop

petite, il est possible que la zone de cisaillement primaire simulée soit en dehors de la fenêtre utilisée pour l'identification inverse, définie avec les données expérimentales. A l'heure actuelle, un choix subjectif des nœuds et une fenêtre fixe est utilisé, bien que ce ne soit pas une solution optimale. La Figure 6-9 synthétise la démarche de comparaison des données expérimentales et simulées adoptée dans cette étude.

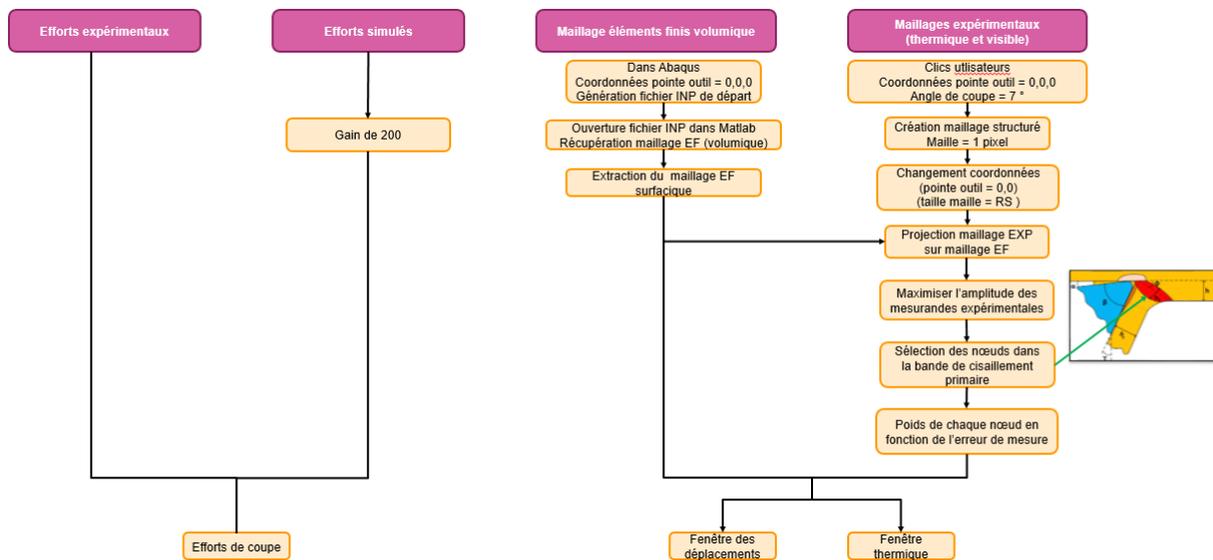


Figure 6-9. Résumé de la démarche de comparaison des données expérimentales et simulées.

6.3 Recalage temporel

Le modèle numérique direct mis en place simule un régime transitoire beaucoup plus court que ce qui a été observé expérimentalement. A titre d'exemple, pour une épaisseur coupée de 0.1 mm et une vitesse de coupe de 4 m.min⁻¹, le régime transitoire mécanique correspond à une longueur usinée d'environ 0.4 mm en simulation, contre environ 10.0 mm en expérimentation ; soit un rapport de 25 entre les résultats simulés et expérimentaux. Cela peut en partie s'expliquer par la géométrie de la pièce modélisée et du maillage eulérien qui épouse l'angle de coupe de l'outil, car cette modélisation implique que la coupe commence directement avec l'épaisseur coupée renseignée. Cependant, cette différence n'explique pas à elle seule l'écart entre la simulation et l'expérimentation. Par conséquent, il ne paraît pas pertinent de commencer les calculs d'identification inverse dans le régime transitoire, car il est peu probable que l'algorithme arrive à recalibrer la simulation sur l'expérimental dans cette zone.

Ensuite, au moins pour les premières itérations, les périodes de festonnement expérimentales et simulées seront a priori différentes. De plus, chaque simulation directe aura potentiellement sa propre période de festonnement, puisque d'après l'étude de sensibilité réalisée en partie 5.5.4, les paramètres à identifier sont sensibles à cette mesurande. Il semble donc nécessaire de traiter toutes les données de manière similaire et de recalibrer temporellement chaque simulation pour pouvoir comparer objectivement les données simulées et expérimentales.

En accord avec la Figure 6-10(a), il semblerait que toutes les mesurandes ont les mêmes allures (changement de tendances aux mêmes instants). Cependant, le régime permanent mécanique

(mesurande des efforts et des déplacements) est atteint avant celui thermique. En toute rigueur, il faudrait réaliser l'identification inverse une fois le régime permanent thermique atteint, cependant, pour des raisons d'économie de temps de calculs, le premier feston du régime permanent mécanique sera celui retenu pour les calculs. De plus, il a été décidé de choisir les données des efforts de coupe pour la recherche du premier feston permanent, car cette mesurande donne une information globale de la coupe et ne dépend donc pas des nœuds retenus pour les calculs.

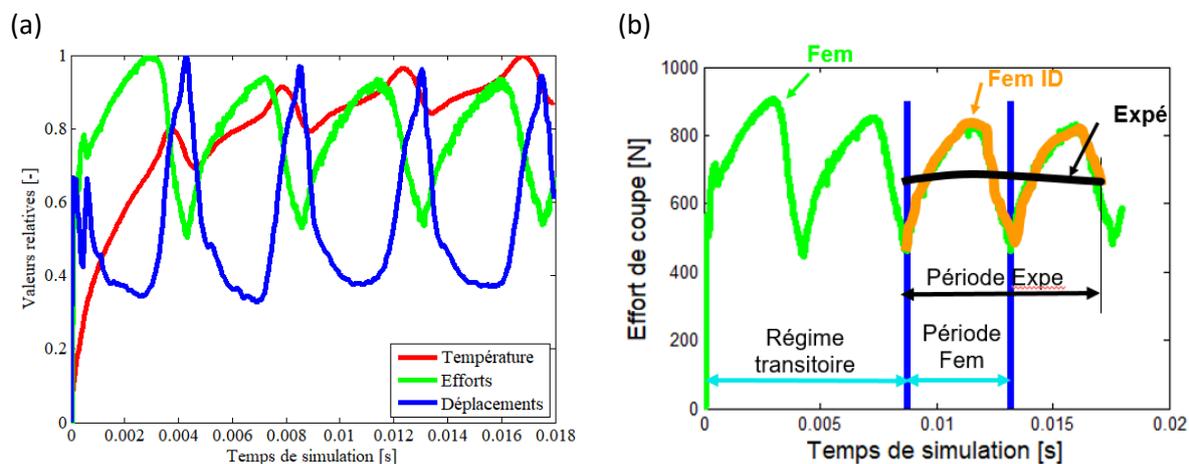


Figure 6-10. Régime transitoire des mesurandes (a), et principe de du recalage temporel pour l'identification inverse (b).

En pratique, d'un point de vue expérimental, le jeu de données a été mis en forme manuellement, de manière à commencer au début de la création d'un feston. Cependant, pour la partie simulation, il est nécessaire d'automatiser la recherche : du début du régime permanent, de l'initiation de la création du feston étudié et de la période de festonnement. Pour ce faire, une fonction de recherche d'extrema locaux, basée sur la mesurande des efforts a été créée. Ainsi la fonction donne en sortie : l'incrément de l'initiation de la création du premier feston en régime permanent et la période de festonnement simulés. De plus, par soucis de robustesse, la période de festonnement sera considérée comme une mesurande à part entière et sera donc inclut au critère de convergence ; et une détection de copeau continu basée sur l'amplitude de l'effort de coupe en régime permanent a été ajoutée à cette fonction. Cela permet à l'algorithme d'identifier que le copeau simulé est continu et de proposer un autre jeu de paramètres qui correspond potentiellement à un copeau festonné.

Au final, le recalage temporel est assuré en réalisant l'identification inverse sur le premier feston simulé en régime permanent mécanique et la période de festonnement a été incluse aux mesurandes. Pour finir, une détection de copeau continu a été ajoutée, dans le but de guider au mieux l'algorithme vers une solution optimisée.

6.4 Mise en place d'un critère de convergence

L'une des parties cruciales de l'identification inverse est la mise en place d'un critère de convergence et le calcul d'un nouveau jeu de paramètres pour l'itération suivante. C'est d'autant plus le cas dans cette étude, car le temps de calcul de chaque simulation de la coupe étant important, l'algorithme doit converger avec un nombre d'itérations contenu pour avoir un temps de calcul global raisonnable.

Il a été décidé de partir d'un critère de convergence existant et de l'adapter à cette étude. Ainsi, le critère mis en place par (Neggers et al., 2017) a été retenu. Ce critère de convergence développé sur la mesurande des efforts au cours d'un essai de traction, est basé sur la variation du nouveau jeu de paramètres pour l'itération suivante. Ainsi, il est considéré qu'il y a convergence lorsque les paramètres ne varient plus entre deux itérations successives. Afin de faciliter la compréhension, le critère de convergence mis au point par (Neggers et al., 2017) sera détaillé, puis son adaptation à cette étude sera expliquée. Il est à noter que la mise en place du critère de convergence pour une unique mesurande correspond au cas de l'essai de traction, dont des résultats sur le matériau d'étude sont présentés en annexe 8.2.

6.4.1 Définition du critère pour une mesurande, d'après (Neggers et al., 2017)

Obtenir une solution optimisée du problème d'identification inverse, revient à trouver un jeu de paramètres optimisé $\{p_{opt}\}$ qui minimise l'écart entre les valeurs de la mesurande expérimentale $\{M^m\}$ et simulée $\{M^{EF}\}$. Donc :

$$\text{Solution optimisée} \Rightarrow \{p_{opt}\} = \underset{\{p\}}{\operatorname{argmin}} \|\{M^m\} - \{M^{EF}\}\|_2^2 \quad (6-3)$$

Or, en notant ρ_M^2 la norme euclidienne au carré des écarts entre les valeurs expérimentales et simulées de la mesurande étudiée, on obtient :

$$\rho_M^2 = \|\{M^m\} - \{M^{EF}\}\|_2^2 = (\{M^m\} - \{M^{EF}\})^t (\{M^m\} - \{M^{EF}\}) \quad (6-4)$$

Ensuite, il est possible de réaliser un développement limité de la fonction $\{M^{EF}\}$:

$$\{M^{EF}\}(\{p\}) = \{M^{EF}\}(\{\tilde{p}\}) + \left[\frac{\partial M^{EF}}{\partial p} \right] (\{\tilde{p}\}) \{\delta p\} \quad (6-5)$$

Donc, en dérivant ρ_M^2 par rapport au jeu de paramètres $\{p\}$, on obtient :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\partial p\}} = -2 [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widetilde{M^{EF}}\} - [S_M] \{\delta p\}) \quad (6-6)$$

Avec :

$$[S_M] = \frac{\partial M^{EF}(p, inc)}{\partial p} = \frac{M^{EF}(p + (p \cdot dp), inc) - M^{EF}(p, inc)}{dp}$$

Ensuite, minimiser ρ_M^2 revient à dire que sa dérivée est nulle. Donc :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\partial p\}} = 0 \Rightarrow [S_M]^t [S_M] \{\delta p\} = [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widetilde{M^{EF}}\}) \quad (6-7)$$

Enfin, en isolant le terme $\{\delta p\}$, on obtient :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\partial p\}} = 0 \Rightarrow \{\delta p\} = ([S_M]^t [S_M])^{-1} [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widetilde{M^{EF}}\}) \quad (6-8)$$

Au final, il y a convergence si $\{\delta p\}$ est inférieur à une valeur seuil fixée par l'utilisateur. Donc, il est considéré que l'algorithme a convergé si :

$$\|\{\delta p\}\| < \text{Critère} (\sim 0,001), \text{ avec } \{\delta p\} = ([S_M]^t [S_M])^{-1} [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widehat{M^{EF}}\}) \quad (6-9)$$

Dans le but de mieux guider l'algorithme et d'éviter au maximum des valeurs de paramètres non physiques (comme une valeur de module d'Young négative par exemple), une régularisation de Tikhonov a été incluse au critère de convergence. Pour ce faire, $\{\delta p\}$ a été exprimé sous la forme de deux matrices $[M_{tot}]$ et $[B_{tot}]$:

$$\{\delta p\} = [M_{tot}]^{-1} [B_{tot}] \quad (6-10)$$

Avec :

- $M_{tot} = W_M [S_M]^t [S_M]$
- $B_{tot} = W_M [S_M]^t (M^m - \widehat{M^{EF}})$
- $W_M = \frac{1}{\sigma_M^2 \text{card}(M^m)}$

Ainsi, l'écriture du critère de convergence avec l'ajout de la régularisation de Tikhonov devient :

$$\{\delta p\} = [M_{tot} + M_{tik}]^{-1} [B_{tot} + B_{tik}] \quad (6-11)$$

Avec

- $M_{tik} = \text{initreg} \times \max(\lambda(M_{tot})) \times D(\text{card}(p), \text{card}(p))$
- $B_{tik} = \text{initreg} \times \max(\lambda(M_{tot})) \times \frac{p_{init} - p}{p_{init}}$

Il est possible de remarquer que la mise en place du critère de convergence s'est faite sans aucune hypothèse sur la nature de l'essai expérimental réalisé, ou sur la mesurande étudiée. Par conséquent, il semblerait que ce critère de convergence soit exploitable aussi bien sur un essai de traction que sur un essai de rabotage, et pour toutes les mesurandes utilisées dans l'essai d'usinage.

6.4.2 Généralisation du critère pour les quatre mesurandes utilisées sur l'essai de rabotage

Dans le cadre de l'essai de rabotage, trois moyens de mesures (platine dynamométrique, caméras visible et thermique) ont été utilisés, permettant l'obtention de quatre mesurandes expérimentales (les champs cinématique et thermique, les efforts de coupe et la période de festonnement). Afin d'enrichir au maximum le critère de convergence, il paraît pertinent d'y inclure ces quatre mesurandes.

Pour ce faire, dans un premier temps, les sensibilités, les écarts-type d'erreurs de mesure, les poids des fonctions coût, ainsi que le matrice $[M_M]$ et le vecteur $[B_M]$ doivent être calculés indépendamment pour chaque mesurande. Chaque mesurande ayant une nature et mise en forme des données différente, elles auront toutes des formulations spécifiques. Cependant, l'architecture globale des formules est identique pour toutes les mesurandes, à l'exception de l'écart-type des erreurs de mesure. Le Tableau 6-1 synthétise l'ensemble de ces équations.

Tableau 6-1. Synthèse des équations nécessaires au calcul du critère de convergence.

Efforts [N]	Période [ms]	Déplacement [μm]	Température [$^{\circ}\text{C}$]
$[S_F(\text{inc})] = \frac{\partial F(\text{p}, \text{inc})}{\partial \text{p}}$	$[S_T] = \frac{\partial T(\text{p})}{\partial \text{p}}$	$[S_U(\text{inc}, \text{pix})] = \frac{\partial U(\text{p}, \text{inc}, \text{pix})}{\partial \text{p}}$	$[S_{\text{Temp}}(\text{inc}, \text{pix})] = \frac{\partial \text{Temp}(\text{p}, \text{inc}, \text{pix})}{\partial \text{p}}$
$\sigma_F = \text{std}(F_{\text{permanant}})$	$\sigma_T = \frac{2}{\text{facq}_f}$	$\sigma_U = \frac{1}{\text{Inc_VIS}} \sum_{\text{inc}=1}^{\text{Inc_VIS}} \text{std}(\text{Erreur}_{\text{DIC}}(\text{pix}))$	$\sigma_{\text{Temp}} = \text{std}(\text{Erreur}_{\text{Temp}})$
$W_F = \frac{1}{\sigma_F^2 \text{card}(F_{\text{exp}})}$	$W_T = \frac{1}{\sigma_T^2}$	$W_U = \frac{1}{2 \sigma_U^2 \text{card}(U_{\text{exp}})}$	$W_{\text{Temp}} = \frac{1}{\sigma_{\text{Temp}}^2 \text{card}(\text{Temp}_{\text{exp}})}$
$M_F = W_F [S_F]^t [S_F]$	$M_T = W_T [S_T]^t [S_T]$	$M_U = W_U \sum_{\text{inc}=1}^{\text{Inc_VIS}} [S_U(\text{inc})]^t [S_U(\text{inc})]$	$M_{\text{Temp}} = W_{\text{Temp}} \sum_{\text{inc}=1}^{\text{Inc_IR}} [S_{\text{Temp}}(\text{inc})]^t [S_{\text{Temp}}(\text{inc})]$
$B_F = W_F [S_F]^t (F_{\text{exp}} - F)$	$B_T = W_T [S_T]^t (T_{\text{exp}} - T)$	$B_U = W_U \sum_{\text{inc}=1}^{\text{Inc_VIS}} [S_U(\text{inc})]^t (U_{\text{exp}}(\text{inc}) - U(\text{inc}))$	$B_{\text{Temp}} = W_{\text{Temp}} \sum_{\text{inc}=1}^{\text{Inc_Temp}} [S_{\text{Temp}}(\text{inc})]^t (\text{Temp}_{\text{exp}}(\text{inc}) - \text{Temp}(\text{inc}))$

Ensuite, chaque mesurande va être prise en compte via leur matrices $[M_m]$ et vecteurs $[B_m]$ respectives, de la manière suivante :

$$M_{tot} = W_F M_F + W_T M_T + W_U M_U + W_{Temp} M_{Temp} \quad (6-12)$$

$$B_{tot} = W_F B_F + W_T B_T + W_U B_U + W_{Temp} B_{Temp} \quad (6-13)$$

Le critère de convergence s'écrit alors de la même manière que pour une unique mesurande et la régularisation de Tikhonov reste inchangée :

$$\{\delta p\} = [M_{tot} + M_{tik}]^{-1} [B_{tot} + B_{tik}] \quad (6-14)$$

Il est important de mentionner que dans la construction de la matrice $[M_{tot}]$ et le vecteur $[B_{tot}]$, la somme des matrices de chaque mesurande $[M_M]$ et $[B_M]$ est pondérée par une fonction coût qui est basée sur l'écart-type de l'erreur de mesure et du cardinal de la mesurande. Par conséquent, le critère de convergence accorde de l'importance à la mesurande avec le plus de points de mesure par feston et où les mesures sont de bonnes qualités.

6.5 Principe de fonctionnement de l'algorithme

Afin de permettre l'identification inverse, un algorithme dont la structure est présentée en Figure 6-11 a été mis en place. Dans la mesure où p paramètres sont à identifier, pour chaque itération :

- Premièrement, les $p + 1$ fichiers (.inp) sont générés via Matlab (un fichier avec le jeu de paramètres de référence et p fichiers où chaque paramètre est perturbé un à un de la valeur dp).
- Deuxièmement, toutes les simulations directes sont calculées sous Abaqus. Dans cette étude, comme explique en section 5.5.2, afin de gagner en temps de calculs, il a été décidé de paralléliser les simulations afin de toutes les réaliser simultanément.
- Troisièmement, les données de chaque simulation (fichier.odb) sont extraites via Abaqus Cae et mises en forme de manière à ce que les données simulées soient comparables aux données expérimentales dans Matlab.
- Enfin, le critère de convergence $\{\delta p\}$ est calculé.
 - Dans la mesure où $\{\delta p\}$ est supérieur à un seuil renseigné par l'utilisateur, il n'y a pas convergence. Dans ce cas, le jeu de paramètres de l'itération suivante $\{p\}_{it+1}$ est obtenu comme suit :

$$\{p\}_{it+1} = \{p\}_{it} (1 + \delta_p) \quad (6-15)$$

- Si $\{\delta p\}$ est inférieur au seuil saisi par l'utilisateur, alors il sera considéré que la convergence a été atteinte et le jeu de paramètres identifié sera renseigné en sortie de l'algorithme.

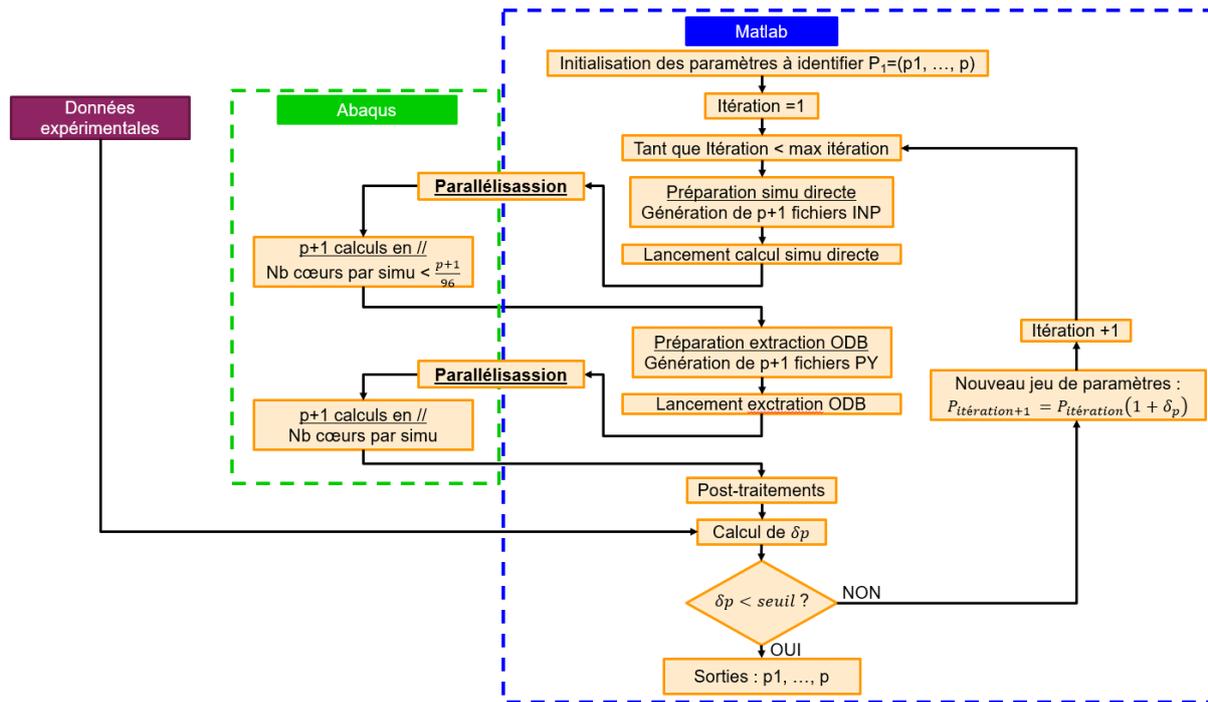


Figure 6-11. Principe de fonctionnement de l'algorithme d'identification inverse.

6.6 Suivi des calculs d'identification inverse

Dans le but de suivre l'évolution des calculs et d'estimer les performances de l'algorithme d'identification inverse, une surveillance a été mise en place :

- Premièrement, pour chaque itération et pour chaque paramètre, le calcul détaillé du critère de convergence est affiché. Pour rappel, chaque δp est calculé via l'équation suivante :

$$\{\delta p\} = [M_{tot} + M_{tik}] \setminus [B_{tot} + B_{tik}]$$

Cela permet de vérifier que l'algorithme évolue dans le bon sens et se rapproche de la convergence à chaque itération.

- Deuxièmement, les courbes des résultats expérimentaux et simulés pour chaque mesurande sont affichées à chaque itération.
- Troisièmement, pour avoir un suivi plus objectif des écarts entre l'expérimental et la simulation, des calculs du χ sont effectués à chaque itération et pour chaque mesurande via les équations suivantes :

$$\chi_M = \frac{(M_{exp} - M)^t (M_{exp} - M)}{\sigma_M^2 \text{card}(M)} \quad (6-16)$$

- Pour finir, les matrices hessiennes globale et de chaque mesurande sont affichées pour chaque itération, pour permettre de suivre l'évolution de l'influence et la dépendance des paramètres, via l'équation suivante :

$$H_M = \log_{10} \left(\left| \frac{[S_M]^t [S_M]}{\sigma_M^2 \text{card}(M)} \right| \right) \quad (6-17)$$

6.7 Résultats de l'identification inverse

Plusieurs identifications ont été réalisées avec des jeux de données expérimentales et des réglages de l'algorithme différents. Chaque calcul possède sa propre séquence expérimentale avec des conditions différentes. Afin de faciliter la compréhension, un premier résultat d'identification sera expliqué en détail, puis les autres résultats seront présentés. Pour finir, par soucis de fluidité du mémoire, seuls les résultats principaux seront présentés, cependant, en annexe 8.4, tous les résultats de suivi de chaque calcul sont disponibles.

6.7.1 Identification 1 : un feston étudié ($V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$)

Pour le premier calcul d'identification, afin de favoriser la convergence de l'algorithme, un calcul avec la vitesse de coupe minimale et présentant donc le maximum d'informations expérimentales durant la création d'un feston a été choisi. Le Tableau 6-2 reprend les éléments principaux pour le premier calcul d'identification inverse.

Tableau 6-2. Données générales du calcul associé à la séquence expérimentale 1.

Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'efforts	496
Nombre d'images visibles	101
Nombre d'images thermiques	20
Ecart-type effort : σ_F	40 N
Ecart-type déplacements : σ_u	0.16 μm
Ecart-type température : σ_{Temp}	8 °C
Ecart-type fréquence festonnement : σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	≈ 370 heures

6.7.1.1 Analyse de l'évolution des corrections $\{\delta p\}$

Dans la mesure où l'algorithme est basé sur la variation du jeu de paramètres $\{\delta p\}$ entre deux itérations successives, cet indicateur est calculé pour chaque paramètre et pour chaque itération, comme montré en Figure 6-12.

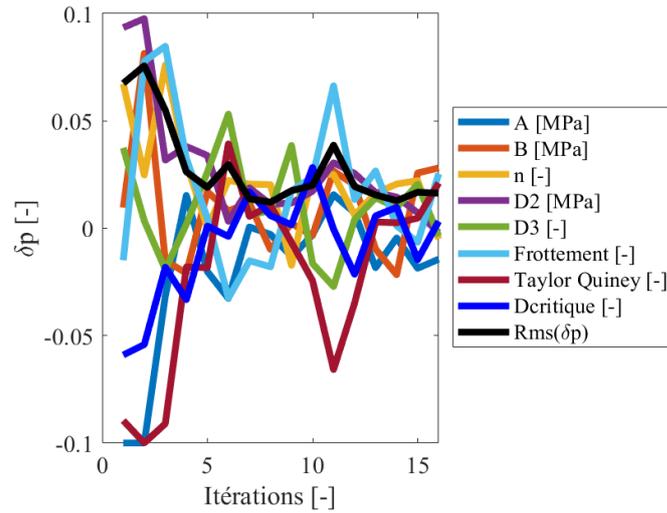


Figure 6-12. Evolution des $\{\delta p\}$ en fonction des itérations, pour le calcul associé à la séquence expérimentale 1.

Dans la conception de l'algorithme, les valeurs des $\{\delta p\}$ de chaque paramètre sont bridées à 0.1, pour éviter de trop grosses variations entre deux itérations successives et potentiellement des divergences ou des valeurs non physiques. Pour les deux premières itérations, des valeurs importantes de $\{\delta p\}$ sont observées (avec recours au bridage de la variation de certains paramètres) et une augmentation de la valeur globale de $\{\delta p\}$ entre l'itération 1 et 2. Puis, à partir de l'itération 3, la valeur globale de $\{\delta p\}$ semble décroître à chaque itération, puis stagner à partir de l'itération 6 autour de la valeur 0.015. Ces tendances de courbes semblent montrer que l'algorithme pourrait se rapprocher d'une solution optimisée et qu'il se comporte correctement. De plus, il est plutôt rassurant que l'algorithme arrive à converger autour d'une valeur fixe de $\{\delta p\}$ au bout de 6 itérations, car cela permet de limiter le nombre d'itérations nécessaires, et donc, le temps global d'un calcul d'identification inverse.

6.7.1.2 Suivi de l'évolution des calculs χ

Toujours dans l'optique de suivre l'évolution du calcul d'identification inverse et d'estimer les performances de l'algorithme, des calculs du χ ont été effectués pour chaque itération et pour chaque mesurande, comme montré en Figure 6-13. Il ne paraissait pas pertinent de réaliser un calcul du χ global incluant toutes les données, car chaque mesurande possède un nombre spécifique d'incrément, des natures de données différentes et des écarts-types d'erreurs de mesure attitrés, il paraissait donc difficile de donner du sens à un résultat global avec une pondération entre mesurandes objective.

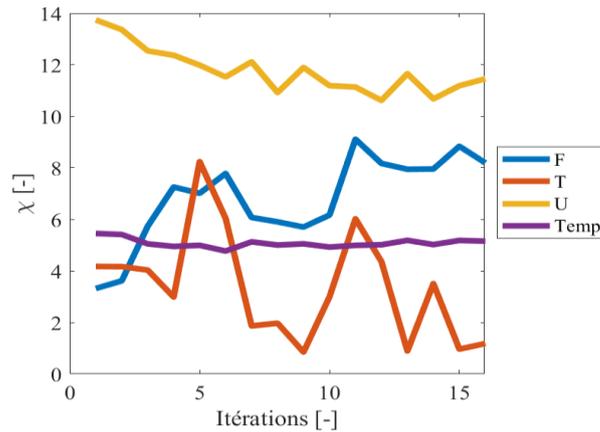


Figure 6-13. Résultats du suivi des calculs du χ pour chaque mesurande et chaque itération pour le calcul d'identification inverse associé à la séquence expérimentale 1.

L'évolution des calculs du χ et donc de l'écart entre les résultats simulés et expérimentaux pour la mesurande des déplacements semble avoir tendance à se réduire avec l'évolution des itérations. Cela est plutôt rassurant, car c'est la mesurande avec le poids de la fonction coût le plus élevé.

Ensuite, l'évolution des calculs du χ pour la mesurande des températures est très stable mais semble tout de même très légèrement diminuer au cours des itérations. Bien qu'un copeau festonné ait été observé expérimentalement et que la séquence expérimentale associée à la mesurande des températures possède une amplitude relativement importante, la simulation donne lieu à des amplitudes de températures très faibles. Lors de la création du feston simulé, il n'y a pas de forte élévation de températures très localisée comme observé expérimentalement, mais plutôt une large diffusion de température constante, comme montré en Figure 6-14.

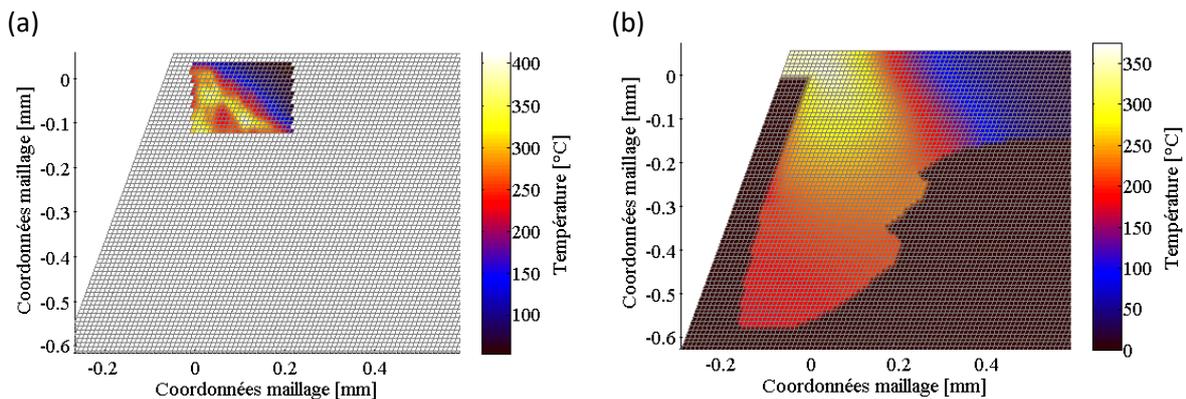


Figure 6-14. Répartition des températures autour de la zone de cisaillement primaire : observée expérimentalement (a), et simulée après l'itération 8 (b).

Par conséquent, l'algorithme va chercher à lisser les écarts de températures entre l'expérimental et la simulation, autour d'une moyenne, à défaut de pouvoir se recalibrer sur l'oscillation, comme montré en Figure 6-15. Ainsi, bien que les valeurs du calcul du χ pour cette mesurande diminuent avec l'évolution des simulations, les résultats simulés ne sont pas satisfaisants au regard de l'allure des courbes obtenues.

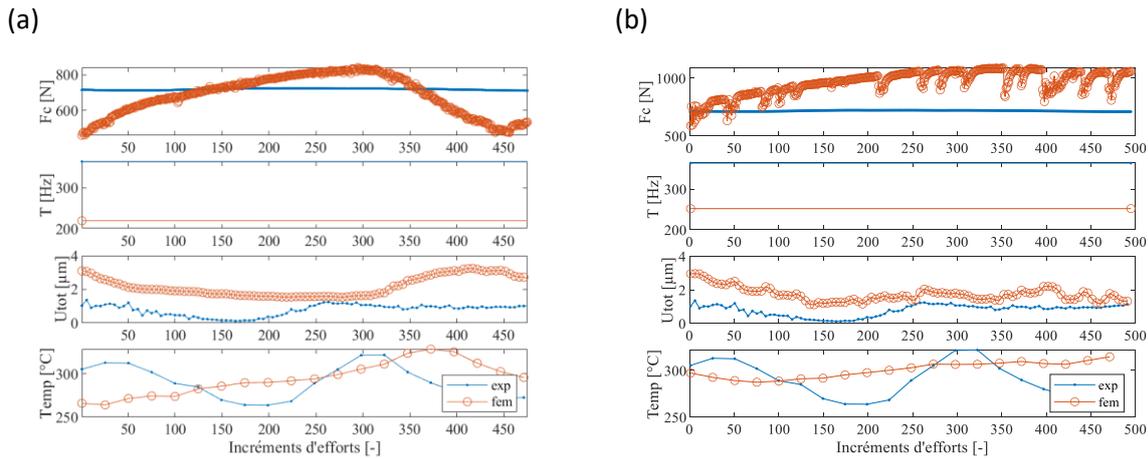


Figure 6-15. Écarts entre les résultats simulés et expérimentaux pour la séquence expérimentale 1 : après l'itération 1 (a), et après l'itération 8 (b).

Dans la mesure où les valeurs du calcul du χ diminuent avec les itérations, la structure de l'algorithme d'identification inverse n'est pas remise en cause par ces divergences de comportement. Il semblerait plutôt que le modèle numérique de simulation de la coupe, ne soit pas capable de retranscrire fidèlement les oscillations de température dans la zone de cisaillement primaire.

Concernant la mesurande des efforts, l'écart entre les résultats simulés et expérimentaux semble se dégrader au cours des itérations. Etant donné que les efforts sont mal mesurés expérimentalement (en réalité ils sont correctement mesurés, mais la relative faible fréquence propre de 4.4 kHz « filtre » les oscillations dues au festonnement), une importance anecdotique leur est accordée dans le calcul des $\{\delta p\}$ via le jeu de pondération des poids des fonctions coût, ce qui pourrait en partie expliquer ce résultat.

Bien que les valeurs des calculs du χ pour la mesurande de la période de festonnement semblent globalement diminuer avec les itérations, la courbe semble erratique. Cela implique que cette mesurande est très instable et que l'algorithme peine à faire évoluer les paramètres de manière à réduire avec certitude l'écart entre la simulation et l'expérimental. En pratique, le processus de création du copeau festonné repose sur des instabilités de déformation plastique et son initiation va être déclenchée par un phénomène plus ou moins aléatoire comme une inclusion dans le matériau, une orientation différente d'un grain dans la microstructure, une défaillance d'un joint de grain, une vibration d'outil... Or, le modèle numérique adopté dans cette étude ne prend pas en compte ces instabilités ou singularités. Plus généralement, en simulation, les sources d'instabilités sont très difficiles à gérer, d'autant plus quand elles reposent sur des phénomènes en partie aléatoires. Par conséquent, il semble plausible que l'algorithme peine à gérer la période de festonnement à cause de la mauvaise, voir non gestion des instabilités.

6.7.1.3 Etude des matrices hessiennes

Pour étoffer l'hypothèse que l'algorithme peine à régler la mesurande de la période de festonnement, il est possible de s'intéresser aux matrices hessiennes, disponibles en annexes 8.4.1.3, 8.4.1.4, 8.4.1.5, 8.4.1.6, 8.4.1.7.

Concernant les mesurandes des déplacements et des températures, les paramètres les plus influents des lois de comportement et d'endommagement (respectivement D_2 et D_3 et D_3 et β) sont relativement stables au cours des itérations. Cela pourrait donc apporter de la robustesse à

l'algorithme et faciliter son choix de variation de paramètres entre deux itérations successives pour tendre vers une solution optimisée.

A l'inverse, pour la mesurande de la période de festonnement, l'évolution des matrices hessiennes est complètement erratique avec l'évolution des itérations. Il semble donc normal que l'algorithme peine, voire n'arrive pas à trouver un jeu de paramètres qui tende à réduire les écarts entre la simulation et les résultats expérimentaux. Cela confirme donc les résultats des calculs du χ , qui ont montré une évolution erratique de la période de festonnement, ce qui implique que cette mesurande est mal maîtrisée par l'algorithme.

6.7.1.4 Synthèse du calcul d'identification inverse associé à la séquence expérimentale 1

En annexe 8.3, les résultats d'identifications inverse menées au cours d'essais de traction sont présentés. Pour ces essais, il est considéré que l'algorithme a atteint la convergence, lorsque $\{\delta p\}$ devient inférieur à 0.001. En comparaison, dans le cas de la coupe, $\{\delta p\}$ semble stagner autour d'une valeur d'environ 0.015 à partir de l'itération 6. Pour autant, les calculs du χ montrent une réduction de l'écart entre les résultats simulés et expérimentaux avec l'évolution du calcul. Par conséquent, il est possible de considérer que l'identification inverse en coupe fonctionne. Les valeurs plus élevées des $\{\delta p\}$ en coupe peuvent notamment s'expliquer par les hypothèses réalisées pour mettre en place l'identification inverse, le fait que la simulation en coupe est moins fidèle et moins stable que celle en traction, et que les données expérimentales sont de moins bonnes qualités.

Au final, bien que des valeurs élevées de $\{\delta p\}$ et des différents calculs du χ sont observés, dans le cadre d'identification en coupe, il est possible de considérer qu'un jeu de paramètres amélioré (car aucune certitude qu'il soit optimisé) a été déterminé. Le Tableau 6-3 présente les valeurs identifiées des paramètres étudiés.

Tableau 6-3. Résultats des paramètres identifiés en coupe pour la séquence expérimentale 1.

	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
Initialisation (itération 1)	1200	1284	0.54	0.75	-1.45	0.60	0.90	0.80
Après identification (itération 8)	903	1388	0,70	1.03	-1.62	0.67	0.68	0.68
Ecart relatif [%]	24	7	22	27	-12	10	24	13

6.7.2 Identification 2 : deux festons étudiés ($V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$)

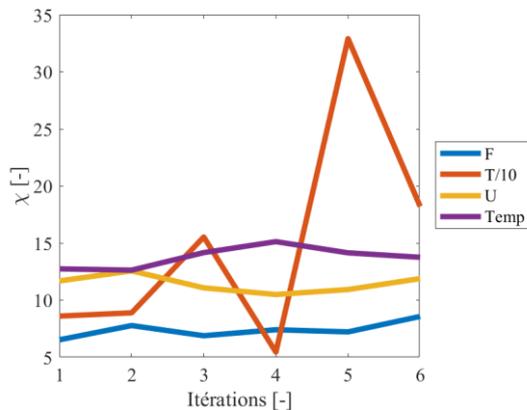
L'algorithme n'ayant pas divergé pour l'identification d'un feston, il a été décidé d'étudier une nouvelle séquence expérimentale avec la création de deux festons successifs. Tous les résultats de ce calcul sont disponibles en annexe 8.4.2. Le Tableau 6-4 reprend les données générales du calcul et la Figure 6-16 présente le suivi de l'identification inverse.

6. Identification inverse du comportement du matériau en coupe

Tableau 6-4. Données générales du calcul d'identification inverse associée à la séquence expérimentale 2, avec l'étude de la formation de deux festons.

Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	626
Nombre d'images visibles	126
Nombre d'images thermiques	25
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 °C
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	≈ 150 heures

(a) Suivi des calculs du χ



(b) suivi des calculs des $\{\delta p\}$

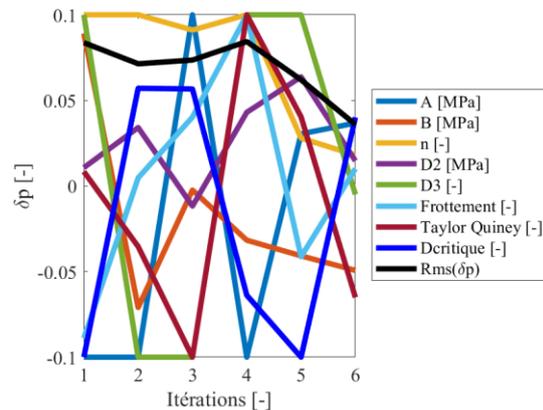


Figure 6-16. Suivi du calcul d'identification inverse associée à la séquence expérimentale 2 : suivi des calculs du χ (a) et des δp (b).

En accord avec la Figure 6-16(a), les valeurs des calculs du χ augmentent globalement pour chaque mesurande en fonction des itérations. De plus, d'après la Figure 6-16(b), la valeur globale de $\{\delta p\}$ ne diminue pas et les corrections des différents paramètres fluctuent entre les valeurs -0.1 et +0.1, qui correspondent à un bridage numérique. Il est donc clair que l'algorithme diverge et qu'il n'arrive pas à réduire l'écart entre les résultats simulés et expérimentaux.

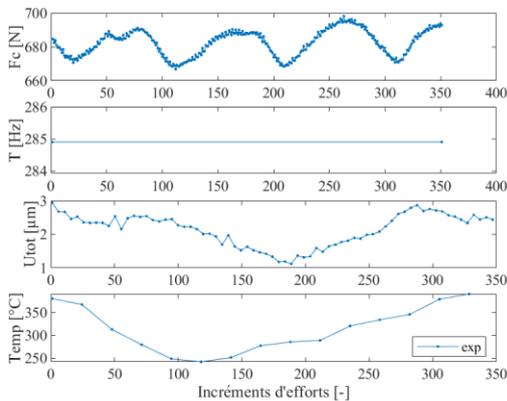
De nombreuses sources peuvent expliquer cette divergence, dont l'empilement des hypothèses réalisées. Cependant, dans la mesure où l'algorithme a prouvé qu'il fonctionne dans le cadre d'essais de traction et pour le calcul en coupe présenté précédemment, la structure de l'algorithme et notamment son critère de convergence n'est pas remis en cause. L'analyse des matrices hessiennes (disponibles en annexe 8.4.2.3, 8.4.2.4, 8.4.2.5, 8.4.2.6, 8.4.2.7) montre que l'influence des paramètres et leurs dépendances sont erratiques avec les itérations pour toutes les mesurandes et cela est d'autant plus marqué pour celle de la période de festonnement. Cela n'est donc pas en accord avec le calcul précédent, où il y avait une certaine homogénéité des matrices pour les mesurandes des déplacements et de la température avec l'évolution du calcul. Cependant, dans ce calcul, deux festons consécutifs sont étudiés. Par conséquent, l'instabilité qui déclenche la formation du deuxième feston rentre en compte dans le calcul d'identification inverse. Cela n'était pas le cas pour la séquence expérimentale précédente où un seul feston est étudié. Ainsi, la divergence de l'algorithme pourrait

être expliquée par l'incapacité de la simulation numérique directe à gérer l'instabilité qui initie le festonnement.

6.7.3 Identifications 3 et 4 : un feston étudié ($V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$)

Afin de valider ou réfuter l'hypothèse émise de l'inaptitude du modèle numérique de la coupe à gérer les instabilités de festonnement, deux nouveaux calculs d'identification inverse avec deux séquences expérimentales différentes ont été réalisés : un premier où l'instabilité est centrée par rapport à la séquence expérimentale, et un second où l'instabilité est juste avant le début de la séquence étudiée (comme montré en Figure 6-17). La création d'un feston étant un évènement périodique avec des allures de mesurandes plus ou moins sinusoïdales, il est possible de définir le début de la création du feston par le maximum ou le minimum de la mesurande. D'un point de vue expérimental, cela n'a aucun impact, mais pour la simulation, dans un cas une instabilité est présente au milieu de la séquence étudiée et dans l'autre non.

(a) instabilité au début de la séquence



(b) instabilité au centre de la séquence

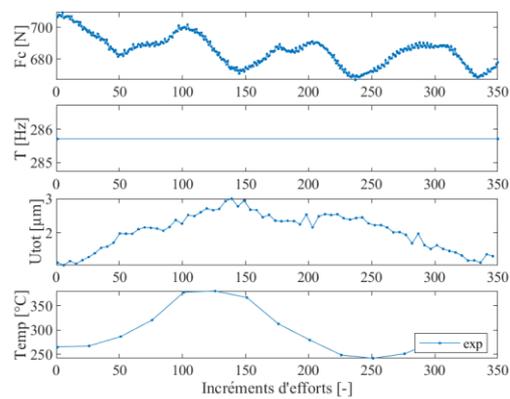
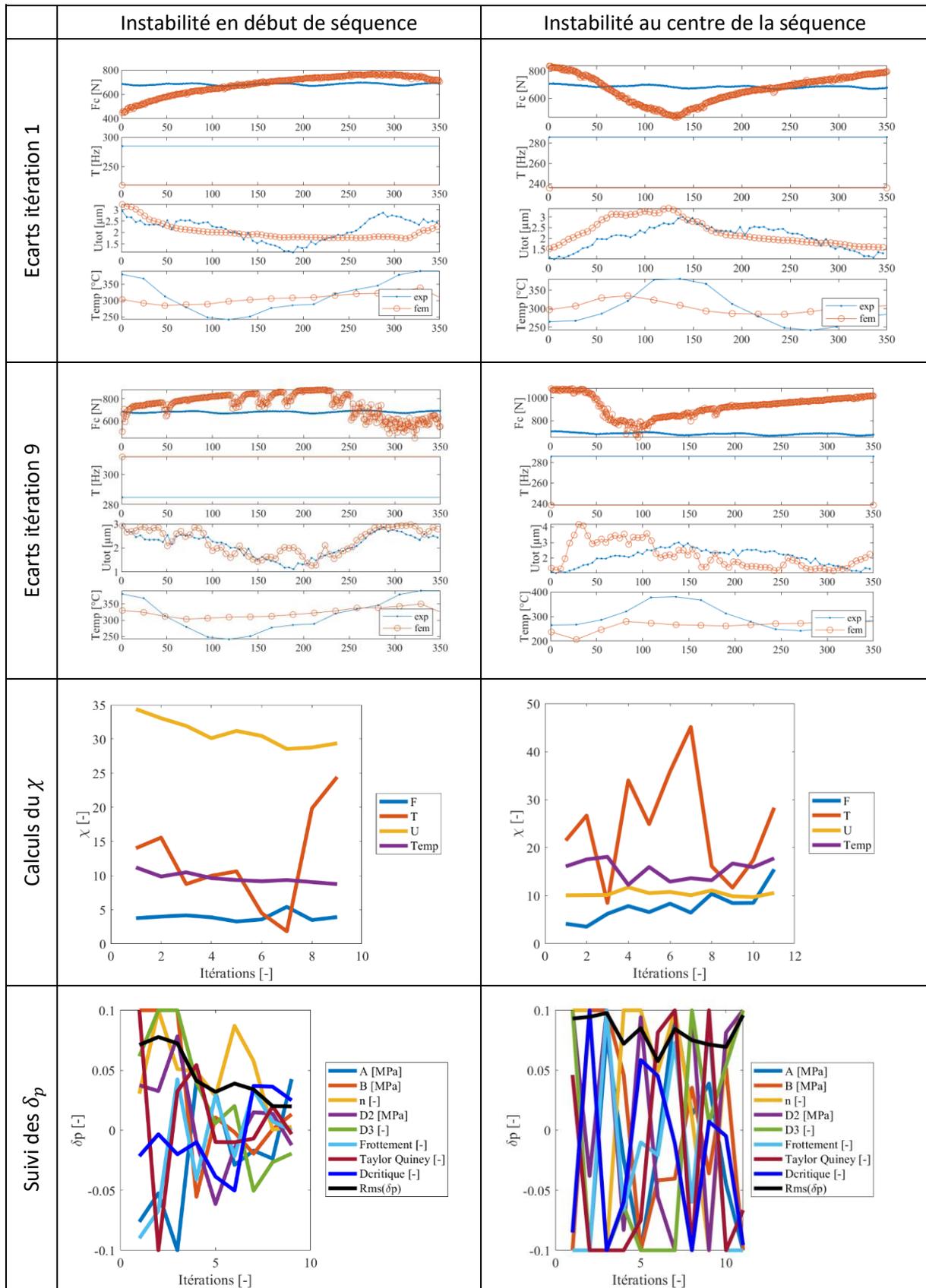


Figure 6-17. Séquence expérimentale sans instabilité (a) et séquence expérimentale avec instabilité au centre de la séquence.

Les résultats détaillés de ces deux calculs sont disponibles en annexes 8.4.3, 8.4.4, respectivement pour les séquences expérimentales 3 et 4. Le Tableau 6-5 présente le suivi des calculs du χ et des δ_p pour ces deux calculs d'identification inverse.

6. Identification inverse du comportement du matériau en coupe

Tableau 6-5. Résultats d'identifications inverse menées sur un feston avec l'instabilité située au début ou au milieu de la séquence expérimentale.



A la lecture du Tableau 6-5, il semblerait que dans le cas de la séquence expérimentale sans instabilité, les écarts entre les résultats simulés et expérimentaux diminuent avec l'évolution du calcul (comme montré entre les itérations 1 et 9, notamment pour la mesurande des déplacements), ce qui est confirmé par les valeurs des calculs du χ qui diminuent pour la mesurande des déplacements (qui est la mesurande dominante) et dans une moindre mesure pour celle des températures. La mesurande des efforts est quant à elle stable avec une légère augmentation et la mesurande de la période de festonnement semble erratique. De plus, le $\{\delta p\}$ global semble diminuer avec les itérations et les corrections des différents paramètres semblent moins changer de signe au cours des itérations. Ces résultats sont donc encourageants bien qu'ils ne soient pas d'une grande qualité. A l'inverse, pour le calcul avec l'instabilité au centre de la séquence expérimentale, aucun calcul du χ ne diminue avec les itérations (voir augmentent) et la mesurande de la période de festonnement est également très erratique. Ces mauvais résultats sont confirmés par un $\{\delta p\}$ global qui ne diminue pas au cours des itérations et des corrections de chaque paramètre qui fluctuent entre -0.1 et +0.1, qui sont les bornes de bridage numérique de l'algorithme. Par conséquent, ce calcul diverge. Ces tendances sont confortées par les allures des matrices hessiennes, qui montrent des évolutions de classements d'influences de paramètres plutôt stables pour le calcul sans instabilité, contre des influences erratiques pour le calcul où l'instabilité est au centre de la séquence expérimentale étudiée.

Au final, dans le cas de la séquence expérimentale sans instabilité, il est possible de considérer que l'identification inverse fonctionne, car les écarts entre les données simulées et expérimentales diminuent avec l'évolution du calcul (bien que les résultats soient loin d'être parfaits), alors que dans le cas d'un calcul avec une instabilité située au milieu de la séquence expérimentale, l'algorithme diverge. Il semblerait donc que l'hypothèse que le modèle numérique direct ne soit pas capable de gérer proprement l'instabilité d'initiation de la création du feston soit plausible.

6.7.4 Comparaison des résultats d'identification inverse

Dans cette étude, quatre calculs d'identification inverse en coupe basés sur des séquences expérimentales différentes, ont permis de déterminer des jeux de paramètres réduisant l'écart entre les résultats expérimentaux et simulés : deux avec $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$ et deux avec $V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$. De plus, les trois calculs menés sur les essais de traction ont convergé. En théorie et en considérant que toute la démarche est parfaite, les quatre calculs en coupe devraient conduire à des valeurs de constantes identifiées identiques. De plus, les paramètres de la loi de Ludwik identifiés en rabotage et en traction devraient également être égaux à l'issue des calculs.

Tableau 6-6. Synthèse des constantes identifiées en coupe, pour $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$.

Identification	V_c [m.min ⁻¹]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
1	4	903	1388	0,697	1.03	-1.626	0.671	0.683	0.689
3	4	946	1598	0.798	0.816	-1.838	0.534	0.9663	0.743
Ecart relatif [%]		4.55	13.14	12.66	20.78	11.53	20.42	29.32	7.27

6. Identification inverse du comportement du matériau en coupe

Tableau 6-7. Synthèse des constantes identifiées en coupe, pour $V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$.

Identification	V_c [m.min ⁻¹]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
5	10	597	1537	0.747	0.817	-1.16	0.88	0.699	0.686
6	10	634	867	0.736	1.120	-1.81	0.763	0.60	0.61
Ecart relatif [%]		5.84	43.59	1.47	27.05	35.91	13.30	14.16	11.08

Tableau 6-8. Synthèse des constantes identifiées en essai de traction.

Eprouvette	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	ν [-]
1	206 754	969	929	0,270	0,266
2	213 203	943	950	0,252	0,202
3	206 422	955	901	0.237	0.206
Ecart relatif maximal [%]	2.91	2.68	5.16	6.67	24.06

En accord avec le Tableau 6-6, il semblerait que les deux calculs effectués pour $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$ ont conduit à des valeurs de constantes relativement proches pour la loi de Ludwik (terme quasi-statique de la loi de Johnson-Cook), puisque l'écart relatif maximal entre les deux calculs est de 13%. Les résultats sont moins bons voir mauvais pour les autres termes, avec notamment un écart de presque 30% enregistré pour le coefficient de Taylor-Quinney. La mauvaise répétabilité de l'identification de ce paramètre, peut trouver une part d'explication dans le mauvais comportement thermique simulé. En effet, dans la mesure où la simulation directe n'arrive pas à faire osciller les températures dans la zone de cisaillement primaire, elle les lisse autour d'une moyenne pour minimiser les écarts. Par conséquent, il est possible que l'algorithme règle la mesurande des déplacements avec les autres paramètres, puis recalcule les températures avec le coefficient de Taylor-Quinney, qui agit comme un gain de par sa définition (part de l'énergie de déformation plastique convertie en chaleur). Concernant les forts écarts pour le coefficient de frottement, une autre explication est plausible. D'après les matrices hessiennes, ce paramètre est principalement sensible à la mesurande des efforts et dans une moindre mesure à celle des déplacements. Or, la mesurande des efforts dispose d'un poids de fonction coût très réduit, car ces derniers sont mal mesurés expérimentalement. Par conséquent, il est possible que l'algorithme se serve de ce paramètre pour régler principalement les déplacements ; et comme il est peu sensible à cette mesurande, une forte variation est nécessaire pour obtenir une influence significative, rendant son identification plus hasardeuse.

D'après le Tableau 6-7, présentant les résultats des calculs effectués pour $V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$, les analyses conduisent globalement aux mêmes conclusions que pour les résultats obtenus pour $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$. Cependant, pour cette vitesse de coupe plus élevée, les écarts relatifs entre les constantes identifiées des deux calculs sont plus importants. Cette moins bonne répétabilité peut être expliquée par le fait que la création d'un feston représente moins d'incrémentaux expérimentaux (car la fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge est relativement faible). Donc, l'algorithme dispose de moins de données expérimentales pour se recalculer, ce qui potentiellement augmente la part d'incertitude.

Pour finir, en croisant les données des Tableau 6-6, Tableau 6-7 et Tableau 6-8, il semblerait que pour chaque condition d'expérimentation, l'algorithme a identifié les constantes de la loi de Ludwik (A, B et n) avec une relativement bonne répétabilité, hormis pour le paramètre B de l'identification 6 où la valeur semble diverger par rapport aux autres résultats en coupe. Les valeurs des constantes identifiées en coupe et en essais de traction semblent relativement homogènes pour le paramètre A ; cependant, pour les paramètres B et n, des différences significatives de valeurs sont présentes entre les essais en coupe et les essais de traction. Par conséquent, il est possible de penser que la loi de comportement adoptée n'est pas capable de retranscrire le comportement de l'Inconel 718 dans différents cas de chargement. Cependant, là encore, aucune preuve concrète ne peut être avancée pour justifier cela.

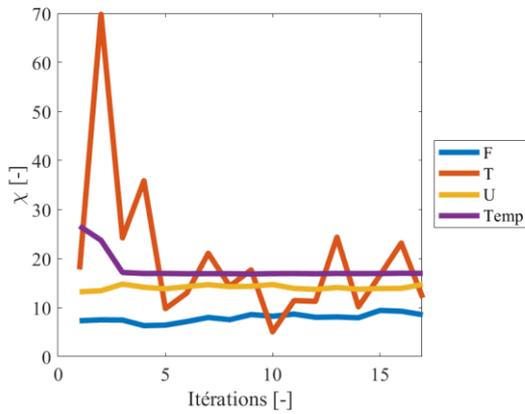
6.7.5 Calcul avec identification de 18 paramètres

Un dernier calcul avec une tentative d'identification de 18 des 22 paramètres assignés à l'Inconel 718 a été réalisé. Les résultats sont disponibles en annexe 8.4.7, et les données générales du calcul sont présentées dans le Tableau 6-9.

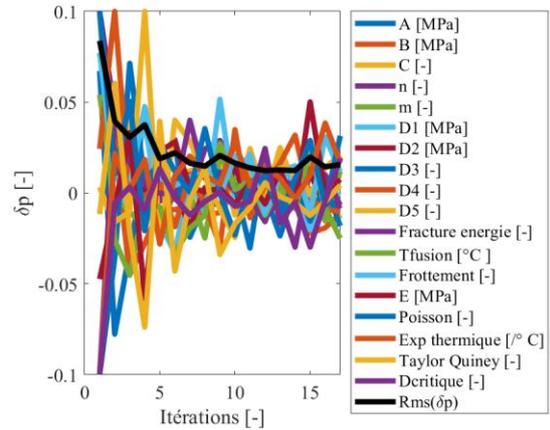
Tableau 6-9. Données générales du calcul associé à l'identification de 18 paramètres.

Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	351
Nombre d'images visible	71
Nombre d'images thermique	15
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 °C
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	391 heures
Remarque	Utilisation de 192 cœurs pour paralléliser les simulations directes

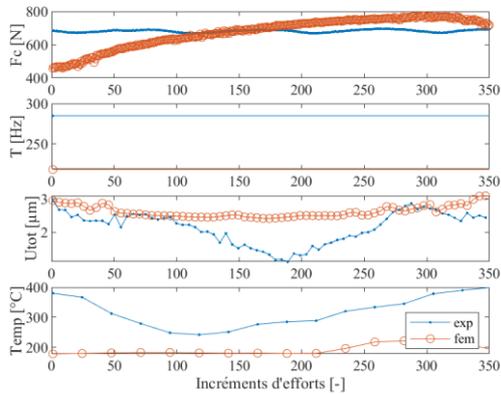
(a) Suivi des calculs du χ



(b) suivi des calculs des $\{\delta p\}$



(c) Ecart à l'itération 1



(d) Ecart à l'itération 17

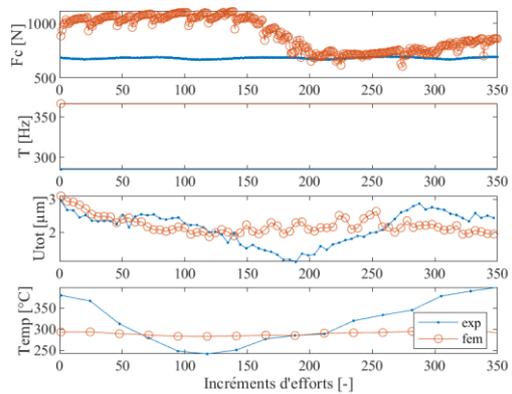


Figure 6-18. Suivi du calcul d'identification inverse associée à l'identification de 18 paramètres : suivi des calculs du χ (a), des δp (b), des écarts à l'itération 1 (c) et 17 (d).

D'après la Figure 6-18, l'évolution des corrections semble correcte puisqu'elles partent de valeurs très élevées à l'itération 1, puis diminuent rapidement pour stagner autour d'une valeur d'environ 0.02 à partir de l'itération 7. A la lecture des courbes d'écarts entre les résultats simulés et expérimentaux, il est possible de s'apercevoir qu'à l'issue de l'itération 17, l'algorithme n'a pas réussi à créer de fluctuation pour les mesurandes des déplacements et des températures, et qu'il a par conséquent, lissé les courbes numériques pour moyenner les écarts. Cela explique, l'évolution quasi linéaire des calculs du χ pour les mesurandes des déplacements et des températures, et que le $\{\delta p\}$ global stagne autour d'une valeur relativement haute à partir de l'itération 7. Dans l'état, il est donc considéré que l'algorithme a divergé.

D'après la Figure 6-19, la morphologie du copeau reste festonnée après la dernière itération, alors que d'après les courbes d'écarts, aucune fluctuation due au festonnement n'est observée numériquement. Cela s'explique par le fait que le rapport de compression du copeau simulé est beaucoup plus grand que celui expérimental et que par conséquent, la fenêtre utilisée pour l'identification inverse n'est pas adaptée à la morphologie du copeau simulé.

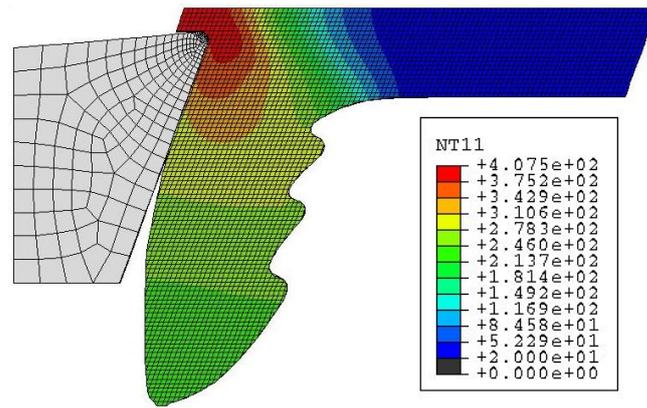


Figure 6-19. Morphologie du copeau simulé après l'itération 17 et champ thermique.

Bien que ce calcul d'identification inverse n'ait pas abouti au résultat souhaité, il est tout de même possible d'en tirer des informations. En effet, pour chaque itération, les matrices hessiennes de chaque mesurande ont été calculées, il est donc possible de suivre l'évolution de l'influence et de la dépendance des paramètres. Les matrices sont disponibles en annexe 8.4.7.3, 8.4.7.4, 8.4.7.5, 8.4.7.6, 8.4.7.7. Ainsi, pour la mesurande des déplacements et des températures, il est possible de remarquer que l'influence des paramètres reste relativement stable avec l'évolution du calcul, et que le jeu des 8 paramètres qui a été retenu pour les autres calculs d'identification inverse est très souvent parmi les paramètres les plus influents. Dans la mesure où chaque itération correspond à un nouveau jeu de paramètres, ces résultats sont rassurants quant au choix des paramètres à identifier, qui a été fait en section 5.5.4.

6.7.6 Unicité de la solution

Dans le cadre des essais de traction, il est possible d'obtenir une courbe expérimentale des contraintes en fonction des déformations. Par conséquent, à l'issue du calcul d'identification inverse, il est possible de comparer les courbes expérimentales avec la loi de comportement identifiée pour s'assurer que les résultats soient cohérents. Cette vérification n'assure en rien qu'il y a unicité de la solution, cependant, elle permet de confirmer la pertinence des constantes identifiées avec des données complètement indépendantes de celles utilisées pour les calculs. Malheureusement, dans le cadre des essais de rabotage, cette vérification n'est pas possible car la contrainte d'écoulement du matériau n'est pas disponible expérimentalement.

De plus, comme montré en section 6.2.3, le choix des nœuds du maillage de référence retenus pour l'identification inverse influe de manière significative sur les morphologies de copeaux identifiées (de continues à festonnées) et donc nécessairement, sur les valeurs des constantes identifiées. Cela démontre clairement qu'il n'y a pas unicité de la solution, car des comportements différents peuvent être identifiés à partir de la même séquence expérimentale.

Dans la mesure où des calculs ont été réalisés sur des séquences expérimentales différentes et dans les hypothèses où la méthode proposée est performante et que les lois de comportements implémentées retranscrivent fidèlement les caractéristiques du matériau étudié, tous les résultats devraient converger vers des constantes identifiées identiques. En pratique, comme expliqué en section 6.7.4, des valeurs relativement proches ont été identifiées, ce qui permet d'accorder une certaine confiance à la méthode. Cependant, avec les données actuelles, il serait délicat de conclure quant à l'efficacité absolue de la méthode proposée et à la capacité de la loi de Johnson-Cook à

modéliser le comportement de l'Inconel 718, car il ne semble pas possible de décorréliser les erreurs dues à la loi de comportement et celles causées par la méthode proposée.

6.8 Limites non gérées à l'heure actuelle

Les hypothèses effectuées pour permettre le calcul d'identification sont nombreuses et il ne paraissait pas pertinent de lister de manière exhaustive l'impact de toutes ces hypothèses. Cependant, deux faiblesses qui semblent fortes vont être discutées par la suite.

6.8.1 Rapport de compression du copeau

Dans toute la démarche proposée, le rapport de compression et plus généralement la morphologie du copeau n'est pas prise en compte. A première vue, il est possible de considérer que si la morphologie du copeau simulée n'est pas fidèle à celle observée expérimentalement, il y aura un écart significatif entre les données simulées et expérimentales pour les différentes mesurandes (notamment celles des déplacements et des efforts). En pratique, cela est vrai car l'algorithme montre que les données expérimentales et simulées ne s'accordent pas, cependant, il peine à définir un jeu de paramètres permettant de tendre vers une morphologie de copeau plus fidèle.

De plus, les observations expérimentales tendent à dire que les champs cinématique et thermique sont relativement homogènes le long de la zone de cisaillement primaire (de la pointe d'outil au bord libre du copeau) à chaque instant (en tout cas les mesures n'ont pas permis de distinguer de nette différence), ce qui ne facilite pas la détection d'une différence de morphologie et notamment de rapport de compression entre les données expérimentales et simulées. Ainsi, la prise en compte de la morphologie du copeau et notamment du rapport de compression dans le critère de convergence pourrait être une avancée significative en termes de robustesse de l'algorithme.

En pratique, il semble possible de déterminer les profils du bord libre des copeaux réels et simulés, cependant, une réflexion est à avoir quant au critère à mettre en place. En effet, la définition du rapport de compression n'est pas triviale pour un copeau festonné et dans le cas d'étude, se ramener à un profil moyen pourrait conduire à l'identification d'un copeau continu si l'algorithme moyenne les écarts autour d'une constante. Une solution pourrait être d'identifier des tailles de pics et vallées, comme proposé par (Ducroux, 2020) pour tenter de guider au mieux l'algorithme.

6.8.2 Prise en compte des temps d'intégration caméras

A première vue, les données caméras et celles simulées sont de nature différente. D'un point de vue spatial, la simulation fournit des informations par nœud qui sont à priori sans dimension, alors qu'une caméra fournit une information (radiance, niveau de gris, ...) moyenne sur la surface d'un pixel. Il y a donc une comparaison entre une donnée adimensionnelle avec une donnée surfacique. Dans la mesure où le maillage expérimental a une résolution spatiale très largement inférieure à celle du maillage éléments finis, lors de la projection des données expérimentales dans le maillage éléments finis, l'utilisation d'un projecteur pixel-nœud résout en partie ce problème, car l'information expérimentale exprimée au nœud sera le résultat d'une pondération d'un grand nombre de pixels.

D'un point de vue temporel, la nature des données expérimentales et simulées est également différente. En simulation, le solveur fournit une information à un instant t précis, alors que la caméra moyenne un flux d'information acquis durant le temps d'intégration. Elle donne donc une information

moyenne entre les instants t et $(t + \text{temps d'intégration})$. Dans le cas quasi-statique et si le temps d'intégration de la caméra est négligeable devant le gradient de la mesurande du phénomène observé, la différence de nature des données peut paraître négligeable. Cependant, dans le cas d'une opération de rabotage, de forts gradients de températures et vitesses de déformations sont observés. Il y a donc nécessairement un moyennage temporelle des données enregistrées par la caméra. En plus de cela, la forte cinétique du phénomène observé implique que l'éprouvette va se déplacer de manière non négligeable durant le temps d'intégration (dans cette étude le déplacement de matière non déformée a été fixé à 5 pixels, comme expliqué en partie 4.2.3.1). Par conséquent, une moyenne spatiale est également faite. Au final, la caméra fournit donc une information moyennée spatialement et temporellement (comme montré en Figure 6-20), alors que la simulation donne une information adimensionnelle à un l'instant t demandé.

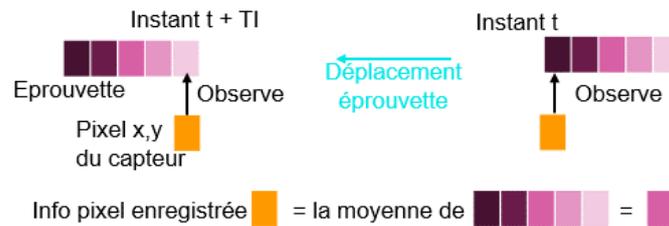


Figure 6-20. Schéma de l'effet moyennage de l'information induit par le temps d'intégration caméra.

En théorie, il est possible de réduire l'impact de ce phénomène en générant des données simulées à des fréquences très supérieures à celle du temps d'intégration caméra, puis en moyennant plusieurs informations numériques pendant la plage de temps d'intégration. Cependant, en pratique, cette solution ne paraît pas envisageable, car elle serait trop coûteuse en temps de calcul et les fichiers de sortie de simulation seraient beaucoup trop volumineux.

Au final, dans cette étude, à défaut de pouvoir faire mieux, des données de nature différentes ont été comparées entre elles, ce qui pose question quant à la pertinence et la confiance que l'on peut accorder aux résultats aussi bien expérimentaux, que d'identification inverse.

6.9 Synthèse de l'identification inverse

Les travaux menés ont permis de mettre en place une méthodologie d'identification inverse, dont le critère de convergence est basé sur la variation du jeu de paramètres entre deux itérations successives. Bien que la méthode proposée repose sur de nombreuses hypothèses, les calculs réalisés pour différentes conditions de coupe ont montré que l'algorithme est capable de réduire l'écart entre les résultats simulés et expérimentaux avec l'évolution du calcul. Pour autant, il ne paraît pas raisonnable de considérer que les constantes identifiées sont optimisées, car il ne semble pas possible d'affirmer qu'il y a unicité de la solution et les calculs du χ de chaque mesurande restent relativement élevés.

Au-delà du critère de convergence qui calcule un nouveau jeu de paramètres à partir, entre autres, des données expérimentales fournies en entrées, la méthode proposée permet de surveiller une simulation directe de manière relativement objective et d'en faire ressortir automatiquement les paramètres les plus influents ainsi que leurs dépendances, ce qui pourrait être une aide à la compréhension et à l'amélioration de futurs modèles numériques.

Les perspectives d'améliorations sont nombreuses tant le nombre d'hypothèses réalisées est important, par conséquent, seules quelques pistes vont être proposées :

- L'élément le plus handicapant à ce jour semble être le modèle numérique, car les résultats des simulations directes ne sont clairement pas représentatifs des observations expérimentales. En particulier, les champs cinématique et thermique ne fluctuent pas assez lors de la création d'un feston et la zone de cisaillement primaire est beaucoup plus étendue que ceux observés expérimentalement. Il est vrai que la taille de maille de 10 μm peut paraître élevée, cependant, des calculs avec une maille de 1 μm conduisent aux mêmes conclusions. La perspective d'un nouveau modèle de coupe plus réaliste semble donc être primordiale pour améliorer la démarche d'identification inverse. En accord avec la littérature, le passage à une modélisation lagrangienne devrait permettre d'obtenir des résultats plus fidèles.
- La démarche de dégauchissage et de projection des maillages expérimentaux sur le maillage de référence semble assez efficiente. Cependant, le choix des nœuds retenus pour réaliser les calculs d'identification inverse est totalement subjectif puisque laissé à l'appréciation de l'utilisateur. La perspective d'utilisation d'une fenêtre adaptative pourrait donc être une avancée significative. Pour ce faire, à chaque itération, une étude de sensibilité des nœuds du maillage de référence pondérés par les poids des fonctions coûts de chaque mesurande, peut permettre de sélectionner de manière plus objective et automatique des nœuds pertinents pour l'identification inverse.
- Les données expérimentales acquises sont de qualité acceptable et ne semblent pas être l'élément limitant de la démarche (les efforts de coupe mis de côté, un moyen de mesure plus capable en termes de bande passante permettrait de rehausser le poids de cette mesurande et aider à la création de feston dans la simulation, car les efforts fluctueraient en même temps que la création de ce dernier). Cependant, dans les conditions de coupe sélectionnées, des effets de bord notables peuvent être observés par les caméras et les morphologies de copeaux ne correspondent pas à un festonnement régulier. Pour obtenir des morphologies de copeaux régulières et homogènes dans l'épaisseur, il faudrait usiner avec des vitesses de coupe de l'ordre de 60 $\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$, ce qui n'est pas compatible avec des observations à l'objectif $\times 25$. L'utilisation d'un objectif $\times 15$ permettrait de réaliser des observations à ces vitesses de coupe, mais cela implique une dégradation de la résolution spatiale, ce qui n'est pas forcément souhaitable dans la mesure où l'objectif $\times 25$ n'est pas capable de quantifier correctement les largeurs de la zone de cisaillement primaire à chaque instant. Un choix qui conduira nécessairement à des compromis doit donc être fait en fonction des résultats souhaités.

7 Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Ces travaux de thèse regroupent plusieurs thématiques très variées, qui une fois assemblées, permettent de mettre en place une méthode globale d'identification inverse de lois de comportement et d'endommagement thermomécaniques de type Johnson-Cook, au cours d'une opération de rabotage d'une pièce en Inconel 718. La fidélité d'une simulation numérique étant en grande partie dépendante des propriétés du matériau renseignées, la détermination des constantes de lois de comportement est pour cette raison, un sujet très largement traité dans la littérature sur divers essais expérimentaux, dont certains en usinage. Dans le contexte de la coupe, les travaux présentés dans ce mémoire se distinguent de ceux existants dans l'état de l'art, notamment par l'utilisation de champs cinématique et thermique *in situ* expérimentaux pour recalibrer les données simulées, ce qui pourrait permettre d'apporter plus de robustesse à l'algorithme d'identification inverse.

Dans le premier chapitre, un positionnement de l'étude vis-à-vis de la bibliographie a été fait. Premièrement, l'état de l'art des travaux d'identification inverse menés en coupe, montre que des études avec des modèles numériques très élaborés ont déjà été menées. Cependant, aucune étude ne se base sur des données cinématiques et thermiques expérimentales obtenues *in situ*.

Deuxièmement, en accord avec l'état de l'art de la coupe et en perspective de réaliser une identification inverse, il a été décidé de focaliser les observations expérimentales dans la zone de cisaillement primaire (à défaut de pouvoir observer finement et à haute fréquence toute la coupe), car dans cette zone le matériau usiné subit des contraintes thermomécaniques sévères. Par conséquent, de fortes fluctuations des champs cinématique et thermique sont observables dans cette zone. Pour finir, il est très probable que dans la zone de cisaillement primaire, la température de la pièce usinée ne soit pas (ou très peu) impactée par celle de l'outil, à cause des cinétiques très élevées des phénomènes en présence. Ce qui est un réel avantage pour l'identification inverse, car le modèle numérique n'est donc pas obligé de gérer les transferts thermiques entre l'outil et la pièce usinée.

Le deuxième chapitre décrit le travail réalisé pour permettre la mesure de température absolue en coupe par la technique de thermographie infrarouge.

Premièrement, une méthode de calibration radiométrique globale, insensible au temps d'intégration et très rapide à implémenter, a été proposée. Les méthodes classiques de calibration multipoints relient des niveaux digitaux en sortie de capteur à des températures radiométriques, ce qui les rendent dépendantes des temps d'intégration. Par ailleurs, cette étude relie le flux de niveaux digitaux en sortie de détecteur à la radiance observée. Le fait de travailler en flux de niveaux digitaux rend cette calibration valable pour des temps d'exposition continus. De plus, dans la mesure où le flux de niveaux digitaux évolue linéairement en fonction de la radiance, la courbe de calibration est une droite, ce qui permet de réduire considérablement le nombre de points de mesures expérimentaux nécessaires pour obtenir une calibration sur une plage de température étendue. Ainsi, il est possible de calibrer la caméra avant chaque utilisation, directement dans le centre d'usinage, car la faible quantité de données expérimentales requise permet de calibrer rapidement.

Deuxièmement, une méthode de mesure de l'émissivité basée sur une caméra multi-spectrale est proposée. Le principe de cette méthode est de prendre deux images de la même scène mais avec des plages spectrales différentes. Ainsi, en intégrant la loi de Planck sur les plages spectrales respectives

de chaque image et en considérant que les températures absolues de la scène sont strictement identiques pour les deux images utilisées, il est possible de déterminer le paramètre d'émissivité. Il est clair que des moyens de mesures comme la spectrométrie par exemple, conduisent à des erreurs de mesure d'émissivité bien moins importantes que la méthode développée, d'autant plus que le choix des filtres réalisé n'est pas optimisé pour la mesure d'émissivité sur table. Cependant, la perspective de ces travaux est de faire des mesures directement en machine, pendant l'observation de la coupe. Cela permettrait d'obtenir une valeur d'émissivité locale pour chaque pixel et pour chaque image, avec pour conséquence directe de réduire les erreurs de mesure causées par l'utilisation d'une émissivité moyenne pour la conversion des niveaux digitaux en température absolue.

Troisièmement, le traitement d'images proposé, permet de convertir des niveaux digitaux en températures absolues. En termes de méthodologie vis-à-vis de la thermographie, aucune nouveauté notable n'a été apportée. Cependant, via l'utilisation de deux séquences expérimentales différentes (issues de deux passes de rabotage différentes), une concaténation d'images basée sur le dégauchissage et le recalage des maillages de chaque passe, permet d'obtenir un champ thermique global de la coupe (dans l'outil et la pièce) avec un objectif à fort grossissement $\times 25$, ce qui ne semble pas avoir été fait à ce jour dans la littérature.

Le troisième chapitre traite de l'observation et analyse des champs cinématique et thermique *in situ* durant la coupe d'un Inconel 718, dans la zone de cisaillement primaire.

En premier lieu, il a été développé un système optique de couplage de caméras basé sur la séparation des faisceaux par longueurs d'onde et permettant l'observation d'une caméra visible et une infrarouge au travers d'un unique objectif. Dans la littérature, des systèmes basés sur des technologies similaires sont déjà présents. Cependant, il semblerait à ce jour que le montage développé est celui qui utilise l'objectif avec le plus fort grossissement, associé à un choix d'éléments optiques affichant de meilleures performances, permettant donc des observations plus fines de la coupe.

Ensuite, l'instrumentation d'une opération de rabotage, avec notamment le système optique conçu et une platine dynamométrique est développée. Les images infrarouges ont subi le traitement proposé dans le chapitre de thermographie pour obtenir des températures absolues, et donc le champ thermique en coupe. De plus, les images issues de la caméra visible ont été traitées par un logiciel de corrélation d'images numérique, ce qui a permis de remonter au champ cinématique *in-situ*. Pour finir, un filtrage a été appliqué aux signaux d'efforts, afin d'atténuer l'influence des perturbations dynamiques enregistrées.

L'analyse des champs cinématique et thermique dans la zone de cisaillement primaire suggère que la création de festons, dans ces conditions de coupe particulières, repose sur un glissement de matière sur une surface gauche, et par conséquent, que la zone de cisaillement primaire n'aurait réellement pas d'épaisseur. De plus, ce glissement serait causé par une instabilité qui s'initie en pointe d'outil, puis se propage vers le bord libre du copeau.

Dans le quatrième chapitre, une simulation de la coupe, basée sur la méthode des éléments finis a été mise en place.

Une étude bibliographique des méthodes numériques de simulation de la coupe et des lois de comportement et d'endommagement qui les constituent, a conduit à la mise en place d'une

modélisation CEL (*Coupled Eulerian Lagrangian*). Ce choix a notamment été motivé par le fait que le maillage eulérien de la pièce usinée est fixe spatialement et temporellement, ce qui a facilité les dégauchissages des différents maillages nécessaires à la mise en place de l'identification inverse. De plus, des lois de comportement et d'endommagement de Johnson-Cook ont été retenues, car elles sont très largement utilisées dans le domaine de la simulation et elles sont basées sur relativement peu de paramètres.

Les temps de calculs de chaque simulation directe étant relativement long (une vingtaine d'heures en moyenne), une étude de sensibilité de la taille de maille et du nombre de cœurs alloués au calcul a été réalisée. Il en ressort notamment qu'il est envisageable d'identifier 8 paramètres par la méthode inverse, tout en conservant des résultats de simulations pas trop impactés par le grossissement de la taille de maille et un temps de calcul raisonnable.

Pour finir, afin de sélectionner les paramètres des lois de comportement et d'endommagement, qui semblaient être les plus pertinents à identifier, une étude de sensibilité de ces derniers a été réalisée et complétée par l'analyse des matrices hessiennes vis-à-vis de chaque mesurande. Au-delà de permettre un choix de paramètre à identifier basé sur un critère, cela permet d'obtenir des données objectives quant à la sensibilité des paramètres pour chaque mesurande lors d'une simulation numérique.

Enfin, dans le cinquième chapitre, une méthodologie et des résultats d'identification inverse de lois de comportement et d'endommagement en coupe sont présentés.

Premièrement, une méthodologie de recalage spatial et temporel des données expérimentales et simulées est proposée. Pour ce faire, chaque maillage a été dégauchi puis projeté dans un maillage surfacique de référence, ce qui permet de pouvoir comparer de manière directe en chaque nœud, les résultats issus des différents maillages (numérique ou expérimental). Un recalage temporel a également été développé, afin de réaliser l'identification en régime permanent de coupe et à partir de l'initiation de la création d'un feston. Cela a notamment été possible grâce à l'automatisation de la recherche du début du régime mécanique permanent de la coupe simulée, et la détection de l'initiation de la formation d'un feston simulé.

Deuxièmement, la mise en place d'un critère de convergence est proposée. Pour cela, un critère disponible dans la littérature, éprouvé sur un essai de traction et pour la mesurande des efforts a été sélectionné. Puis une adaptation à la coupe et à l'utilisation de quatre mesurandes expérimentales a été faite dans ce mémoire. Ce critère, basé sur la variation du jeu de paramètres entre deux itérations successives, semble pertinent, car il accorde de l'importance à la mesurande où les données expérimentales sont de bonne qualité et avec un cardinal élevé. De plus, il s'est avéré que ce critère permet de tendre vers une solution optimisée en un nombre d'itérations contenu.

Troisièmement, des calculs d'identification inverse de paramètres de lois de comportement et d'endommagements de type Johnson-Cook en rabotage ont été réalisés, pour différentes séquences expérimentales et conditions de coupe. Les résultats montrent que l'algorithme est capable de déterminer un jeu de paramètres amélioré, qui permet de réduire l'écart entre les résultats expérimentaux et simulés. Cependant, il serait déplacé d'affirmer que le jeu de paramètre identifié est optimisé, car il est très probable qu'il n'y ait pas unicité de la solution et le modèle numérique ne simule pas fidèlement la coupe observée expérimentalement.

Pour finir, une comparaison des constantes de la loi de Ludwik identifiées en condition de coupe et en essai de traction a été réalisée. Les résultats d'identification sur ces différents essais montrent que des valeurs très éloignées ont été déterminées, ce qui remet en partie en cause la capacité de cette loi de comportement à retranscrire fidèlement le comportement de l'inconel 718 et plus généralement de tous les matériaux sous diverses sollicitations. Cela montre aussi l'effet de la sensibilité d'un algorithme d'identification au domaine de déformation et à la plage de valeurs numériques utilisée.

Au final, l'étude proposée n'a pas permis d'identifier avec certitude, des constantes de lois de comportement et d'endommagement en conditions coupe. La faiblesse principale de la méthode proposée, semble à ce jour être la simulation numérique de la coupe, qui ne reproduit pas fidèlement le comportement du matériau en coupe et notamment les aspects thermiques. De plus, les observations expérimentales faites à ce jour, ne permettent pas de caractériser correctement les champs cinématique et thermique en coupe, car les phénomènes mis en jeu sont de trop faibles dimensions vis-à-vis des capacités des matériels d'acquisition utilisés. En définitive, il semblerait que les phénomènes et mécanismes induits par la coupe soient encore trop peu connus, pour permettre de réaliser des simulations fidèles et prédire avec confiance l'impact de la coupe et de ses différents paramètres, lors d'une opération de rabotage.

7.2 Perspectives

Les perspectives associées à cette étude sont multiples, notamment car de nombreuses hypothèses ont été réalisées pour permettre la mise en place de la démarche d'identification inverse. Réaliser une liste exhaustive de toutes les perspectives serait fastidieux, par conséquent, seules quelques pistes principales seront présentées.

D'un point de vue expérimental, une avancée notable serait d'être capable de réaliser de la mesure d'émissivité en coupe. La caméra visible utilisée dans cette étude fonctionne sur une plage spectrale de 0.4-1.0 μm . Par conséquent, il est possible que les niveaux de gris enregistrés soient en partie sensibles à l'émissivité de scène observée. Ainsi, une calibration en statique grâce au système de couplage des caméras et des mesures d'émissivités via l'aspect multi spectral de la caméra infrarouge peut être réalisée. Puis, une fois que des niveaux de gris seraient reliés à des émissivités, de la mesure d'émissivité en coupe à haute fréquence serait alors possible.

Pour faciliter l'identification inverse, la perspective d'observer expérimentalement une morphologie de copeau régulièrement festonnée serait bénéfique. En accord avec une campagne de rabotage réalisée sans acquisition, cette morphologie a été obtenue pour une vitesse de coupe de 60 $\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$. Or, pour permettre des observations avec les caméras à cette vitesse, le passage à un objectif $\times 15$ est nécessaire pour limiter les phénomènes de trainées. Il est clair que ce changement d'objectif entraînerait une dégradation de la résolution spatiale des images visibles et infrarouges. Cependant, comme la profondeur de champ de l'objectif $\times 15$ est supérieure de celle d'un objectif $\times 25$, il est possible que les images visibles obtenues soient de meilleure qualité, et qu'une analyse par DIC avec une ZOI de 8 pixels (contre 16 avec l'objectif $\times 25$) soit possible, ce qui conduirait à une résolution spatiale des résultats DIC équivalente à celle avec l'utilisation de l'objectif $\times 25$.

D'un point de vue de la simulation, il est certain que la mise en place d'un modèle numérique qui simule de manière plus fidèle la coupe est souhaitable. En accord avec la littérature, le

développement d'une simulation par éléments finis lagrangienne pourrait permettre d'améliorer les résultats simulés. Pour qu'une simulation fidèle soit obtenue pour différentes conditions de coupe, il semble nécessaire que le modèle numérique soit capable de gérer l'instabilité d'initiation de festonnement. Cependant, le glissement de matière observé pendant la création du feston pourrait conduire à la rupture de la mécanique des milieux continus, et donc de la validité d'un modèle éléments finis. Malheureusement, à ce jour aucune piste peut être proposée dans ce mémoire pour gérer proprement la création d'un copeau festonné en simulation.

Pour finir, d'un point de vue de l'identification inverse, la faiblesse principale de la démarche proposée est que le choix des nœuds du maillage de référence retenus pour les calculs est purement subjectif, puisque laissé à l'appréciation de l'utilisateur. Cela est d'autant plus dommageable qu'il a été montré, que suivant la sélection des nœuds retenus, des morphologies de copeaux totalement différentes pouvaient être simulées après l'identification réalisée. Pour pallier à ce problème, une solution pourrait être d'avoir une fenêtre numérique qui s'adapte à chaque itération, en réalisant une étude de sensibilité des nœuds, pondérée par l'écart-type de l'erreur de mesure expérimentale vis-à-vis de chaque mesurande, pour permettre de réaliser un choix plus objectif des nœuds à retenir pour les calculs d'identification inverse.

8 Annexes

8.1	DIMENSIONNEMENT DES PRINCIPAUX COMPOSANTS DU SYSTEME DE COUPLAGE	176
8.2	IDENTIFICATION INVERSE SUR ESSAI DE TRACTION	183
8.3	RESULTATS D'IDENTIFICATION SUR ESSAIS DE TRACTION	194
8.4	RESULTATS D'IDENTIFICATIONS INVERSE EN COUPE	206

8.1 Dimensionnement des principaux composants du système de couplage

8.1.1 Choix de l'objectif

L'objectif doit permettre d'observer les longueurs d'onde de la caméra visible ($0.40 - 1.00 \mu\text{m}$) et infrarouge ($3.11 - 5.50 \mu\text{m}$). Il doit donc fonctionner sur une plage de longueurs d'onde minimale de ($0.40 - 5.50 \mu\text{m}$). De ce fait, les objectifs réflectifs semblent appropriés à cette application de par leur conception. En effet, étant donné que le faisceau est acquis seulement par réflexion, la plage de longueurs d'onde de fonctionnement de ces composants est très large et dépend uniquement du revêtement des miroirs, comme montré en Figure 8-1.

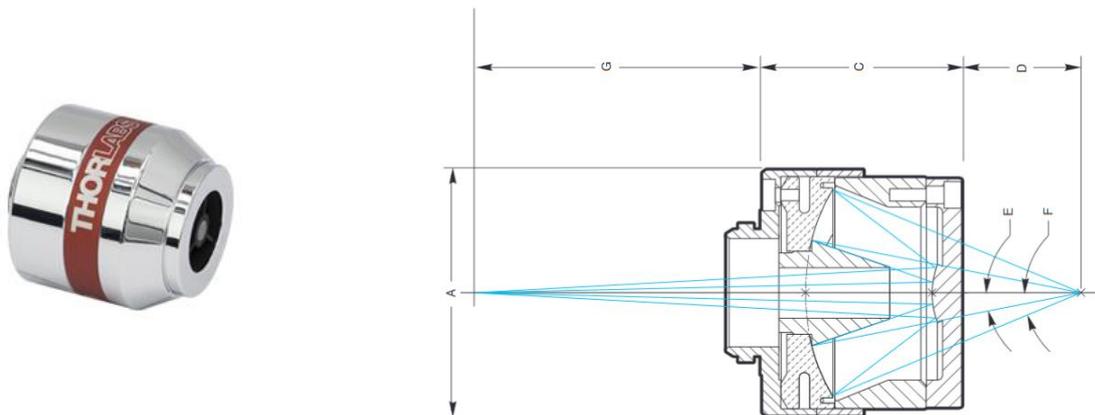


Figure 8-1. Principe de fonctionnement d'un objectif réflectif (source Throlabs).

D'après la plage de longueurs d'onde de fonctionnement souhaitée ($0.40 - 5.50 \mu\text{m}$), et en accord avec les courbes de réflexion des différentes surfaces (présentées en Figure 8-2), il semblerait que le revêtement « protected silver » soit le plus adapté.

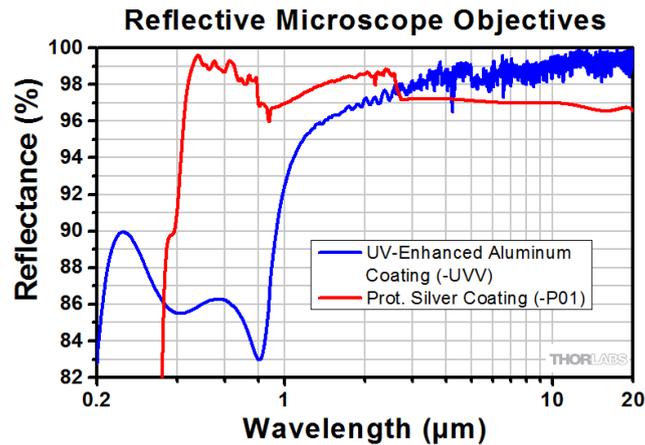


Figure 8-2. Courbes de transmission des différents objectifs réfléchissants proposés par Thorlabs (source Thorlabs).

Au final, un objectif réfléchissant de grossissement x25, corrigé à l'infini et revêtu en argent a été sélectionné.

8.1.2 Choix du miroir parabolique hors axe

Dans la mesure où le faisceau optique en sortie d'objectif est à collimater, il est nécessaire d'utiliser des composants qui fassent converger ce dernier sur les capteurs des caméras. A priori, seule une lentille tube ou un miroir parabolique hors axe sont envisageables.

La plage de fonctionnement de la caméra infrarouge étant de (3.11 - 5.50 μm), seule des lentilles en germanium ou des miroirs semblent répondre à cette plage spectrale. Le choix s'est orienté vers le miroir, car il fonctionne sur une plage de longueurs d'onde plus large. De plus, il permet d'envoyer le faisceau à 90°, ce qui est bénéfique dans cette situation pour des questions d'encombrement.

Le choix du revêtement du miroir se fait grâce aux différents taux de transmission sur la plage de longueurs d'onde de fonctionnement souhaitée (3.11 - 5.50 μm), présentés en Figure 8-3. Dans notre cas, le revêtement « protected silver » semble être le plus approprié.

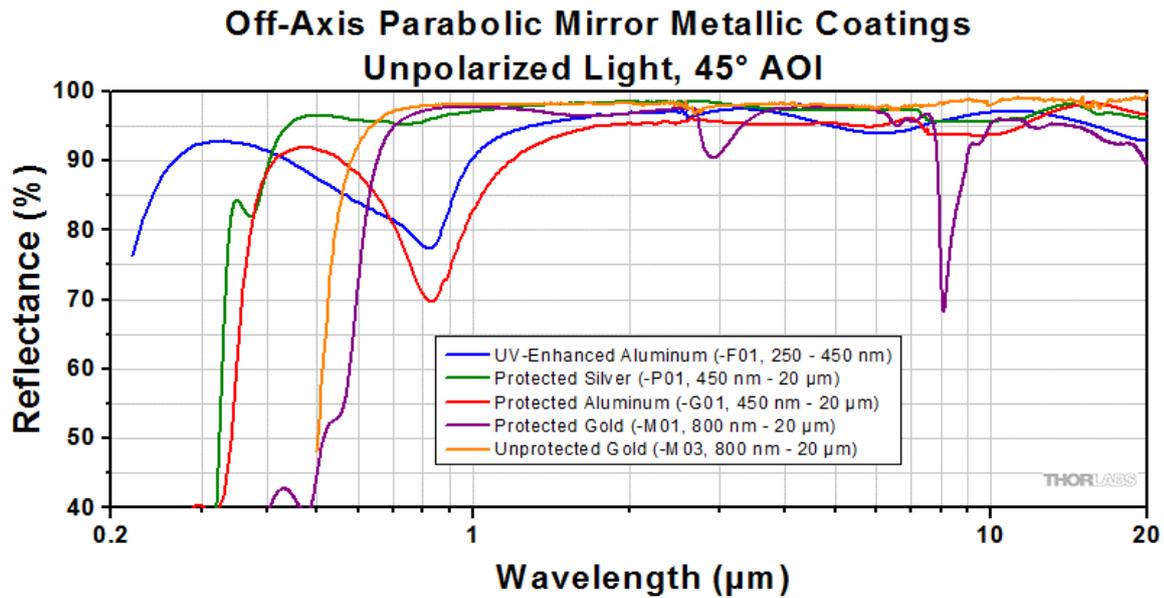


Figure 8-3. Taux de transmission des miroirs parabolique hors-axe proposés par Thorlabs (source Thorlabs).

Le choix de la distance focale du miroir est dépendant de l'objectif réfléchissant. En effet, un objectif corrigé à l'infini fonctionne toujours avec un composant permettant de collimater le faisceau. Ainsi, le grossissement réel ne dépend pas uniquement de l'objectif, mais aussi de la distance focale du miroir.

$$M_{réel} = M_{objectif} \frac{f_{lentille\ utilisée}}{f_{constructeur\ objectif}}$$

L'objectif réfléchissant sélectionné a été conçu pour obtenir un grossissement de $\times 25$, pour une lentille tube de distance focale 200 mm. Ainsi, il paraît pertinent de choisir un miroir de distance focale proche de 200 mm, afin d'être au plus proche du point de fonctionnement prévu par le fabricant de l'objectif. En ce sens, un miroir avec une focale de 203.2 mm a donc été choisi.

Le diamètre du miroir a également une importance, car il agit sur le potentiel vignettage du détecteur de la caméra, impactant donc directement le rendu visuel pour l'utilisateur. La Figure 8-4 présente les notations permettant le dimensionnement du système pour éviter le vignettage.

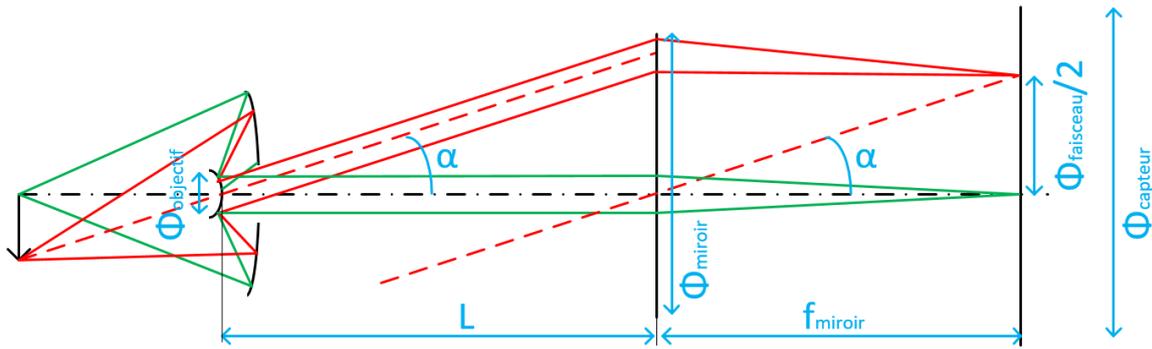


Figure 8-4. Mise en place des notations pour le dimensionnement du système optique.

Premièrement, il est possible de considérer qu'il n'y a pas de vignettage, si le diamètre du faisceau optique est plus grand que la taille du détecteur. Les détecteurs de caméra étant généralement rectangulaires, le diamètre du capteur sera considéré comme la diagonale de ce dernier.

$$\text{Pas de vignettage} \Rightarrow \phi_{\text{capteur}} \leq \phi_{\text{faisceau}}$$

$$\Rightarrow \phi_{\text{capteur}} \leq 2 f_{\text{miroir}} \sin \alpha$$

$$\Rightarrow \phi_{\text{capteur}} \leq 2 f_{\text{miroir}} * \frac{\phi_{\text{miroir}} - \phi_{\text{objectif}}}{2 L}$$

$$\Rightarrow L \leq \frac{\phi_{\text{miroir}} - \phi_{\text{objectif}}}{\phi_{\text{capteur}}} f_{\text{miroir}}$$

Ce premier critère est vrai, cependant, il ne garantit pas à lui seul qu'il n'y aura pas de vignettage. En effet, pour que les équations écrites ci-dessus soient valables, il est nécessaire que chaque composant optique ait une ouverture suffisante. Ainsi, ce premier critère doit être complété par un second : les ouvertures des composants de l'objectif vers la camera doivent être décroissantes pour éviter le vignettage :

$$\text{Ouverture caméra} \leq \text{Ouverture système}$$

$$\Leftrightarrow F/3 \geq F/\#\text{système}$$

Or :

$$F/\#\text{système} = \frac{f_{\text{miroir}}}{\phi_{\text{faisceau}}}$$

$$F/\#\text{système} = \frac{f_{\text{miroir}}}{2 f_{\text{miroir}} \sin \alpha}$$

$$F/\#\text{système} = \frac{1}{2 \frac{\phi_{\text{miroir}} - \phi_{\text{objectif}}}{2 L}}$$

$$F / \#système = \frac{L}{\phi_{miroir} - \phi_{objectif}}$$

Ainsi,

$$\Leftrightarrow F/3 \geq F / \#système$$

$$\Leftrightarrow 3 \geq \frac{L}{\phi_{miroir} - \phi_{objectif}}$$

$$\Leftrightarrow L \leq 3 (\phi_{miroir} - \phi_{objectif})$$

Au final, en tenant compte des deux critères établis, il n'y a pas de vignettage si :

$$\left\{ \begin{array}{l} L \leq \frac{\phi_{miroir} - \phi_{objectif}}{\phi_{capteur}} f_{miroir} \\ L \leq 3 (\phi_{miroir} - \phi_{objectif}) \end{array} \right.$$

Les applications numériques donnent :

$$\left\{ \begin{array}{l} L \leq 290 \text{ mm} \\ L \leq 99 \text{ mm} \end{array} \right.$$

Ainsi, pour éviter le vignettage, la distance entre l'objectif et le miroir doit être inférieure à 100 mm. En pratique, cela n'est pas possible pour des questions d'encombrement. Il y aura donc présence de vignettage. Afin de garantir une homogénéité du système, un diamètre de 25.4 mm a été retenu. En pratique, dans la conception de la caméra infrarouge, un « cold stop » est placé devant le détecteur, agissant de manière similaire à un diaphragme. Cela permet de limiter les perturbations reçues par le détecteur, mais limite grandement l'ouverture, ce qui conduit à du vignettage. A titre purement informatif, le même dimensionnement pour la caméra visible (qui a été par la suite vérifié expérimentalement), qui a des dimensions de détecteur (20.48×20.48 mm) beaucoup plus grandes que celles en infrarouge (9.60×7.68 mm), conduit à une image non vignettée, car l'ouverture de la caméra visible est plus importante.

Au final, un miroir revêtu en « protected silver », de diamètre 25.4 mm et de focale 203.2 mm a été sélectionné, en sachant qu'un vignettage sera présent sur les images thermiques.

8.1.3 Choix de la lentille tube

A première vue, la lentille tube se dimensionne de la même manière que le miroir parabolique hors axe. Cependant, les fournisseurs de lentilles tube donnent beaucoup plus d'informations sur les composants, ce qui facilite le dimensionnement. En effet, en plus du diamètre et de la distance focale des lentilles, les constructeurs indiquent la plage de fonctionnement L (distance objectif-lentille), la distance de travail (lentille-capteur), ainsi que la taille de l'image formée sur le capteur à la distance de travail. Il est donc possible de faire un choix de composant sans réaliser de calcul. Le choix a été fait pour maximiser la taille de l'image formée. Malgré cela, un faible vignettage sera présent sur les images visibles. Au final, une lentille tube TTL-200A a été retenu.

8.1.4 Choix de la lame séparatrice infrarouge visible

Afin de pouvoir acquérir des images simultanément avec les caméras visible et infrarouge, il est nécessaire de diviser le faisceau optique en sortie d'objectif, afin que chaque capteur puisse enregistrer la scène observée. Ainsi, le composant doit être capable d'envoyer un faisceau incluant la gamme de longueurs d'onde (0.4 – 1.0 μm) sur le capteur de la caméra visible et un autre faisceau comprenant au moins la plage (3.11 – 5.50 μm) sur le capteur infrarouge.

A priori, étant donné les plages de fonctionnement souhaitées des deux faisceaux (visible et infrarouge), il semblerait que quatre familles de composants puissent être choisies : les filtres Polka Dot, les miroirs froids, les miroirs chauds et miroirs dichroïques.

La technologie Polka Dot consiste à déposer un réseau de miroir réfléchissant sur une lame qui elle transmet les faisceaux, comme montré en Figure 8-5.

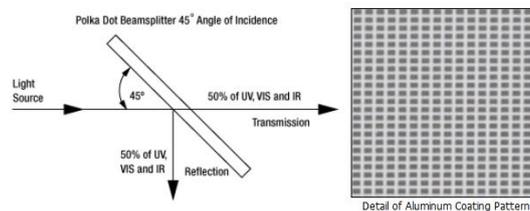


Figure 8-5. Principe de fonctionnement de la technologie Polka Dot (source Thorlabs).

Ainsi, ce type de composant divise un faisceau optique en deux, sans filtrer les longueurs d'onde. Par conséquent, à la sortie du filtre, chaque faisceau aura une intensité deux fois inférieure au faisceau d'origine. C'est pourquoi ce composant n'a pas été retenu.

Les miroirs chauds filtrent les longueurs d'onde grâce à un revêtement diélectrique multicouche, permettant de transmettre les faibles longueurs d'onde (visible) et de réfléchir les grandes longueurs d'onde (proche infrarouge et infrarouge), comme montré en Figure 8-6.

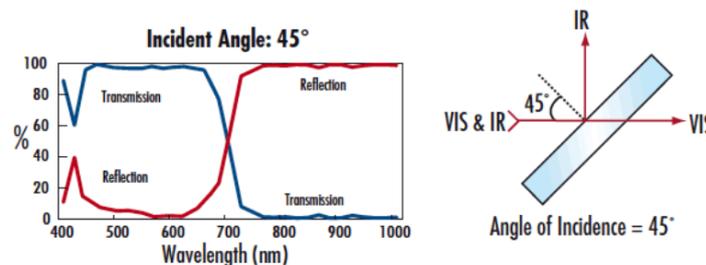


Figure 8-6. Principe de fonctionnement d'un miroir chaud (source Edmund).

Ainsi, chaque faisceau en sortie du miroir aura la puissance du faisceau d'origine, mais sur des plages de longueurs d'onde restreintes. Cette technologie n'a pas été retenue pour des questions d'encombrement. En effet, il paraissait plus pertinent pour des questions de compacité, de transmettre les rayons infrarouge et de réfléchir les rayons visibles.

Tout comme les miroirs chauds, les miroirs froids filtrent les longueurs d'ondes grâce à un revêtement diélectrique multicouche. Cependant, les miroirs froids transmettent les longueurs d'onde infrarouge et réfléchissent celles dans le visible, comme montré en Figure 8-7, ce qui est bénéfique sur cette configuration pour des raisons d'encombrement.

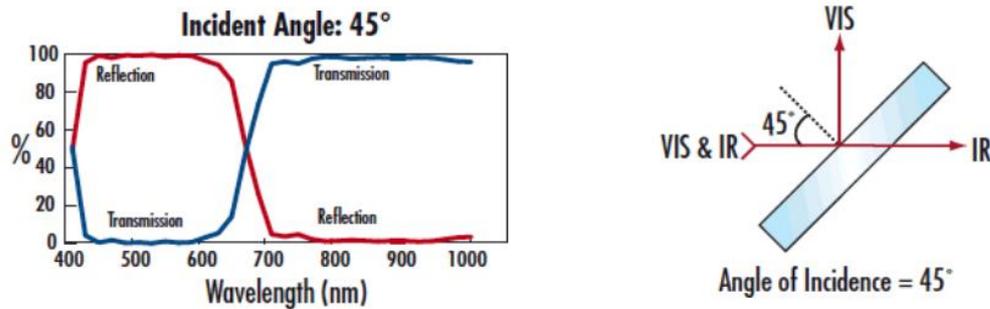


Figure 8-7. Principe de fonctionnement d'un miroir froid (source Edmund).

Les filtres dichroïques, comme les miroirs chauds et froids font partie des miroirs diélectriques. Ils transmettent également l'infrarouge et réfléchissent le visible.

Ce qui va orienter le choix entre un miroir froid ou un filtre dichroïque, sera la plage de fonctionnement des composants. En effet, les miroirs froids réfléchissent quasiment 100% du faisceau visible, cependant, pour des longueurs d'onde importantes, le pourcentage de transmission du faisceau d'origine chute de manière significative. En ce sens, un miroir dichroïque au platine a été sélectionné, car c'est le composant le plus performant trouvé, sur la plage de longueurs d'onde de la caméra infrarouge, comme le montre la Figure 8-8.

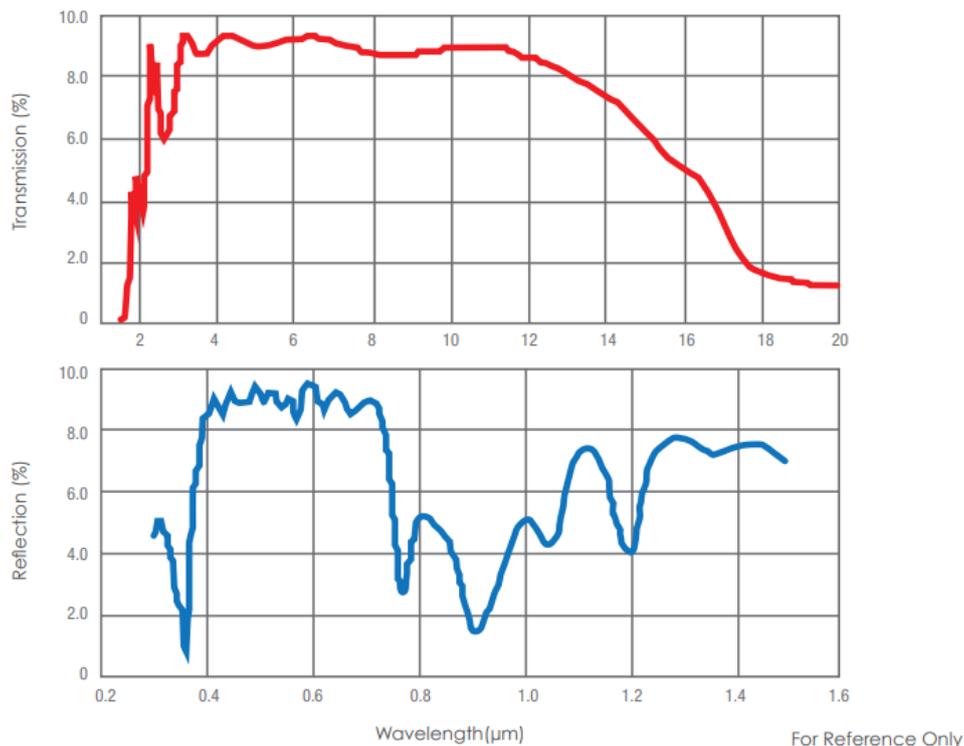


Figure 8-8. Performance du miroir dichroïque au platine sélectionné (source ISP optics).

Bien qu'un taux de transmission de 85% est annoncé par le constructeur, des mesures ont montré un taux de transmission moyen supérieur à 97% sur la gamme de longueurs d'onde de la caméra infrarouge (3.1 – 5.50 μm).

8.1.5 Synthèse des composants optiques sélectionnés pour le système de couplage des caméras

Les composants suivants ont été sélectionnés pour réaliser le système de couplage des caméras présenté dans ce mémoire (pour chaque composant, un lien vers le site du revendeur est disponible pour plus d'informations) :

- Un objectif réflectif de grossissement $\times 25$, revêtu en argent et corrigé à l'infini, du constructeur Thorlabs : [LMM25X-P01](#)
- Un miroir parabolique hors-axe, revêtu en argent, de diamètre 25.4 mm et de distance focale 203.4 mm, du constructeur Thorlabs : [MPD189-P01](#)
- Une lentille tube de distance focale 200 mm, du constructeur Thorlabs : [TTL200-A](#)
- Une lame séparatrice 50R/50T, de dimensions 25 \times 36 mm, du constructeur Thorlabs : [BSW10R](#)
- Une lentille plano convexe, de diamètre 25.4 mm et de distance focale 100 mm, du constructeur Thorlabs : [LA1509-A](#)
- Une lentille plano convexe, de diamètre 12.7 mm et de distance focale -25 mm, du constructeur Thorlabs : [LC1054-A](#)
- Une lentille, de diamètre 25.4 mm et de focale 20 mm, du constructeur Thorlabs : [ACL2520U](#)
- Un diffuseur de diamètre 25.4 mm, 1500 grains, du constructeur Thorlabs : [DG10-1500](#)
- Un miroir dichroïque au platine de diamètre 25.4 mm, du constructeur ISP Optics : [IR-BeamSplitter-Platinum.pdf \(isptoptics.com\)](#)
- Une LED 44 W, 7170 lm, 6500, du constructeur Lumitronix : Nichia NFDWJ130B-V2 COB, IRC 80, [Nichia NFDWJ130B-V2, CRI 80, verschiedene Varianten • COB-LEDs bei LEDs.de \(lumitronix.com\)](#)

8.2 Identification inverse sur essai de traction

Bien que l'objectif global du livrable est de réaliser des calculs d'identification inverse en coupe, des calculs préliminaires menés sur des essais de traction ont été réalisés. Les objectifs de ces premiers calculs d'identification inverse sont de déployer la méthode sur un cas simple et d'obtenir des premières données matériaux qui permettront d'initialiser les calculs en coupe avec des constantes pas trop éloignées de celles identifiées. Dans la mesure où la structure de l'algorithme et du critère de convergence utilisés pour l'essai de traction reposent sur les mêmes principes que celui pour la coupe, pour faciliter la compréhension, la méthodologie sera dans un premier temps expliquée sur ce cas plus simple, puis sera adaptée à la coupe par la suite.

8.2.1 Acquisition de données expérimentales.

Pour acquérir des jeux de données expérimentales, des éprouvettes en Inconel 718 (issues du même lot de matière que les éprouvette rabotées) en forme « d'os de chien » ont été utilisées.

Premièrement, afin de connaître la forme et notamment la section des éprouvettes, elles ont été numérisées via un scanner Gom Atos Q triple scan 8M, qui possède une incertitude de mesure de 15 μm . Ensuite, afin d'obtenir un motif pour la stéréo corrélation d'images, les éprouvettes ont été peintes uniformément à la peinture blanche et un mouchetis de peinture noire a été appliqué par-dessus, comme le montre la Figure 8-9.

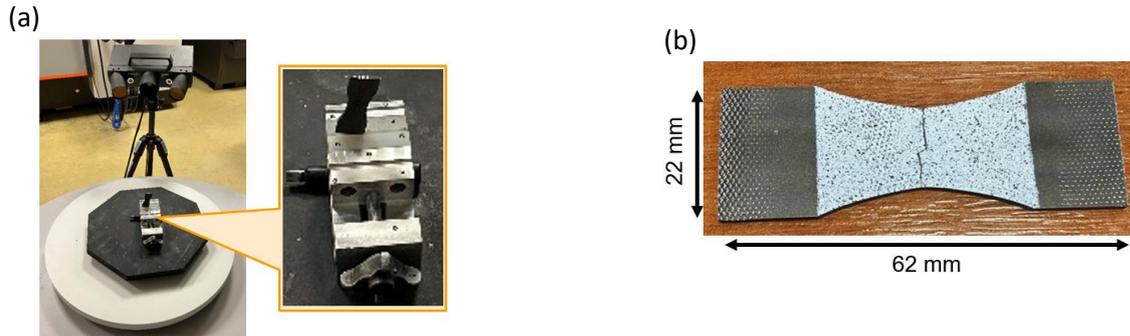


Figure 8-9. Préparation des éprouvettes pour l'essai de traction : (a) utilisation d'un scanner 3d pour numériser les éprouvettes, (b) résultat de la préparation de surface des éprouvettes pour permettre la stéréo corrélation d'images.

L'essai de traction a été réalisé via une machine Zwick Z250, qui possède une capacité de mise en charge de 250 kN. En accord avec la norme ISO 6892-1, l'essai a été piloté avec une vitesse de mise en charge de 10 MPa.s^{-1} . Cet essai a été monitoré avec des capteurs d'effort et de déplacement placés sur la colonne de la machine. De plus, un dispositif d'observation composé de deux caméras visibles a été placé devant l'éprouvette. La configuration expérimentale de l'essai de traction est présentée en Figure 8-10.

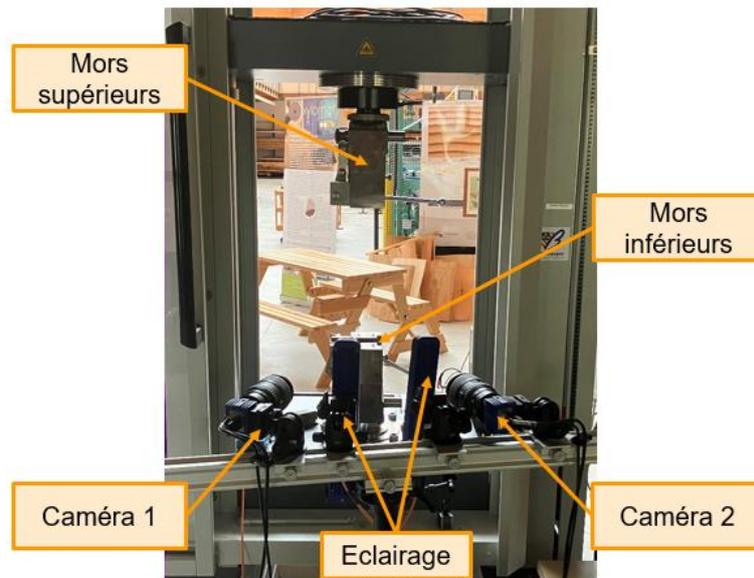


Figure 8-10. Dispositif expérimental de l'essai de traction.

Grâce aux images acquises à l'aide du système LaVision StrainMaster équipé de caméras 9 Mpxls et via l'utilisation du logiciel de stéréo corrélation d'images associé DaVis 10, les déplacements et déformations au cours de l'essai ont pu être calculés. Ce logiciel utilise une méthode de stéréo DIC locale et les paramètres suivants ont été utilisés pour les calculs (subset = 49 ; step = 29). Le Tableau 8-1 synthétise le paramétrage des caméras et des calculs DIC, et la Figure 8-11 présente un exemple de résultats de l'essai de traction.

Tableau 8-1. Caractéristiques de l'acquisition et de la DIC pour les essais de traction.

Paramètres	Valeur
Fréquence d'acquisition	1.0 [Hz]
Résolution capteurs	4112×2176 [pixel ²]
Résolution spatiale	19.09 [$\mu\text{m} \cdot \text{pixel}^{-1}$]
Distance focale	115.4 [mm]
Angle entre les caméras	36.8 [°]
Distance objet/caméras	625 [mm]
Erreur de calibration	0.07 [pixel]
Erreur de stéréo corrélation	0.10 [pixel]

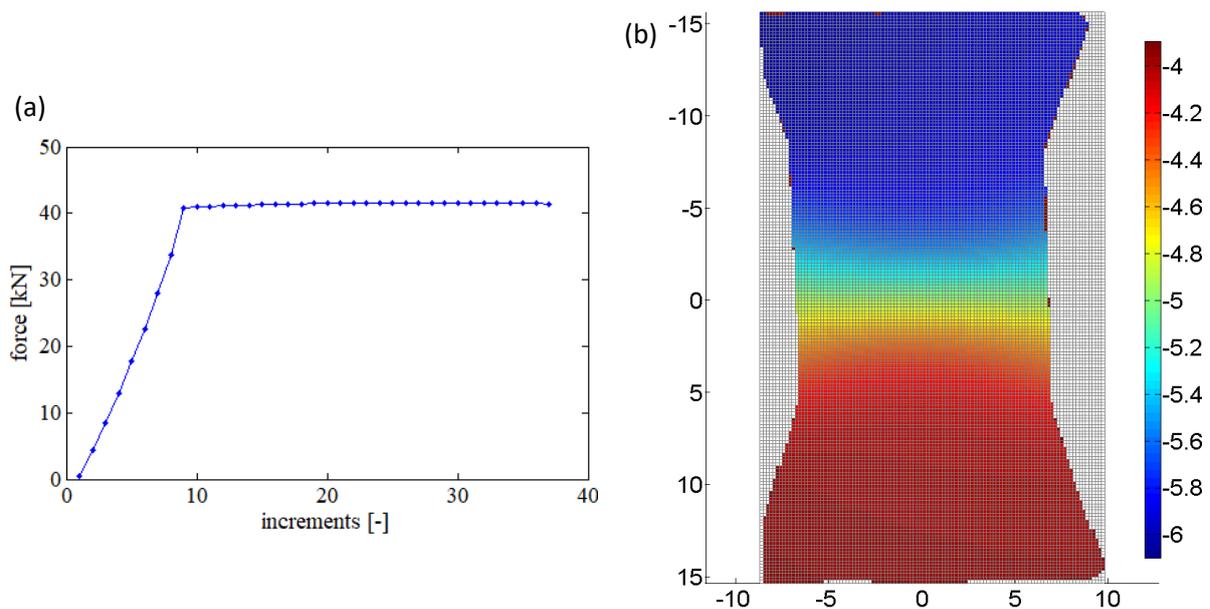


Figure 8-11. Exemples de résultats expérimentaux de l'essai de traction : courbe d'effort (a), déplacements en pixels selon la direction de traction pour l'incrément 32 (b).

Les efforts sont par nature directement prêts pour l'identification inverse, car une mesure globale des efforts a été obtenue expérimentalement et la simulation fournira également des efforts globaux. Cependant, les données issues de la corrélation d'images doivent être formatées. En effet, DaVis 10 ne fournit qu'un nuage de points. Or, pour l'identification inverse, les données doivent être présentées dans un maillage structuré de référence, commun à celui de la simulation. Pour ce faire, la démarche suivante a été adoptée :

- Premièrement, grâce aux données issues des scans 3d, un maillage structuré volumique de l'éprouvette a été généré via le logiciel GMSH. Il est à noter que pour des raisons de temps de calculs de la simulation directe essentiellement, la taille des éléments du maillage volumique généré a été grossi par rapport au nuage de points issus du scanner, dégradant par conséquent légèrement la justesse de la forme de l'éprouvette maillée.
- Deuxièmement, dans la mesure où la DIC ne fournit que des informations surfaciques sur la face avant de l'éprouvette, un maillage surfacique de la face avant de l'éprouvette a été extrait du maillage volumique. Ce maillage structuré sera le maillage de référence pour les projections de données DIC et de simulation.

- Les données issues de la DIC sont transposées dans un maillage structuré afin que chaque point du nuage de points soit associé à un nœud et que des tables d'éléments soient disponibles.
- Pour finir, les résultats DIC sont projetés dans le maillage surfacique de référence.

Au final, les résultats DIC sont disponibles dans le maillage de référence et seront donc prêts pour une comparaison directe nœud par nœud avec les résultats issus de la simulation. A titre d'exemple, la Figure 8-12 présente le résultat d'une projection des résultats de DIC pour un incrément donné.

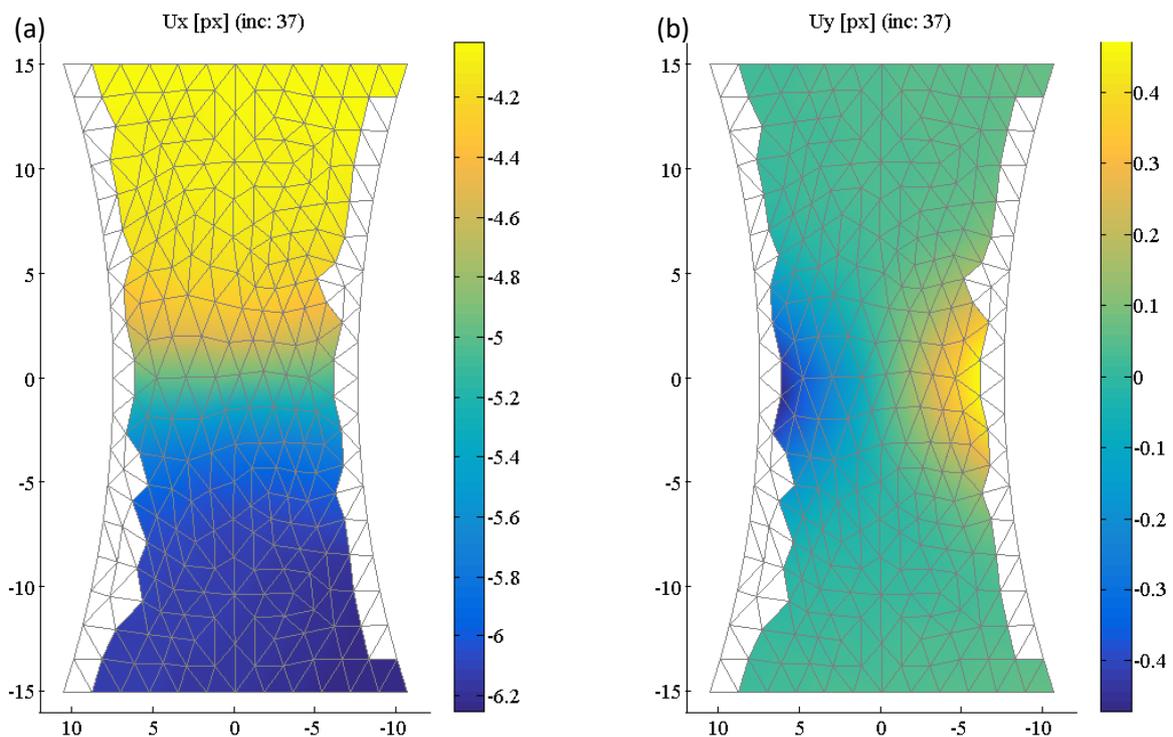


Figure 8-12. Exemple de formatage des données des déplacements expérimentaux (arbitrairement affichées à l'incrément 37) pour l'identification inverse : (a) déplacement selon l'axe de l'essai de traction, (b) déplacement perpendiculaire à l'essai de traction.

Pour finir, la courbe expérimentale qui lie la contrainte à la déformation de Green-Lagrange a été tracée. Pour ce faire, il a été considéré que la contrainte maximale est localisée à l'endroit où la section de l'éprouvette est la plus petite. Ensuite, grâce aux scans 3d, il est possible de déterminer la section de l'éprouvette puis d'avoir accès à la contrainte via la mesure d'effort par l'équation suivante :

$$\sigma = \frac{F}{S}$$

8.2.2 Principe de l'identification inverse

L'intégralité de la démarche numérique (simulation directe, critère de convergence, suivi de calcul, ...) est issue du travail de (Neggers et al., 2017). Par conséquent, un simple résumé sera présenté dans ce livrable, car aucune nouveauté n'a été apportée, seul le matériau d'étude change.

8.2.2.1 Simulation numérique directe

Un modèle éléments finis 2d lagrangien a été implémenté dans Abaqus 2021, avec le maillage surfacique issu du scan 3d. Les conditions aux limites de l'éprouvette pour chaque incrément sont les résultats des déplacements expérimentaux issus de la DIC. Cela permet de ne pas simuler les mors (donc de gagner en temps de calculs) et de s'abstenir de la problématique expérimentale du glissement de l'éprouvette dans les mors, notamment au début de l'essai. En sortie, Abaqus fournit les déplacements en chaque nœud, ainsi que les efforts globaux. Concernant le comportement, une loi de plasticité de Ludwik a été implémentée, car elle correspond au terme quasi-statique d'une loi de Johnson-Cook. Par conséquent, les données issues des essais de traction pourront permettre d'initialiser les calculs d'identification en coupe, avec des données réelles. La Figure 8-13 résume les entrées et sorties du modèle de simulation direct adopté.

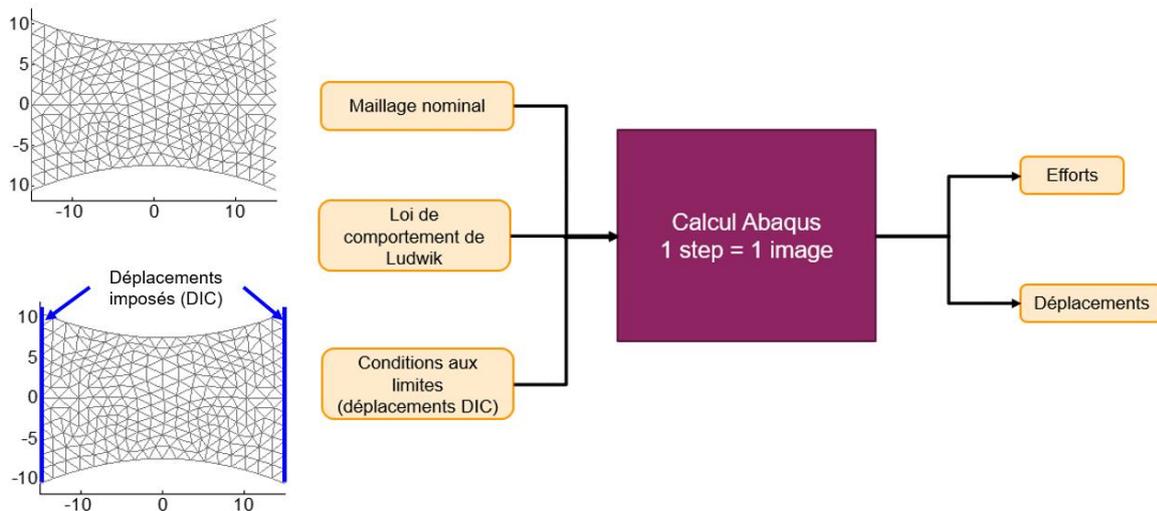


Figure 8-13. Schémas de principe des entrées et sorties de la simulation numérique directe.

Pour finir, afin de sélectionner un jeu de paramètres pour initialiser la première itération, les paramètres de la loi de comportement ont été identifiés via une méthode classique d'identification en minimisant au sens des moindres carrés les écarts de la courbe expérimentale des contraintes en fonction des déformations, avec celle issue de la loi de comportement de Ludwik. Le Tableau 8-2 présente les résultats de cette identification.

Tableau 8-2. Résultats de l'identification classique des paramètres de la loi de Ludwik pour l'essai de traction.

Paramètre	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]
Valeur identifiée	198296	977	1106	0.4

Le coefficient de Poisson ne pouvant pas être identifié par cette méthode, il a été initialisé à 0.3.

8.2.2.2 Définition du critère de convergence pour une mesurande, d'après (Neggers et al., 2017)

Comme expliqué précédemment, il a été décidé de partir de travaux existants, ainsi, le critère mis en place par (Neggers et al., 2017) a été retenu. Ce critère de convergence, développé sur la mesurande des efforts au cours d'un essai de traction est basé sur la variation du nouveau jeu de paramètres pour l'itération suivante. Ainsi, il est considéré qu'il y a convergence lorsque les

paramètres ne varient plus entre deux itérations successives. Afin de faciliter la compréhension des équations développées pour l'identification inverse en coupe, le critère de convergence mis au point par (Neggers et al., 2017) va être détaillé.

Obtenir une solution optimisée du problème d'identification inverse, revient à trouver un jeu de paramètres optimisé $\{p_{opt}\}$ qui minimise l'écart entre les valeurs de la mesurande expérimentale $\{M^m\}$ et simulée $\{M^{EF}\}$. Donc :

$$\text{Solution optimisée} \Rightarrow \{p_{opt}\} = \underset{p}{\operatorname{argmin}} \|\{M^m\} - \{M^{EF}\}\|_2^2$$

Or, en notant ρ_M^2 la norme euclidienne au carré des écarts entre les valeurs expérimentales et simulées de la mesurande étudiée, on obtient :

$$\rho_M^2 = \|\{M^m\} - \{M^{EF}\}\|_2^2 = (\{M^m\} - \{M^{EF}\})^t (\{M^m\} - \{M^{EF}\})$$

Ensuite, il est possible de réaliser un développement limité de la fonction $\{M^{EF}\}$:

$$\{M^{EF}\}(\{p\}) = \{M^{EF}\}(\{\tilde{p}\}) + \left[\frac{\partial M^{EF}}{\partial p} \right](\{\tilde{p}\}) \{\delta p\}$$

Donc, en dérivant ρ_M^2 par rapport au jeu de paramètres $\{p\}$, on obtient :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\delta p\}} = -2 [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widehat{M^{EF}}\} - [S_M] \{\delta p\})$$

Avec :

$$[S_M] = \frac{\partial M^{EF}(p, inc)}{\partial p} = \frac{M^{EF}(p + (p \cdot dp), inc) - M^{EF}(p, inc)}{dp}$$

Ensuite, minimiser ρ_M^2 revient à dire que toutes ses dérivées partielles sont nulles. Donc :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\delta p\}} = 0 \Rightarrow [S_M]^t [S_M] \{\delta p\} = [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widehat{M^{EF}}\})$$

Enfin, en isolant le terme $\{\delta p\}$, on obtient :

$$\frac{\partial \rho_M^2}{\{\delta p\}} = 0 \Rightarrow \{\delta p\} = ([S_M]^t [S_M])^{-1} [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widehat{M^{EF}}\})$$

Au final, il y a convergence si $\{\delta p\}$ est inférieur à une valeur seuil fixée par l'utilisateur. Donc, il est considéré que l'algorithme a convergé si :

$$\|\{\delta p\}\| < \text{Critère} (\sim 0,001) ; \text{ avec } \{\delta p\} = ([S_M]^t [S_M])^{-1} [S_M]^t (\{M^m\} - \{\widehat{M^{EF}}\})$$

Dans le but de mieux guider l'algorithme et d'éviter au maximum des valeurs de paramètres non physiques (comme une valeur de module d'Young négative par exemple), une régularisation de Tikhonov a été incluse au critère de convergence. Pour ce faire, $\{\delta p\}$ a été exprimé comme suit :

$$\{\delta p\} = [M_{tot}]^{-1} [B_{tot}]$$

Avec :

- $[M_{tot}] = W_M [S_M]^t [S_M]$
- $[B_{tot}] = W_M [S_M]^t (M^m - \widehat{M^{EF}})$
- $W_M = \frac{1}{\sigma_M^2 \text{card}(M^m)}$

Ainsi, l'écriture du critère de convergence avec l'ajout de la régularisation de Tikhonov devient :

$$\{\delta p\} = [M_{tot} + M_{tik}]^{-1} [B_{tot} + B_{tik}]$$

Avec

- $M_{tik} = \text{initreg} \times \max(\lambda(M_{tot})) \times D(\text{card}(p), \text{card}(p))$
- $B_{tik} = \text{initreg} \times \max(\lambda(M_{tot})) \times \left\{ \frac{p_{init} - p}{p_{init}} \right\}$

Il est possible de remarquer que la mise en place du critère de convergence s'est faite sans aucune hypothèse sur la nature de l'essai expérimental réalisé, ou sur la mesurande étudiée. Par conséquent, il semblerait que ce critère de convergence soit exploitable aussi bien sur un essai de traction que sur un essai de rabotage, et pour toutes les mesurandes utilisées dans l'essai d'usinage.

8.2.3 Résultat de l'identification inverse d'une éprouvette

Afin de réaliser un suivi de calcul et de pouvoir estimer les capacités de l'algorithme à converger vers une solution optimisée, pour chaque itération, les informations suivantes sont calculées :

- Les courbes expérimentales et simulés de l'effort global dans le sens de l'essai de traction.
- Les sensibilités de chaque paramètre vis-à-vis des efforts.
- Les calculs du χ pour la mesurande des efforts.
- Le calcul du $\{\delta p\}$ global, qui détermine s'il y a convergence ou non.

A titre d'exemple, les résultats issus de l'éprouvette 1 vont être expliqués. Le Tableau 8-3 synthétise les données principales de ce calcul.

Tableau 8-3. Données globales de l'identification inverse de l'essai de traction de l'éprouvette 1.

Nombre d'incrémentes	37 [-]
Nombre d'itérations avant convergence	7 [-]
Valeur du $\ \{\delta p\}\ $ à la convergence	0.0003 [-]

Le calcul présenté a atteint une convergence avec un $\{\delta p\}$ global de 2.59×10^{-4} à l'itération 7. Pour faciliter l'exploitation des résultats, toutes les figures présentées dans la suite porteront uniquement sur l'itération 1 (l'itération initiale) et l'itération 7 (celle à convergence), cependant, en annexe 8.3.1, tous les résultats pour toutes les itérations sont disponibles.

Premièrement, le Tableau 8-4 présente l'évolution du $\{\delta p\}$ global au cours des itérations.

Tableau 8-4. Evolution des δ_p pour l'essai de traction de l'éprouvette 1.

Itération	1	2	3	4	5	6	7
δ_p [-]	0.0800	0.0606	0.0472	0.0112	0.0015	0.0014	0.0003

Les valeurs globales des $\{\delta p\}$ ont tendance à diminuer avec l'évolution des itérations, ce qui semble vouloir dire que l'algorithme se rapproche de la convergence. A l'itération numéro 1, un $\{\delta p\}$ de 0.08 a été calculé, ce qui est non négligeable. Cela montre donc que l'algorithme semble capable d'améliorer les résultats issus d'une identification classique.

Deuxièmement, la Figure 6-1 présente les courbes d'efforts simulés et expérimentaux.

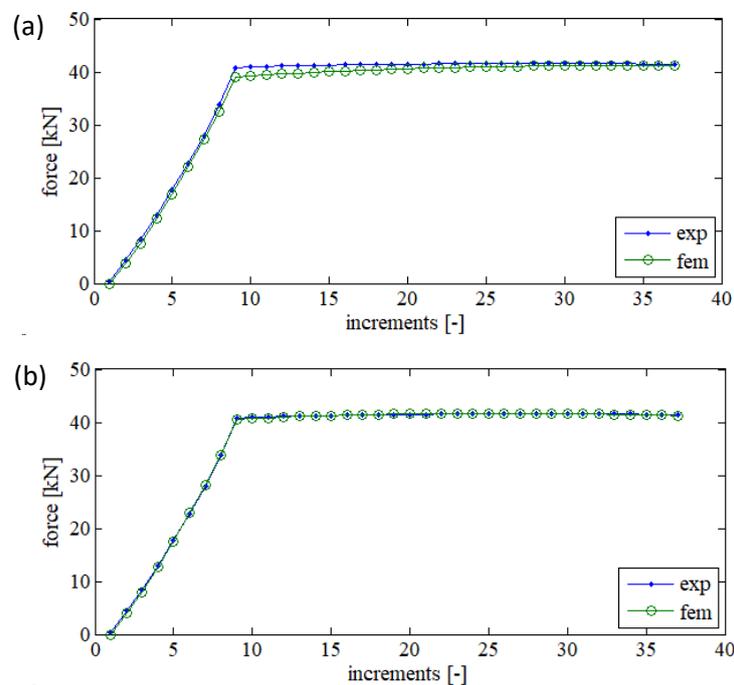


Figure 8-14. Courbes d'efforts simulés et expérimentales : initiales (a) et après l'itération 7 (b).

A l'issue de l'itération 1, les écarts entre les efforts simulés et expérimentaux sont déjà relativement faibles, ce qui semble logique car l'algorithme a été initialisé avec des paramètres matériaux issus d'une identification classique. A l'itération 7, l'effort simulé fit très bien avec les efforts expérimentaux. Il est donc possible de considérer que l'algorithme a bien réagi, car il cherche à minimiser les écarts entre ces deux courbes d'effort. Afin de confirmer cette impression visuelle, il faut s'intéresser aux calculs du χ pour la mesurande des efforts, disponibles dans le Tableau 8-5.

Tableau 8-5. Evolution des calculs de χ_F pour l'essai de traction de l'éprouvette 1.

Itération	1	2	3	4	5	6	7
Calcul du χ_F [-]	5.00	8.68	1.92	1.91	1.91	1.91	1.90

Les valeurs des calculs du χ semblent décroître avec l'évolution des itérations, pour passer de 5.00 à l'itération 1 à 1.90 à l'itération 7. Cela confirme donc que l'algorithme a réussi à réduire l'écart entre la simulation et l'expérimental. De plus, sur les premières itérations, une forte évolution des valeurs est observée, alors qu'ensuite, les valeurs diminuent moins rapidement. Cela peut s'expliquer par les valeurs de $\{\delta p\}$ qui diminuent également au cours des itérations, ce qui implique des changements moins significatifs des paramètres entre deux itérations consécutives et donc potentiellement une moins forte diminution des écarts entre la simulation et l'expérimental.

Troisièmement, l'algorithme fournit la sensibilité des paramètres vis-à-vis de l'effort simulé, comme montré en Figure 8-15.

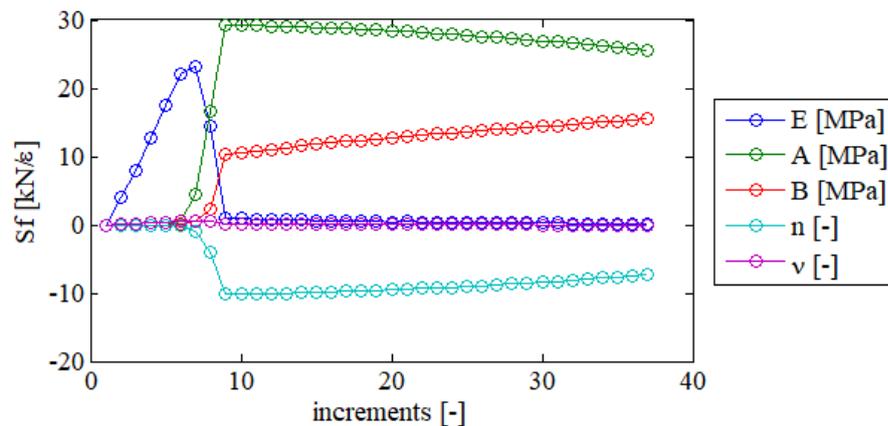


Figure 8-15. Sensibilités des paramètres vis-à-vis de la mesure des efforts après l'itération 7.

Au début de l'essai, pour les incréments 1 à 9, le module d'Young est le seul paramètre significativement influent, ce qui paraît normal car le seuil de plasticité n'a pas encore été atteint. Par la suite, de l'incrément 9 à 37, après le seuil de plasticité atteint, l'influence du module d'Young devient négligeable devant celles des coefficients de la loi de Ludwik. Par conséquent, les sensibilités calculées à chaque incrément sont totalement en accord avec la physique de l'essai de traction. De plus, dans le domaine élastique, les paramètres de la loi de plasticité n'étant pas influents, l'algorithme devrait en principe ne faire varier que le module d'Young et vice versa pour le domaine plastique. Ainsi, le fait de passer du domaine élastique à plastique ne devrait pas impacter les résultats de l'identification des paramètres.

Enfin, pour confirmer le résultat de l'identification inverse, les courbes de contrainte en fonction des déformations ont été tracées avec les données expérimentales et avec les lois de comportement, comme montré en Figure 8-16.

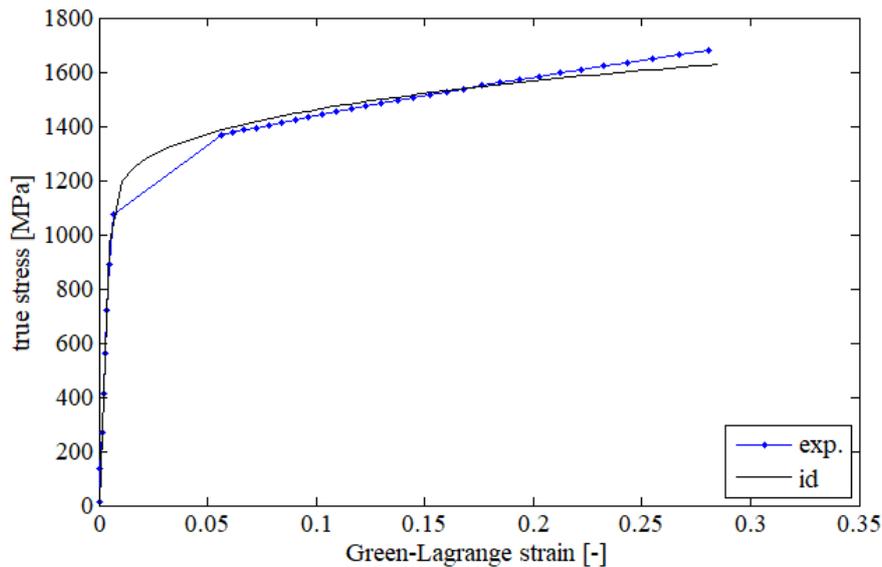


Figure 8-16. Confrontation des courbes de contraintes déformations issues des données expérimentales et des lois de comportement, après l'itération 7.

Dans le domaine élastique, les courbes expérimentales et de la loi sont très proches l'une de l'autre. En croisant ces données avec les courbes d'efforts (présentées en Figure 8-14), on se rend compte qu'il y a également un écart d'efforts simulés et expérimentaux faible dans le domaine élastique. Par conséquent, on peut considérer que l'identification inverse a été efficace dans le domaine élastique et que la loi de comportement représente bien les caractéristiques réelles du matériau étudié. Dans le domaine plastique, un écart notable entre les deux courbes de contrainte en fonction des déformations est visible, alors que d'après la Figure 8-14(b), les efforts simulés et expérimentaux ont des écarts très faibles. Ainsi, il est possible de dire que l'algorithme a bien convergé (car les écarts en efforts sont minimes), mais que la loi de comportement de Ludwik ne représente pas idéalement le comportement plastique de l'inconel 718 soumis à un essai de traction.

8.2.4 Résultats des essais de traction sur plusieurs éprouvettes

Afin de s'assurer de l'homogénéité des caractéristiques matériaux ainsi que de la répétabilité des mesures et de l'algorithme, 3 éprouvettes différentes ont été testées. Les résultats détaillés de chaque éprouvette sont disponibles en annexe 8.3.1, 8.3.2, 8.3.3, et le Tableau 8-6 synthétise les paramètres identifiés pour chaque essai.

Tableau 8-6. Résultats d'identifications inverse sur essais de traction réalisés pour trois éprouvettes différentes.

Eprouvette	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	ν [-]
1	206 754	969	929	0,270	0,266
2	213 203	943	950	0,252	0,202
3	206 422	955	901	0.237	0.206
Ecart relatif maximal [%]	2.91	2.68	5.16	6.67	24.06

Il semblerait que les coefficients de la loi de Ludwik et le module d'Young soient identifiés avec une relativement bonne répétabilité, puisqu'un écart relatif inférieur à 7% est observé entre les

différentes valeurs. Cela permet donc d'accorder de la confiance aux résultats et à la méthode d'identification inverse utilisée. Concernant le coefficient de Poisson, une plus forte variabilité est observée (écart relatif supérieur à 24%). Ces résultats peuvent en partie être expliqués par le fait que le coefficient de Poisson est moins sensible que les autres paramètres à la mesurande des efforts. Par conséquent, il est largement possible que l'algorithme ait plus de peine à déterminer avec justesse la valeur de ce paramètre, car une forte variation du paramètre est nécessaire pour obtenir une petite variation d'effort. Au final, bien qu'une forte variabilité pour le coefficient de Poisson soit observée, ces résultats seront utilisés pour initialiser l'identification inverse en coupe.

8.2.5 Synthèse de l'identification inverse dans le cas d'essais de traction

Le déploiement de la méthode d'identification inverse dans le cadre d'essais de traction a permis de confirmer sur un cas plus simple que le rabotage, la robustesse de l'algorithme et plus largement de toute la chaîne numérique. Ainsi, il a été montré que l'algorithme est capable de converger vers un jeu de paramètres optimisé en un nombre contenu d'itérations, ce qui est plutôt encourageant pour le passage à la coupe. De plus, la répétabilité du processus a été éprouvée sur 3 éprouvettes. Bien que le nombre d'éprouvette testées est faible, les résultats sont très proches, ce qui confirme que le choix du critère de convergence et plus largement de la méthodologie développée par (Neggens et al., 2017) pourrait être adaptée au cas du rabotage.

Le cas de l'essai de traction ayant été traité, dans toute la suite du chapitre, le déploiement de la méthodologie d'identification inverse uniquement en coupe sera traitée.

8.3 Résultats d'identification sur essais de traction

8.3.1 Eprouvette 1

8.3.1.1 Données globales du calcul

Nombre d'incréments	37 [-]
Nombre d'itérations avant convergence	7 [-]
Valeur du δ_p à la convergence	0.0002 [-]

Paramètres identifiés	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	ν [-]
Valeurs identifiées	206 754	969	929	0,270	0,266

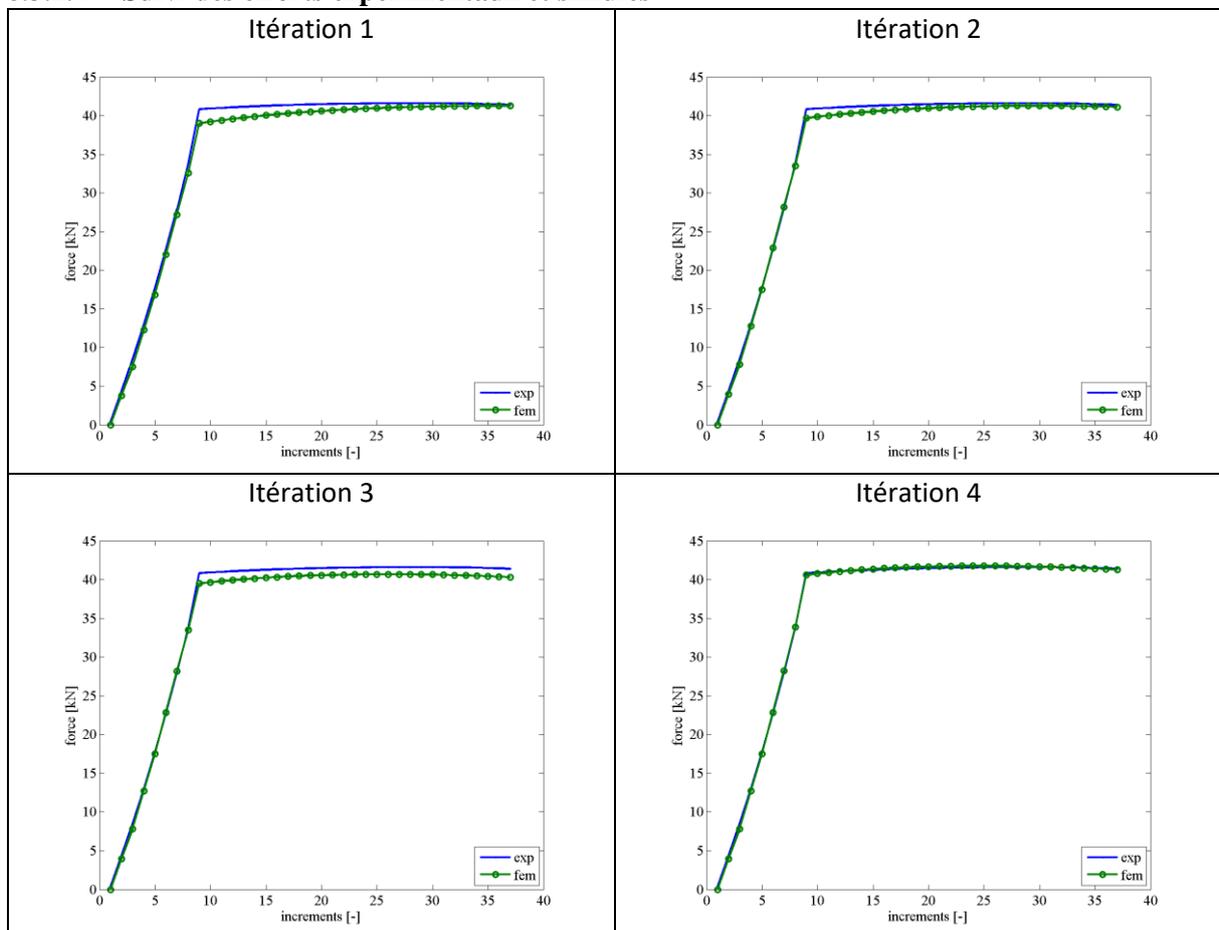
8.3.1.2 Suivi des δ_p au cours des itérations

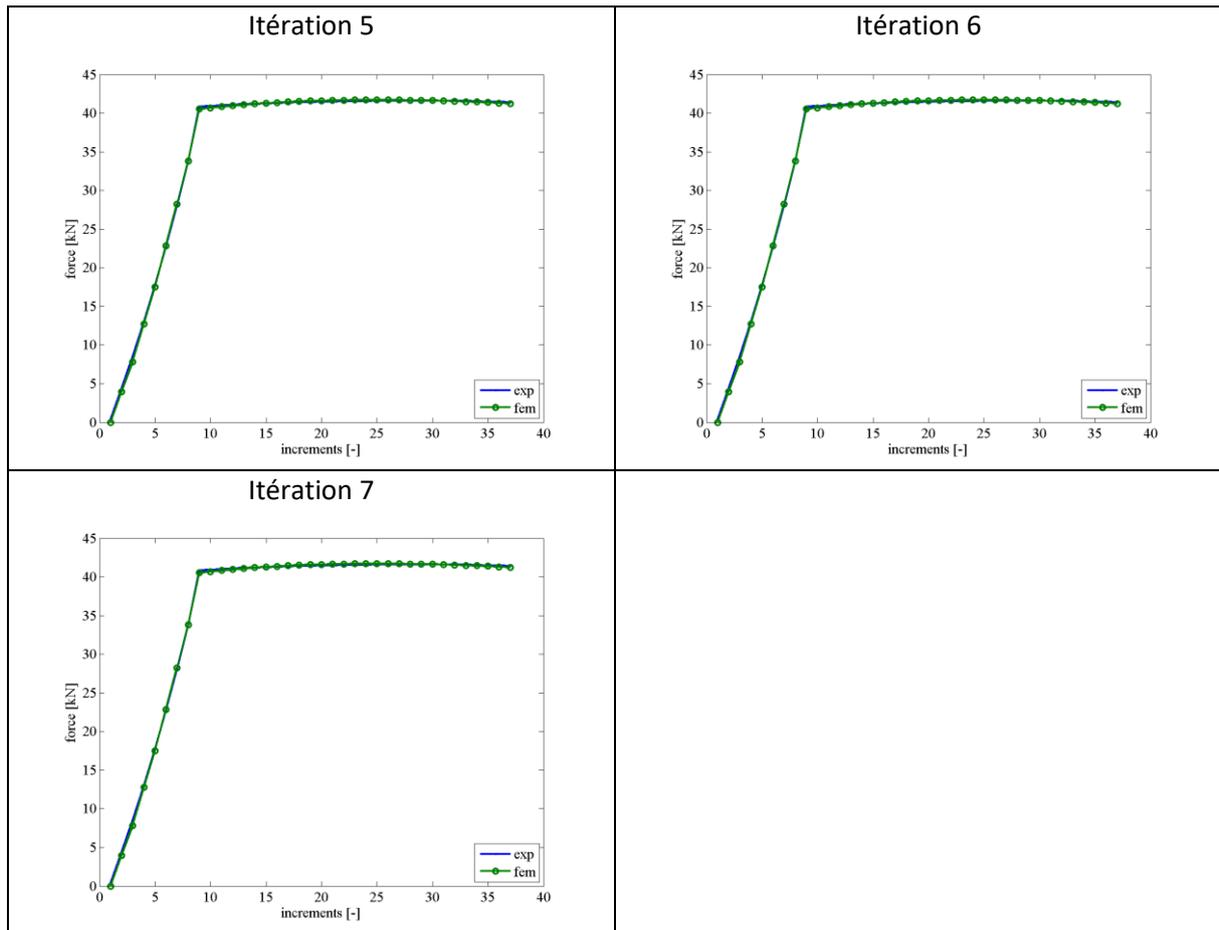
Iteration	1	2	3	4	5	6	7
δ_p [-]	0.0800	0.0606	0.0472	0.0112	0.0015	0.0014	0.0002

8.3.1.3 Suivi des calculs du chi au cours des itérations

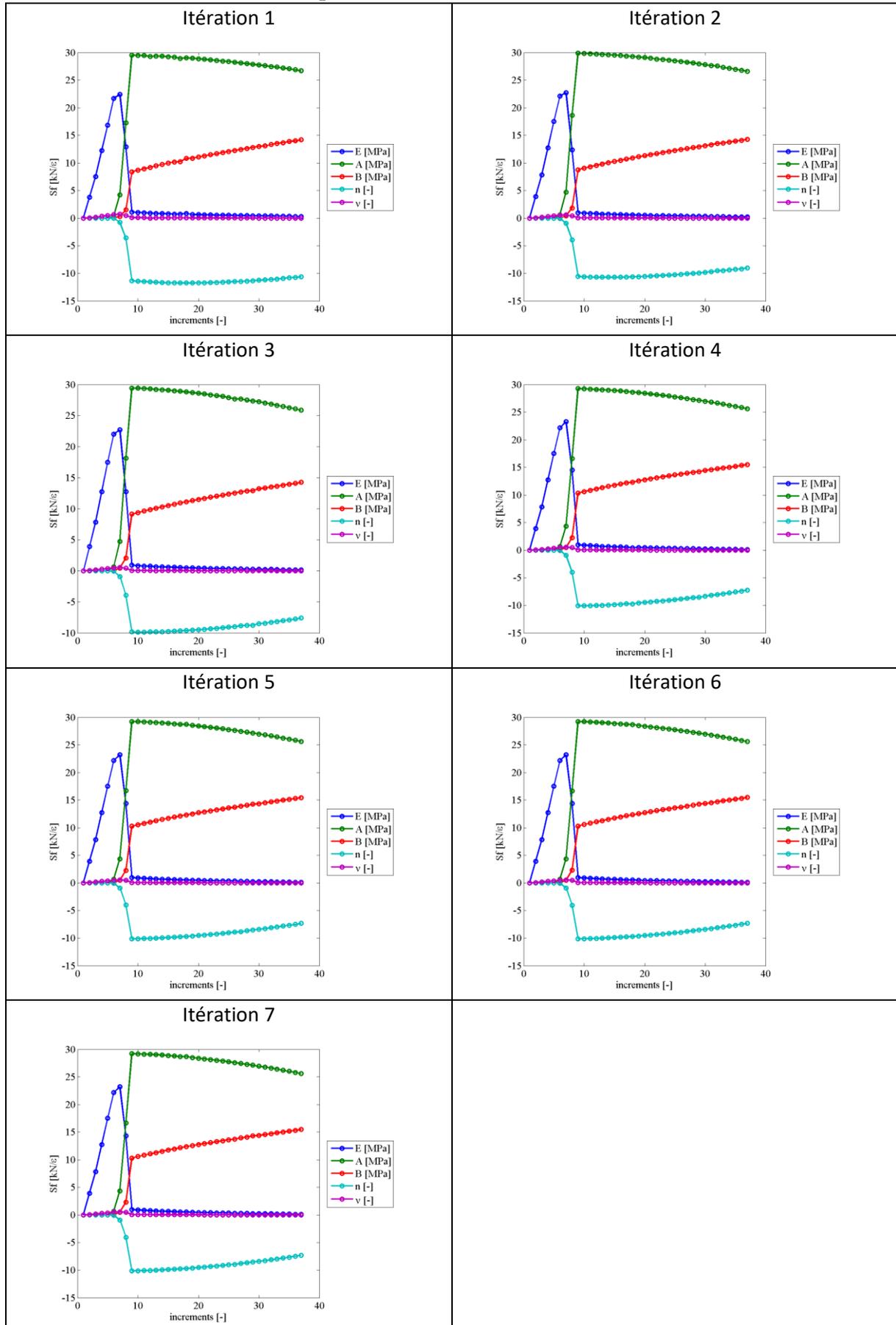
Itération	1	2	3	4	5	6	7
Calcul du χ_F [-]	5.00	8.68	1.92	1.91	1.91	1.91	1.90

8.3.1.4 Suivi des efforts expérimentaux et simulés

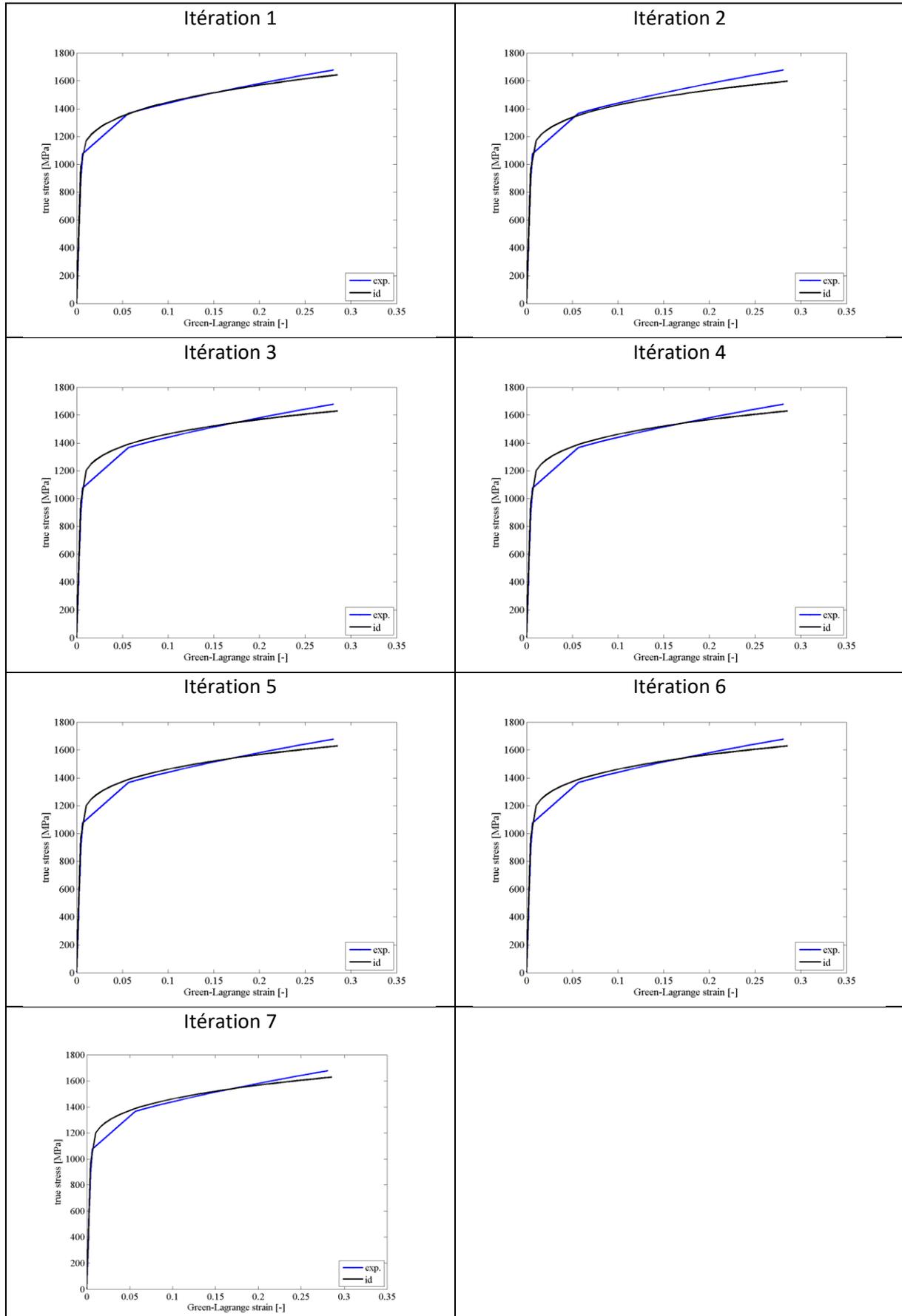




8.3.1.5 Suivi des sensibilités des paramètres vis-à-vis de la mesurande des efforts



8.3.1.6 Suivi des courbes contraintes déformations



8.3.2 Eprouvette 2

8.3.2.1 Données globales du calcul

Nombre d'incréments	36 [-]
Nombre d'itérations avant convergence	7 [-]
Valeur du δ_p à la convergence	0.0004 [-]

Paramètres identifiés	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	ν [-]
Valeurs identifiées	213 203	943	950	0,252	0,202

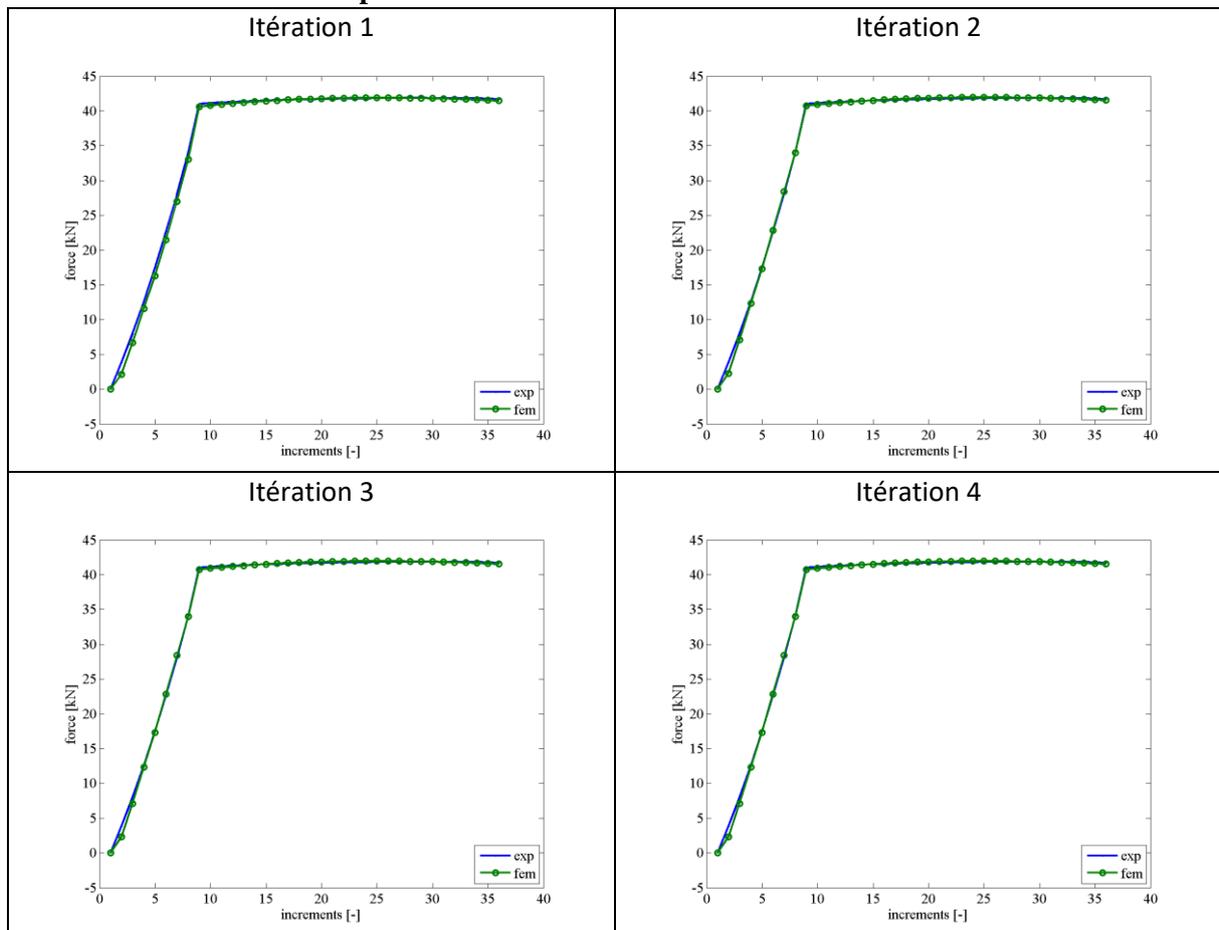
8.3.2.2 Suivi des δ_p au cours des itérations

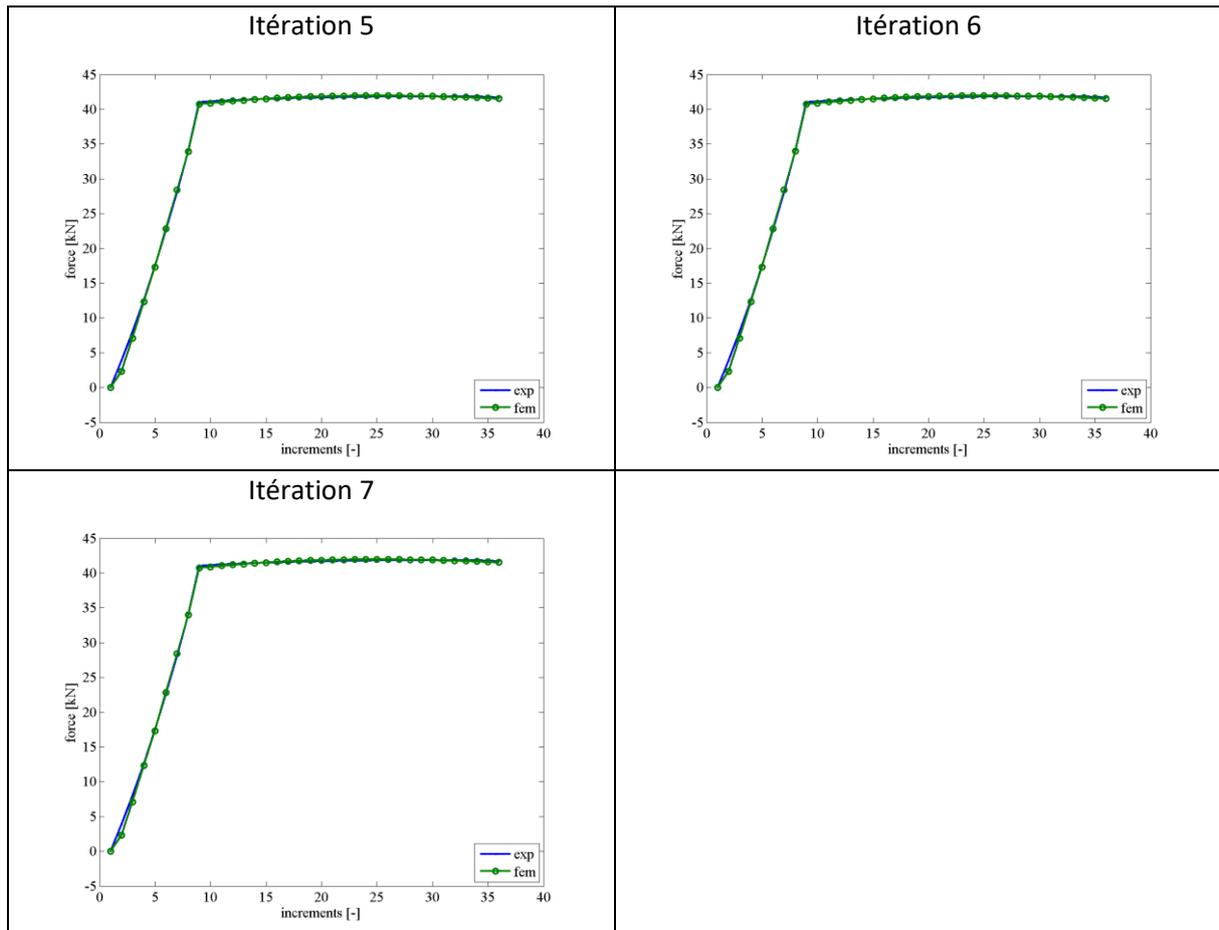
Iteration	1	2	3	4	5	6	7
δ_p [-]	0.0533	0.0274	0.0042	0.003	0.0028	0.0019	0.0004

8.3.2.3 Suivi des calculs du chi au cours des itérations

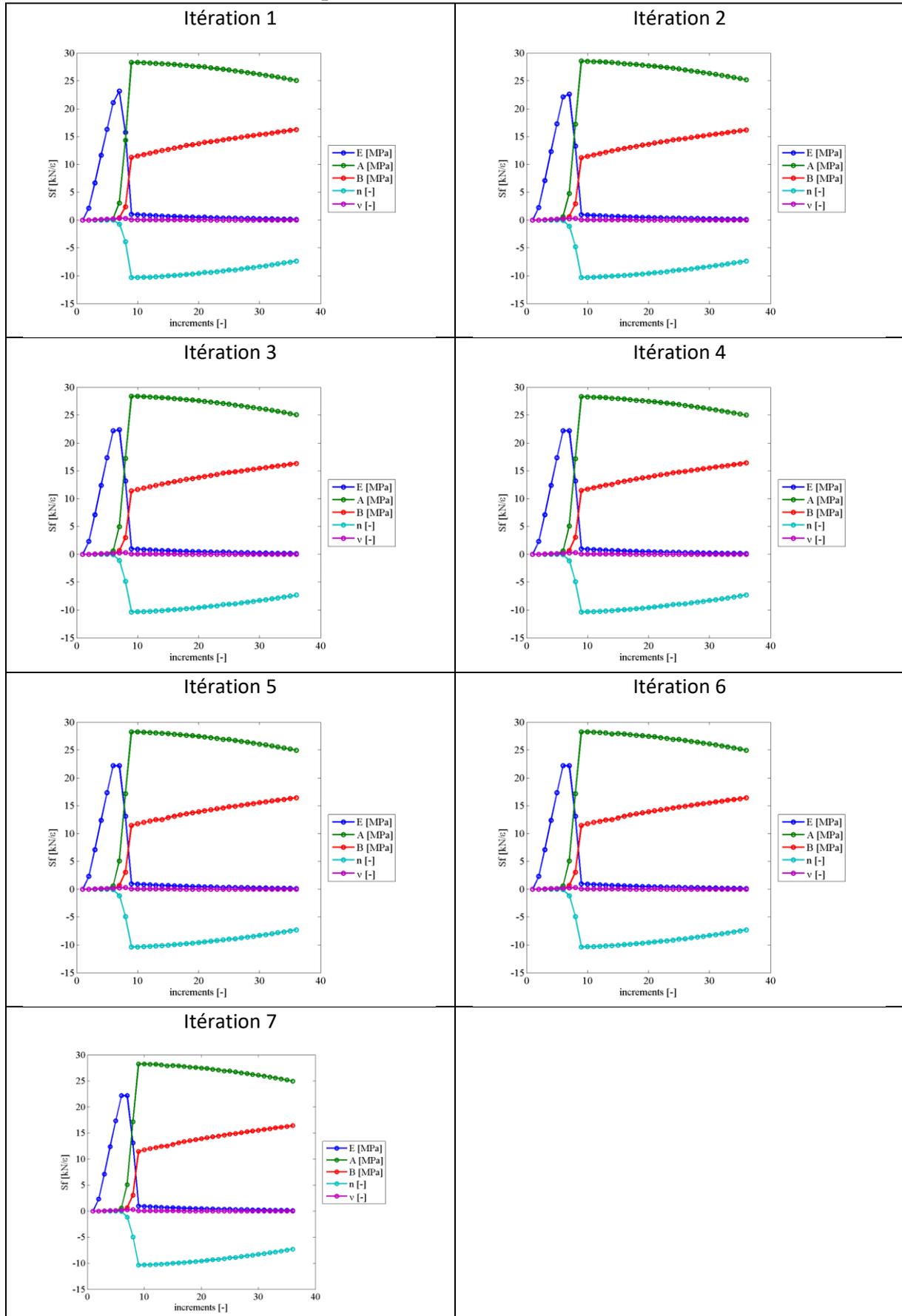
Itération	1	2	3	4	5	6	7
Calcul du χ_F [-]	3.341	3.318	3.317	3.317	3.316	3.316	3.316

8.3.2.4 Suivi des efforts expérimentaux et simulés

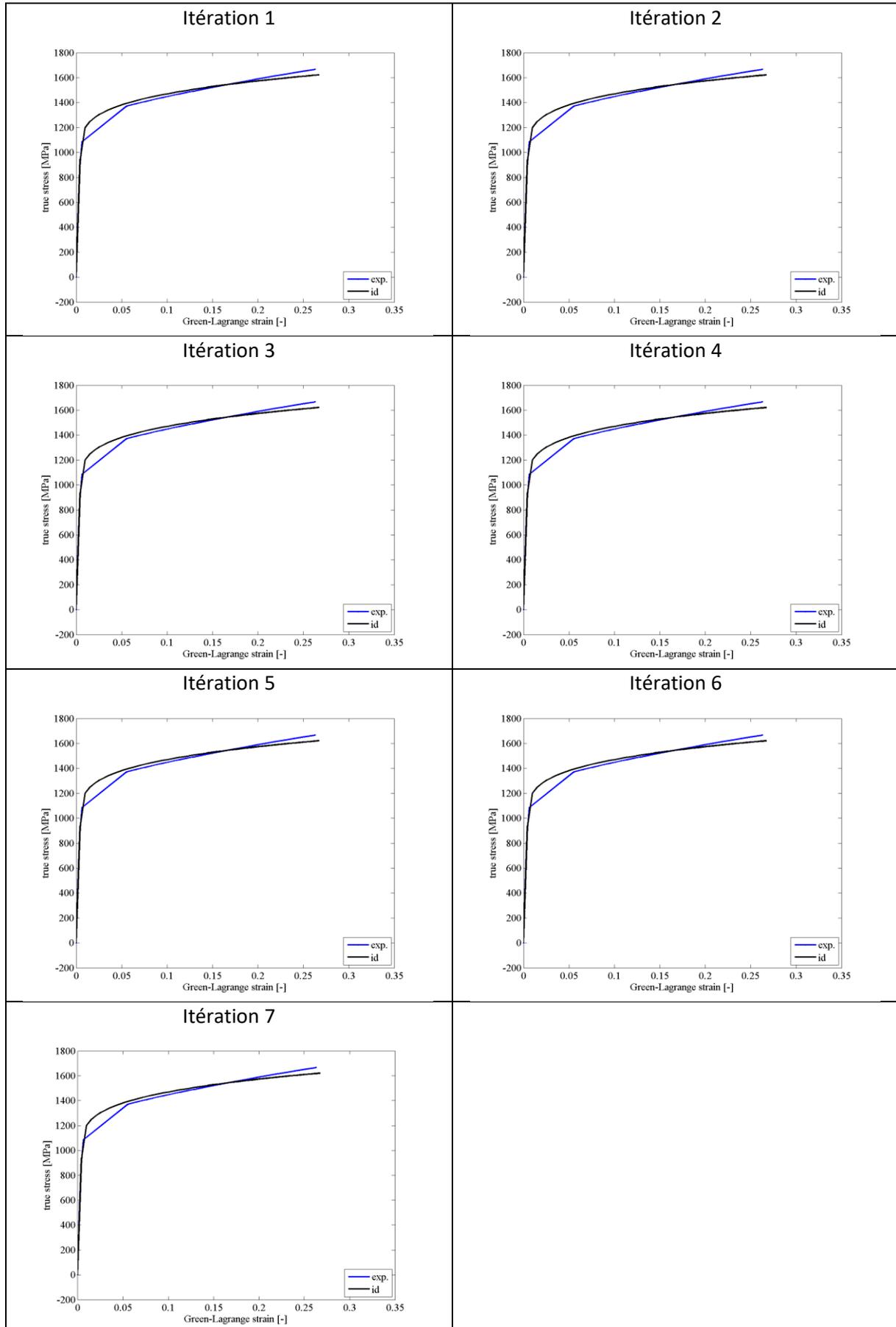




8.3.2.5 Suivi des sensibilités des paramètres vis-à-vis de la mesurande des efforts



8.3.2.6 Suivi des courbes contraintes déformations



8.3.3 Eprouvette 3

8.3.3.1 Données globales du calcul

Nombre d'incréments	41 [-]
Nombre d'itérations avant convergence	6 [-]
Valeur du δ_p à la convergence	0.0009 [-]

Paramètres identifiés	E [MPa]	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	ν [-]
Valeurs identifiées	206 422	955	901	0.237	0.206

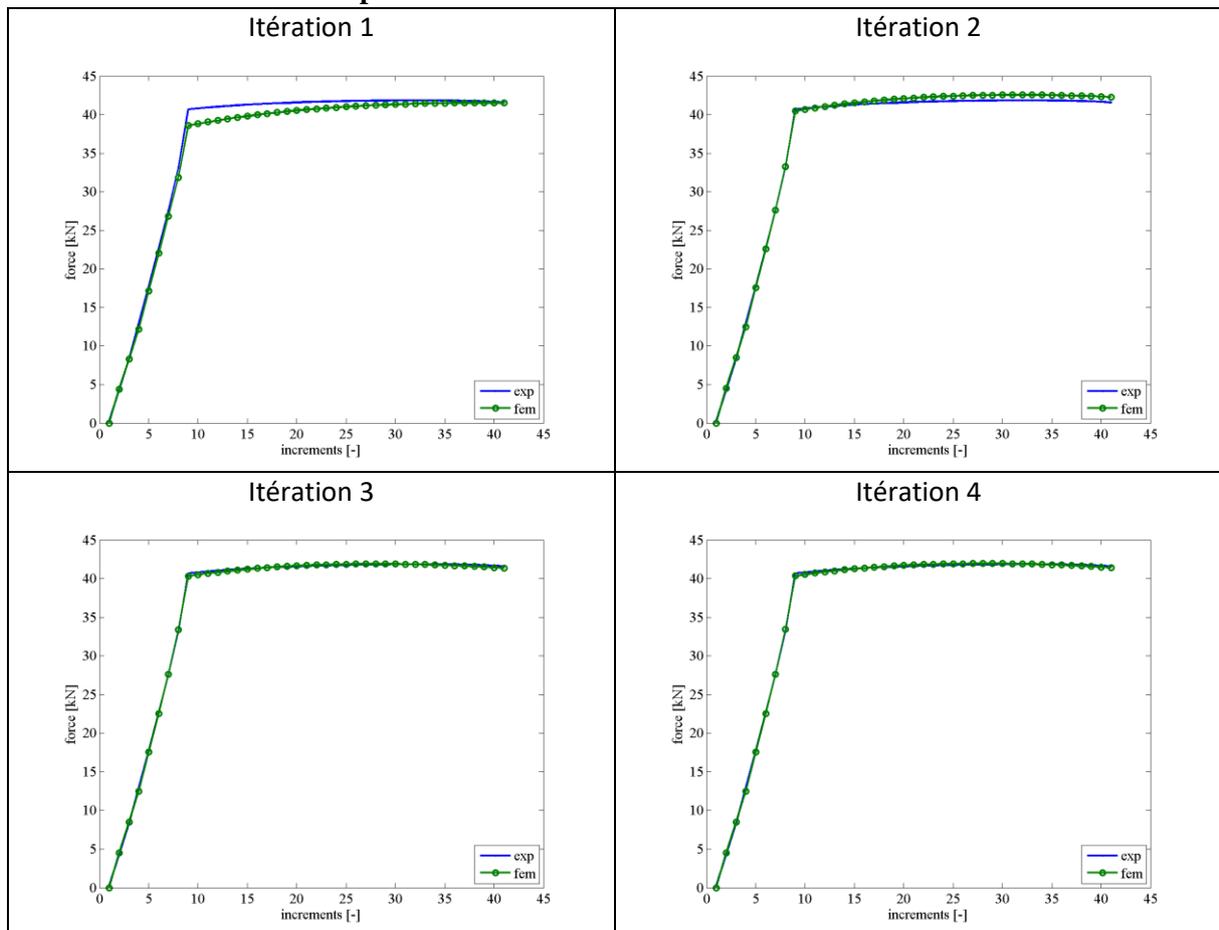
8.3.3.2 Suivi des δ_p au cours des itérations

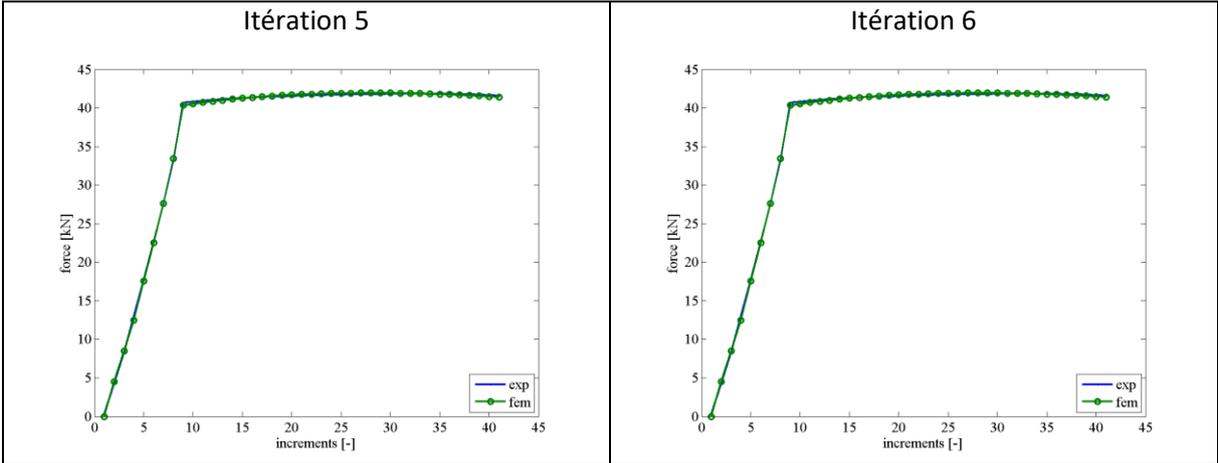
Iteration	1	2	3	4	5	6
δ_p [-]	0.0685	0.0512	0.0072	0.0143	0.0039	0.0009

8.3.3.3 Suivi des calculs du chi au cours des itérations

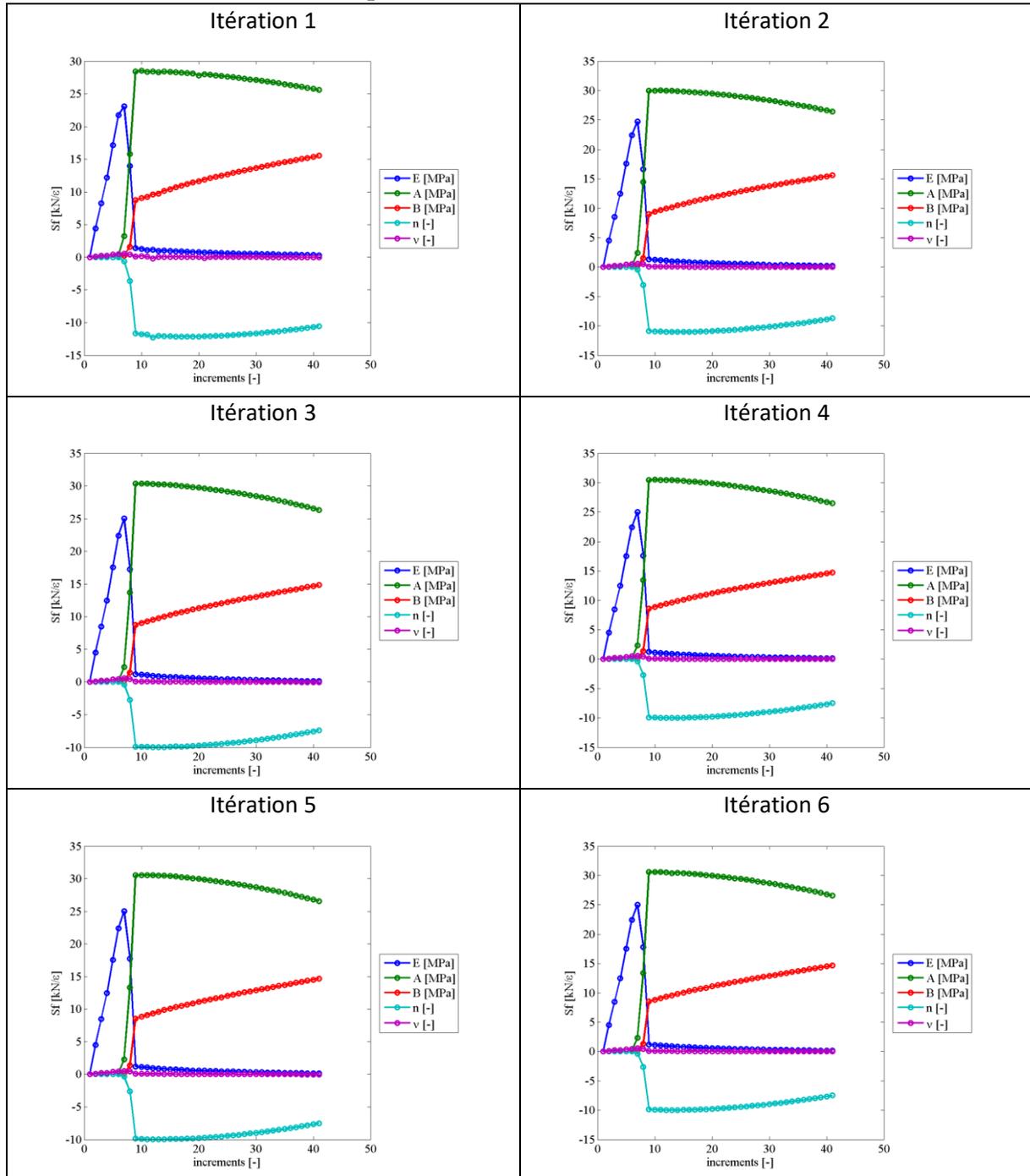
Itération	1	2	3	4	5	6
Calcul du χ_F [-]	5.992	1.545	1.557	1.556	1.556	1.555

8.3.3.4 Suivi des efforts expérimentaux et simulés

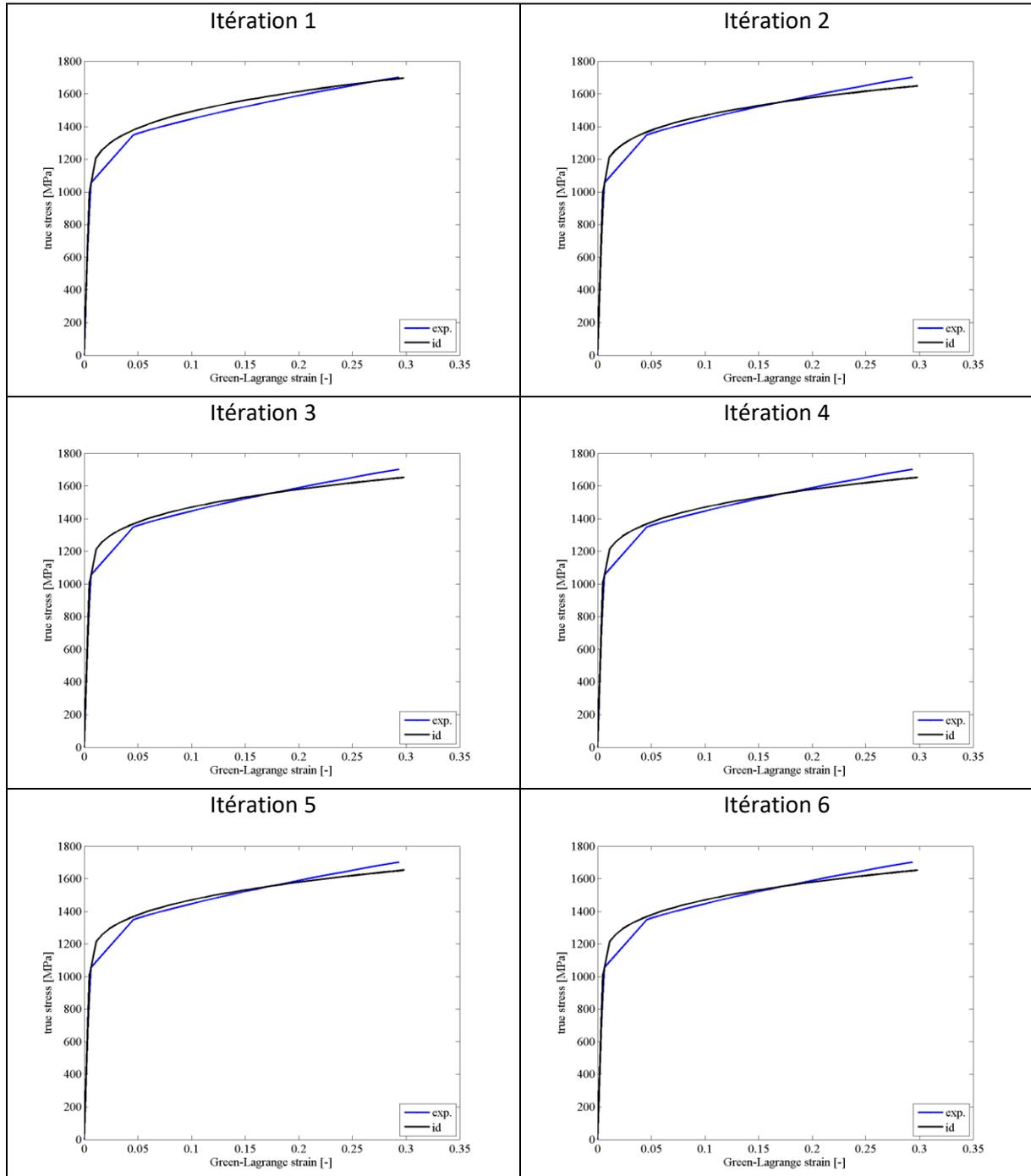




8.3.3.5 Suivi des sensibilités des paramètres vis-à-vis de la mesurande des efforts



8.3.3.6 Suivi des courbes contraintes déformations

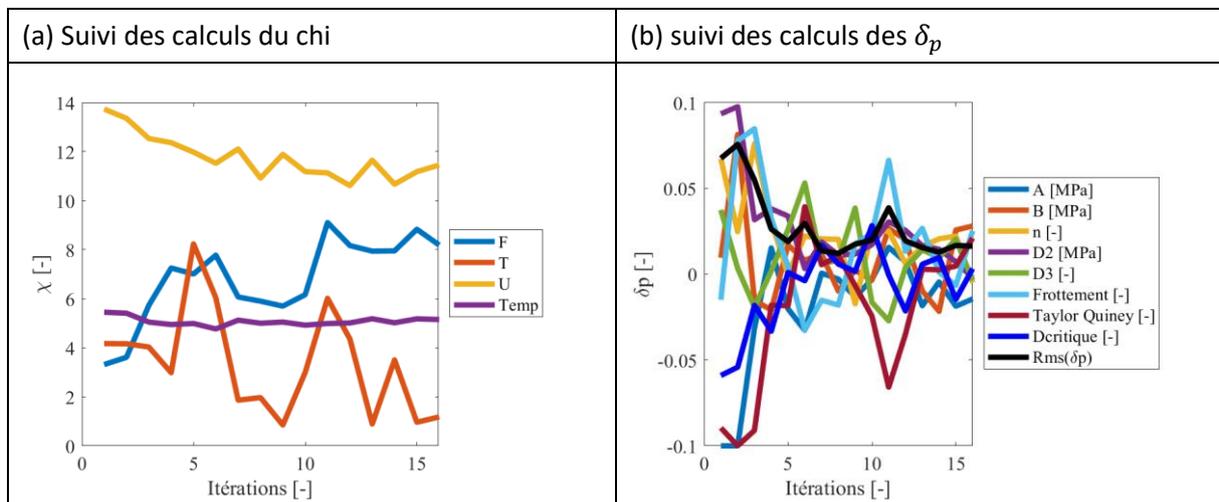


8.4 Résultats d'identification inverse en coupe

8.4.1 Séquence expérimental 1 : un feston étudié, $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

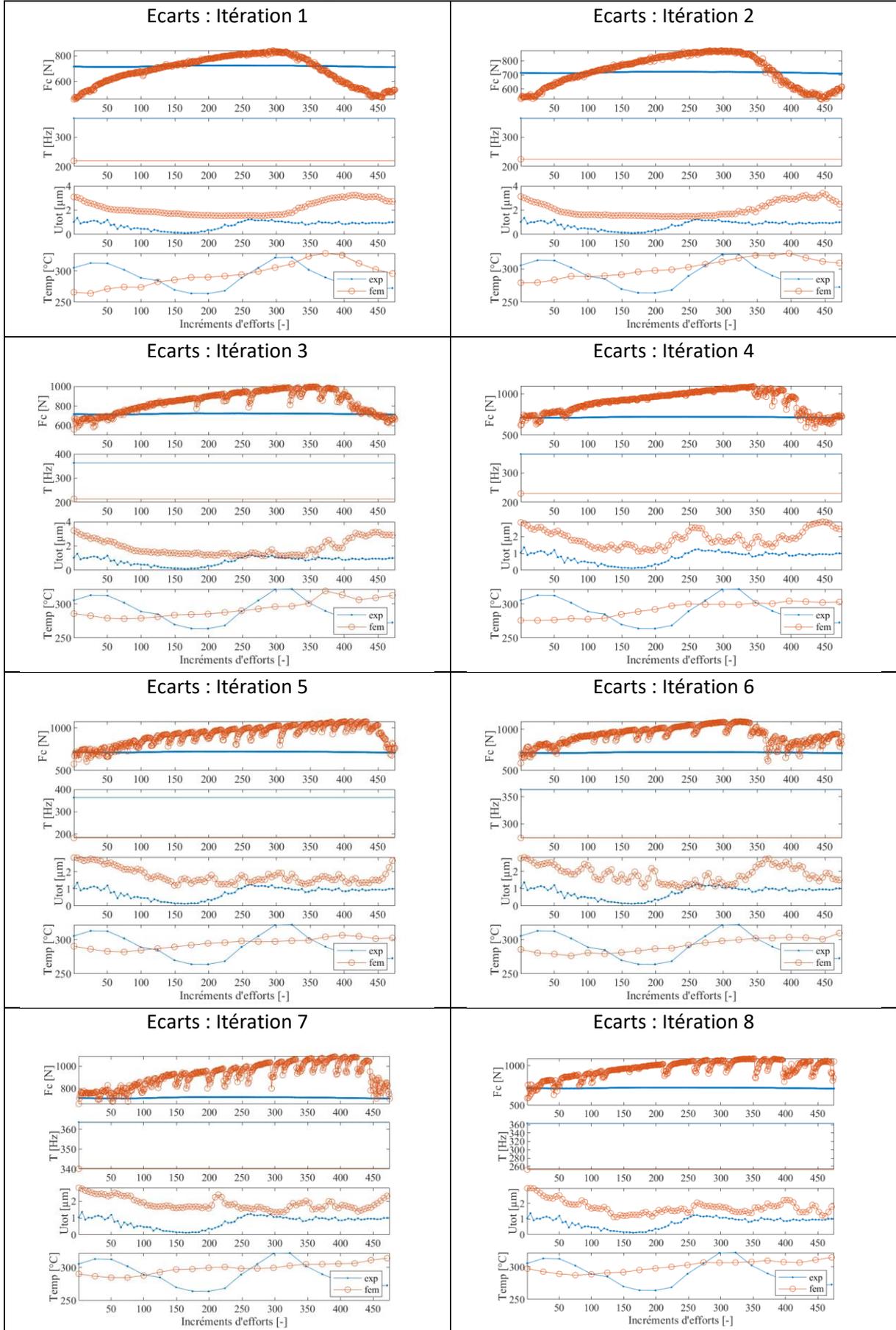
8.4.1.1 Données globales du calcul

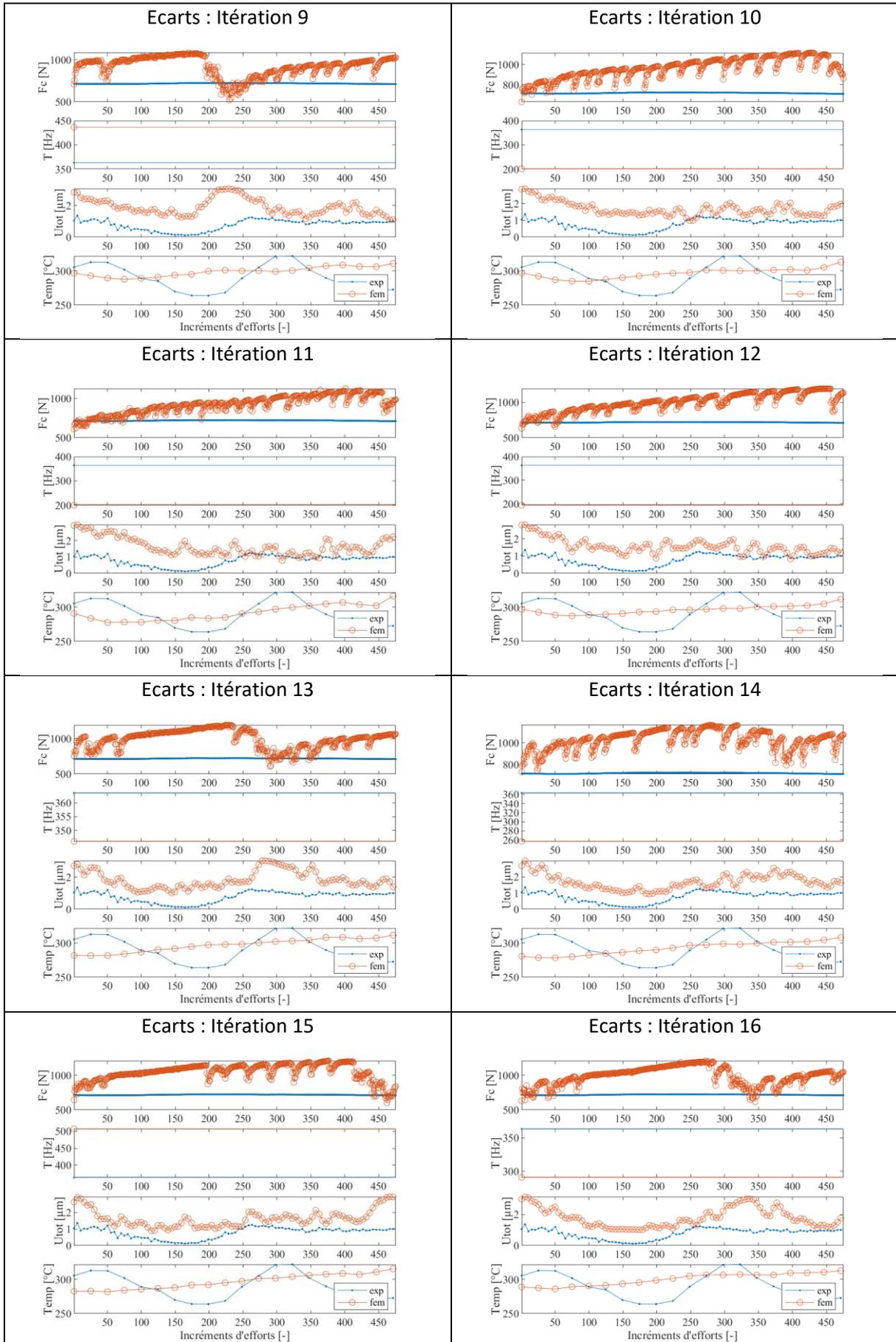
Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	496
Nombre d'images visible	101
Nombre d'images thermique	20
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	368 heures



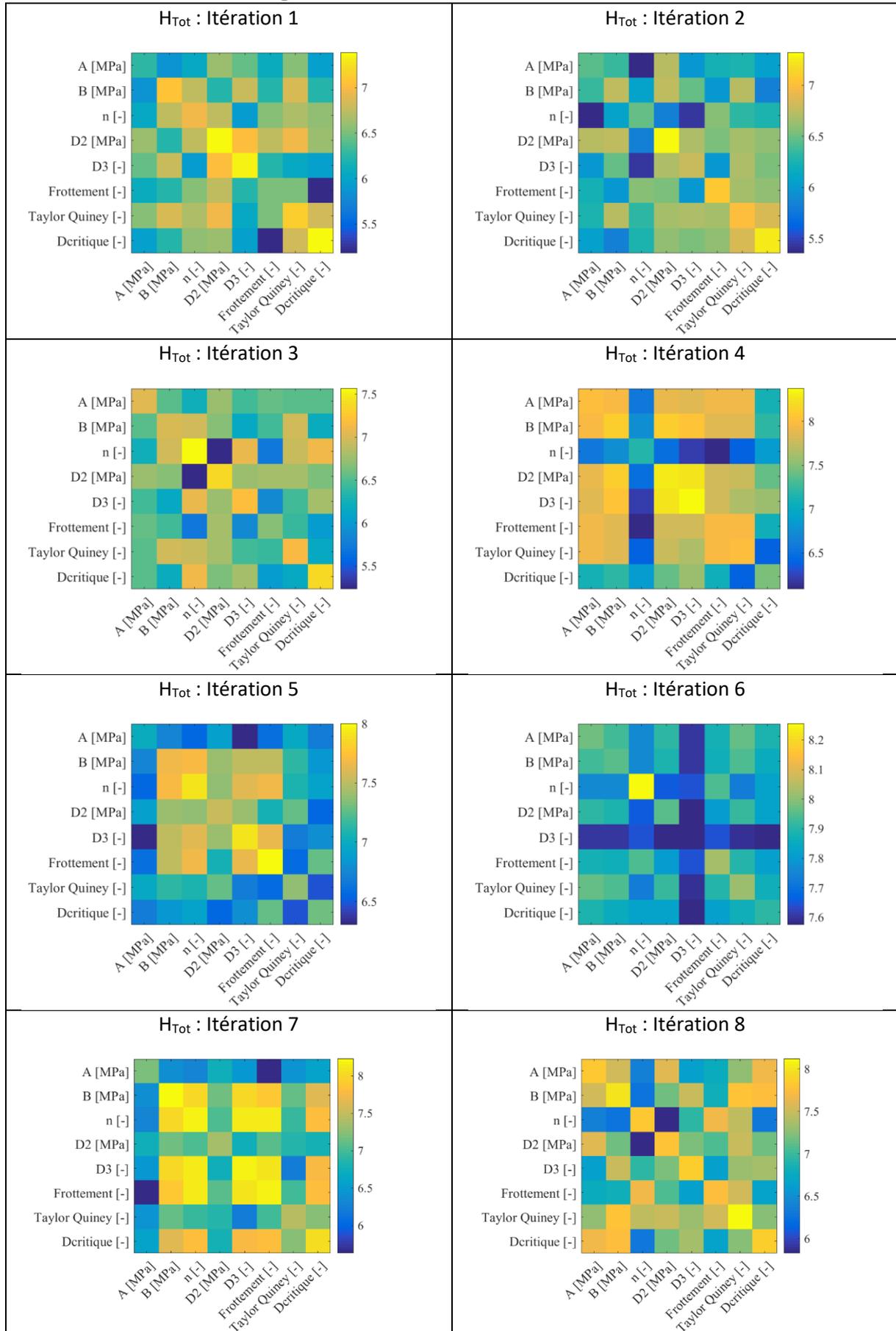
	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
Après identification (itération 8)	903	1388	0,697	1.03	-1.626	0.671	0.683	0.689

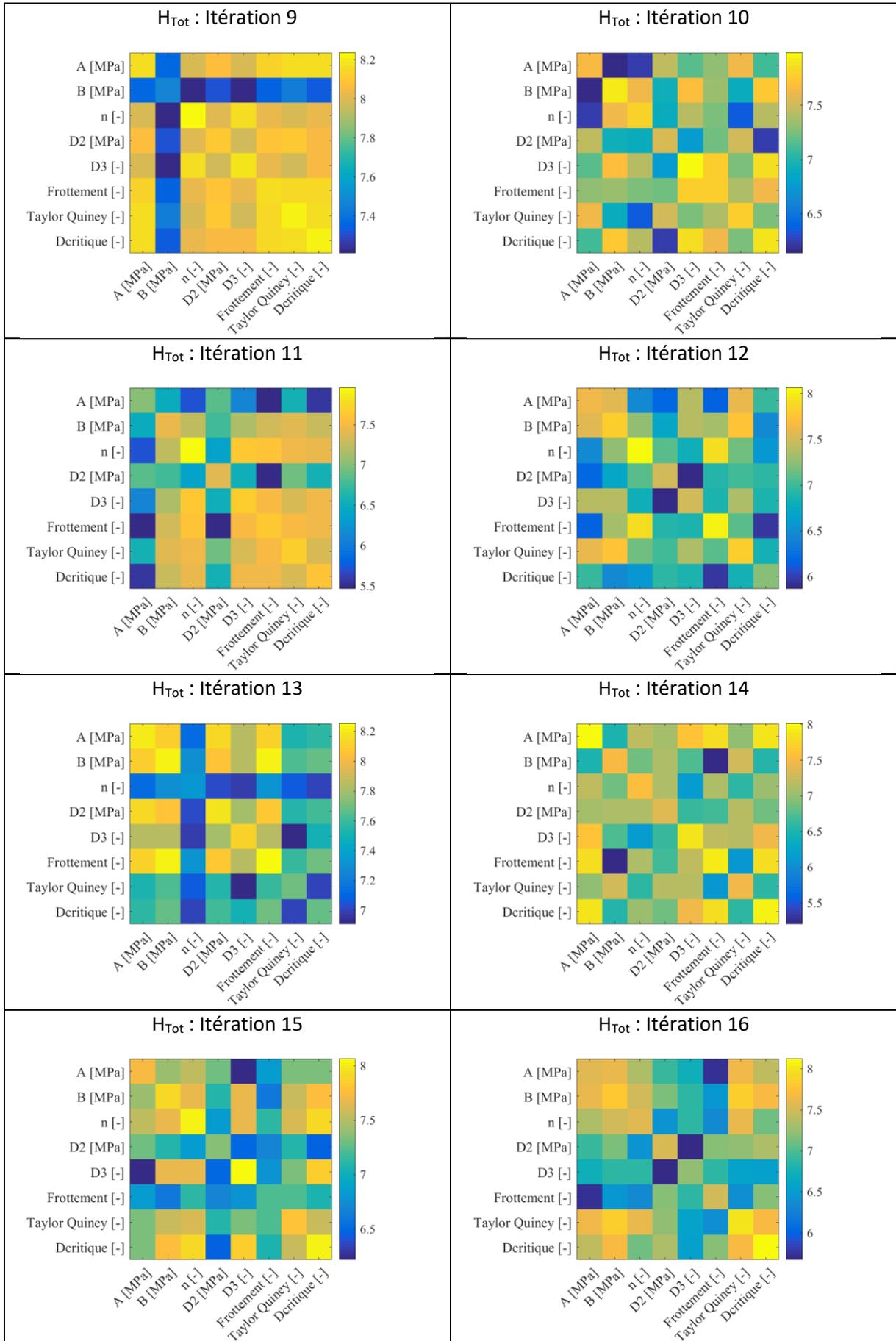
8.4.1.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



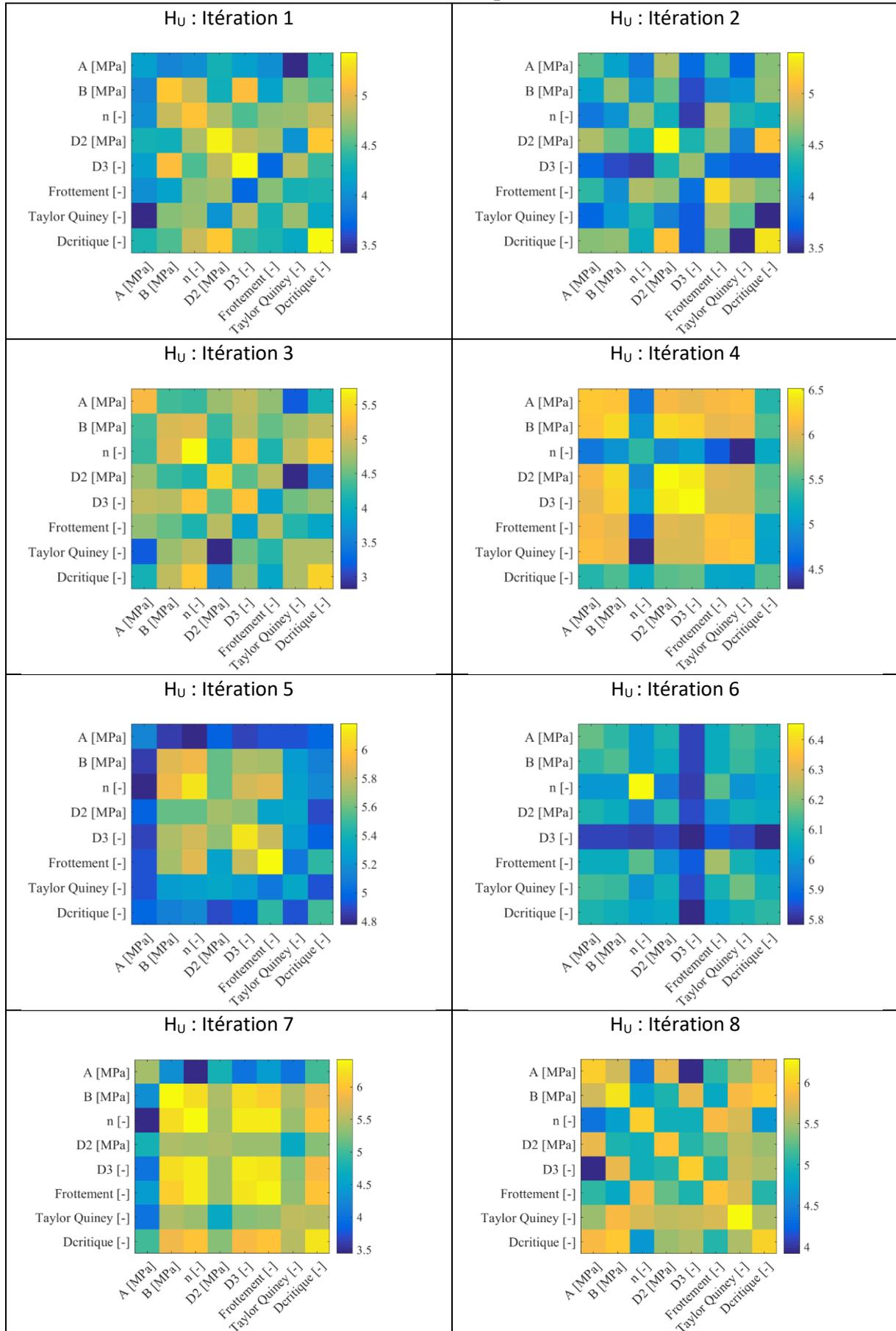


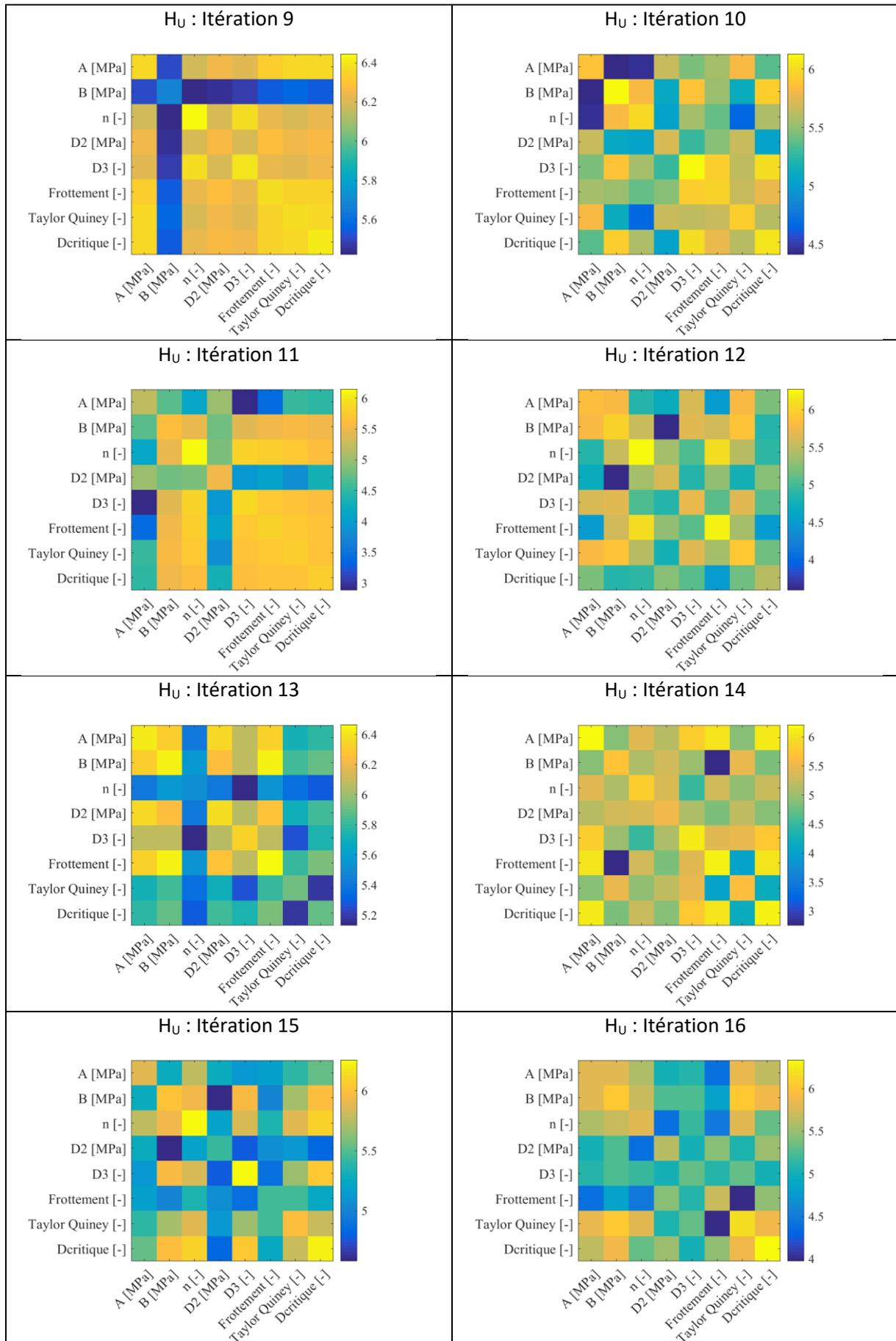
8.4.1.3 Matrices hessiennes globales



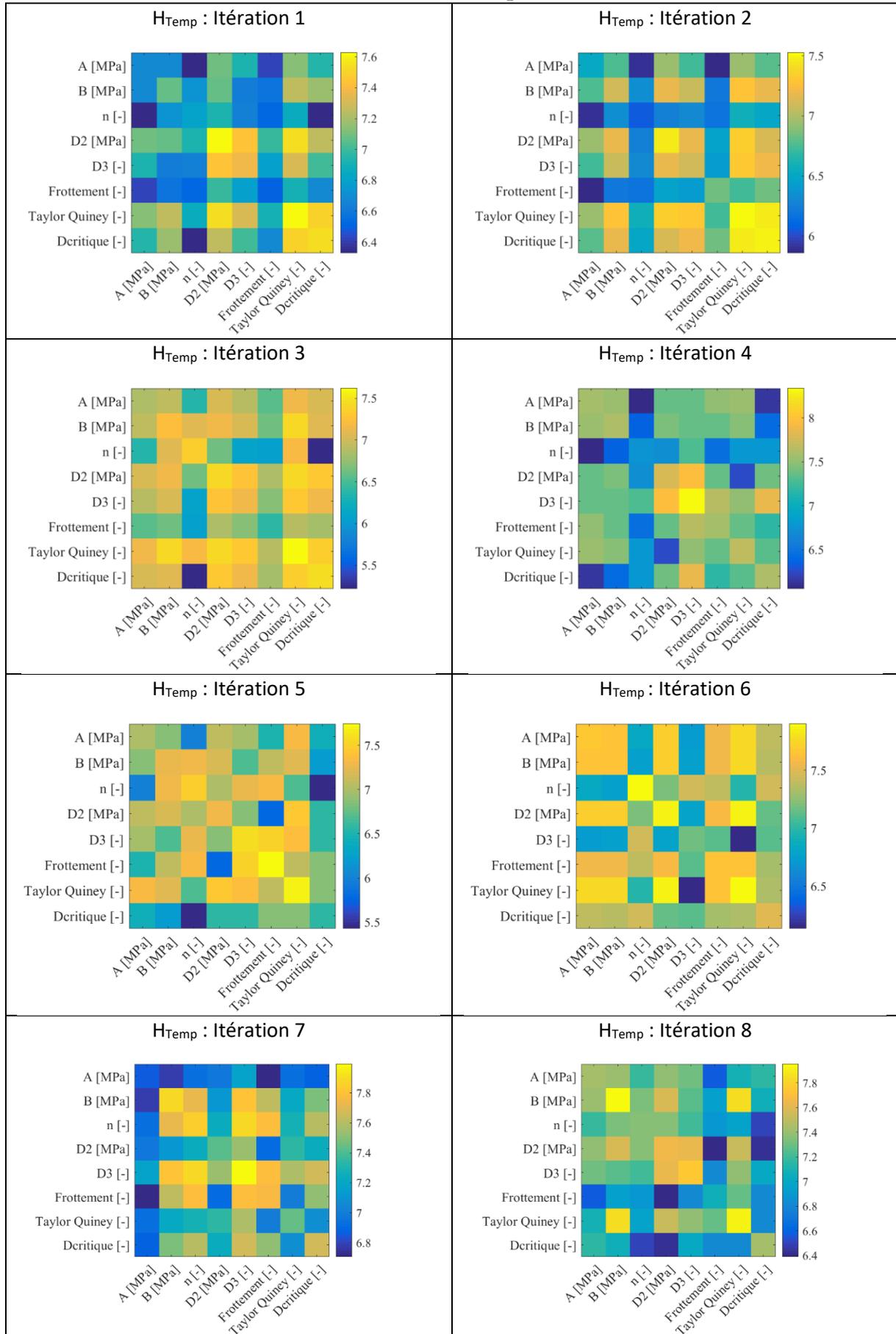


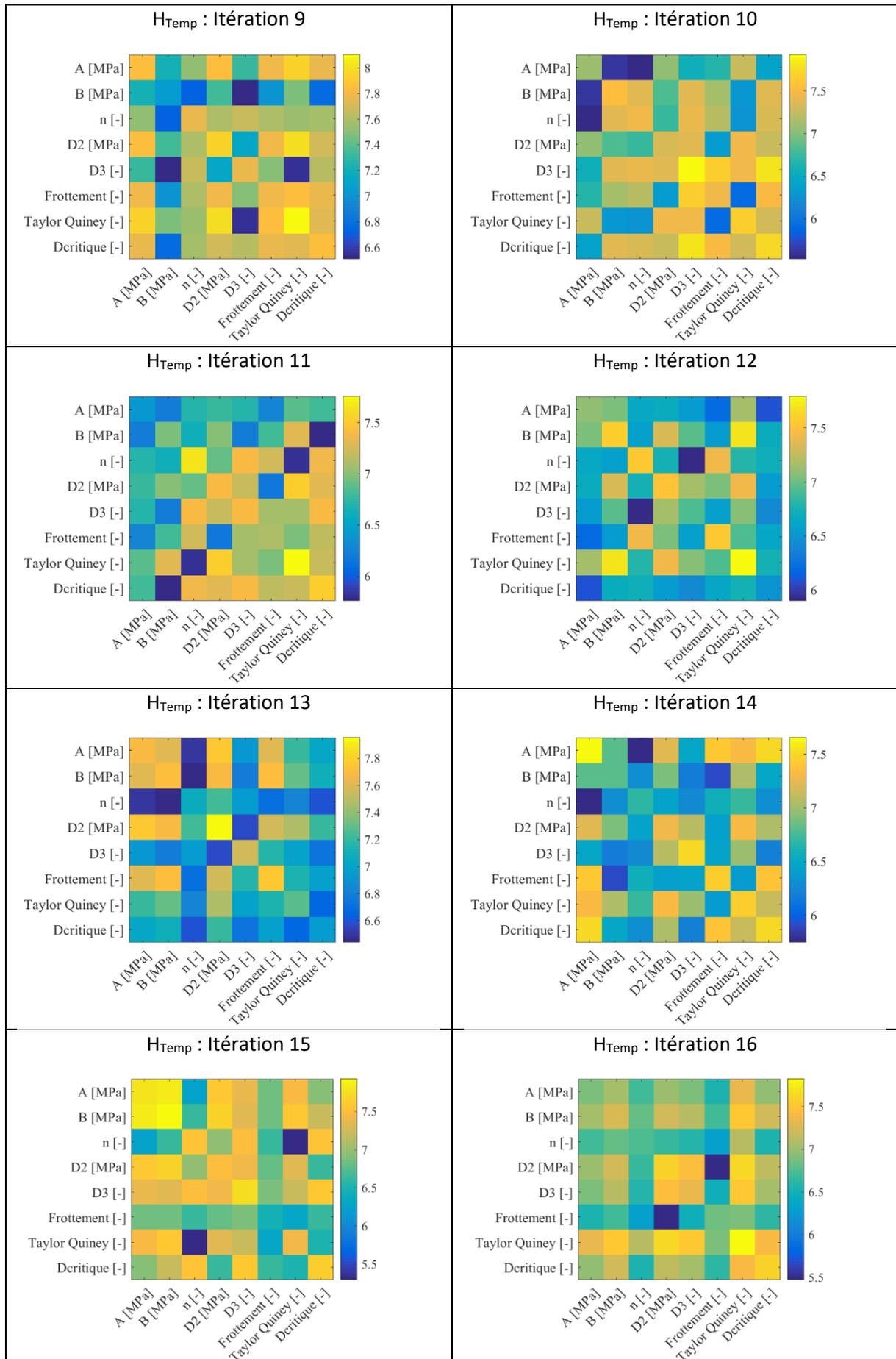
8.4.1.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



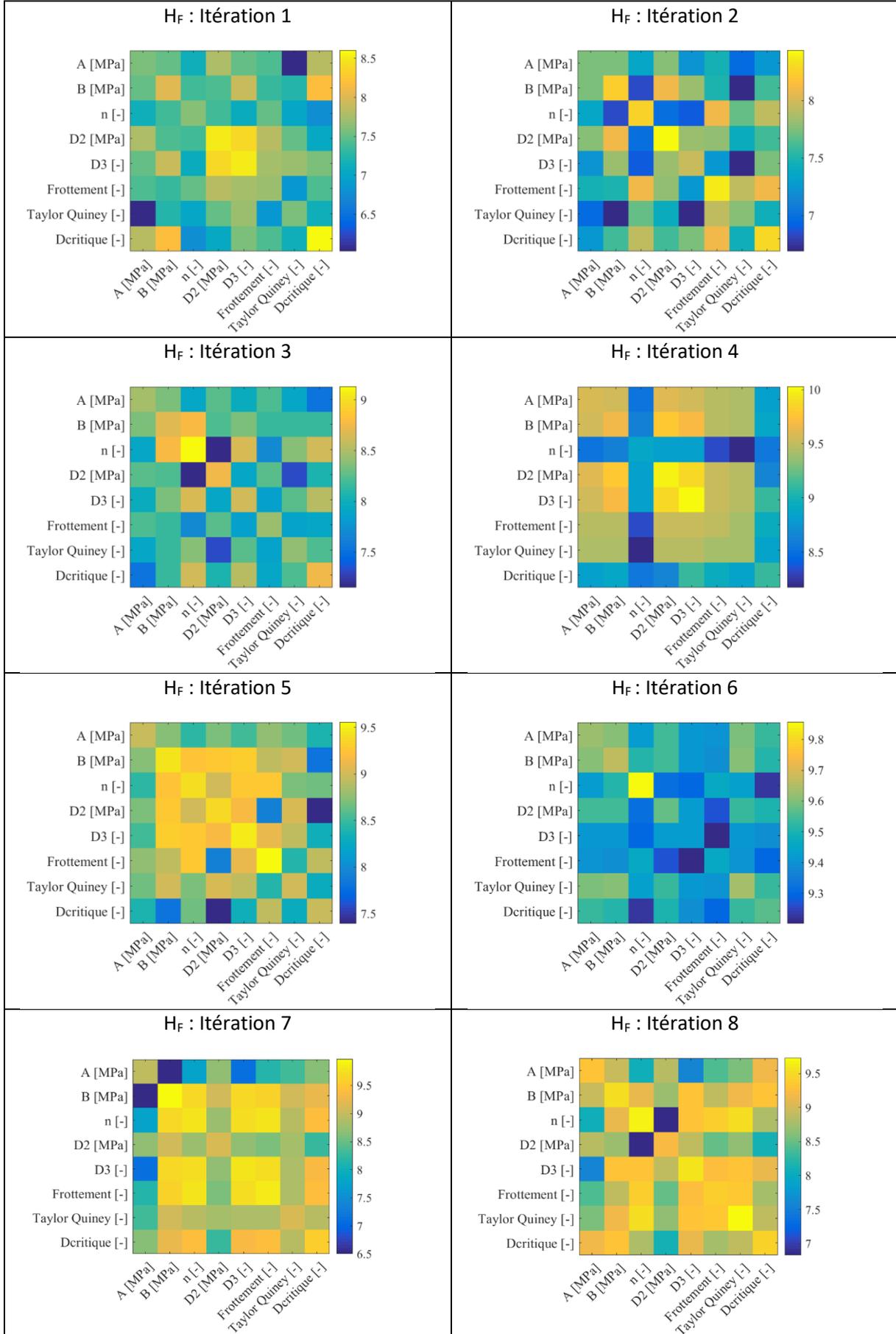


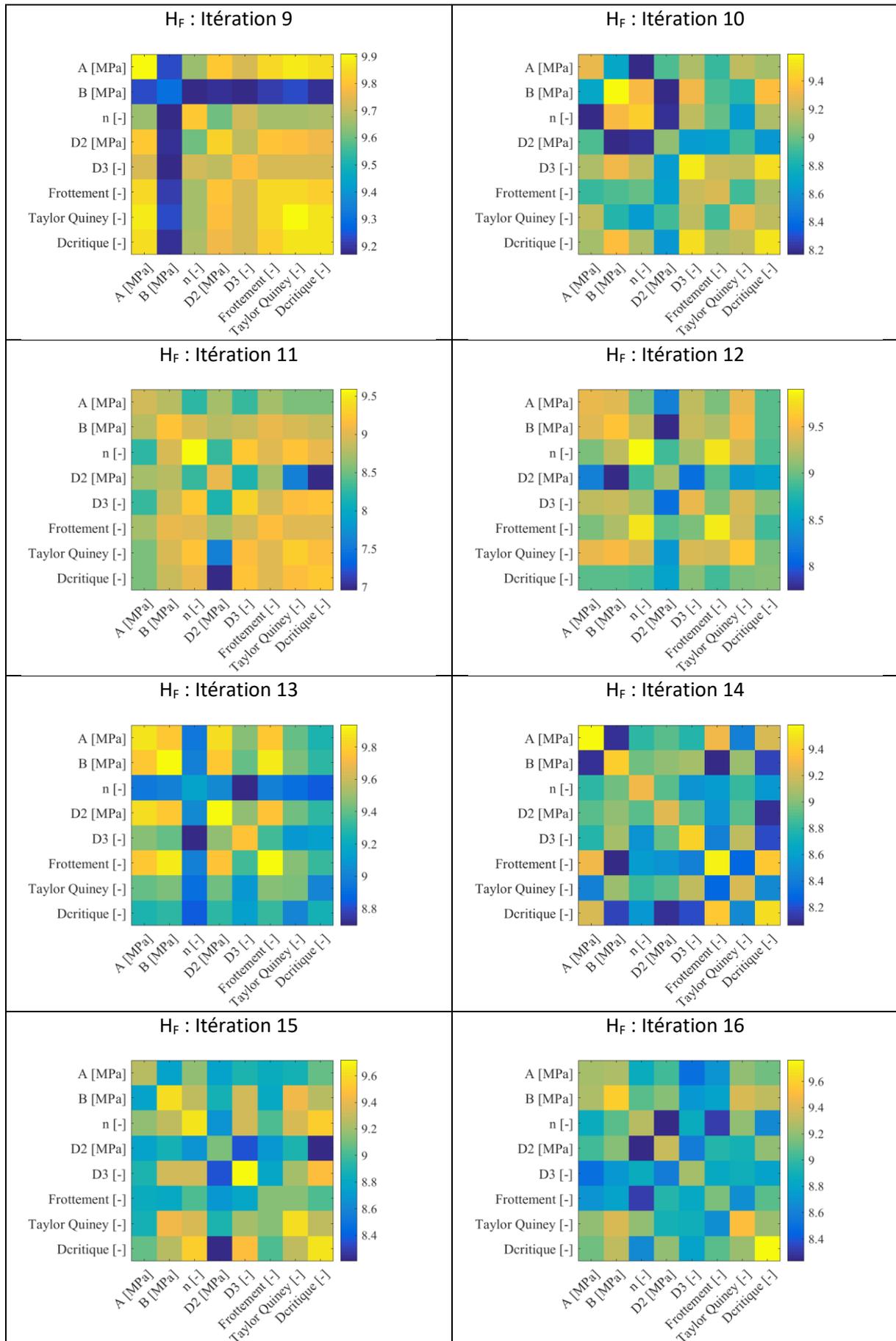
8.4.1.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



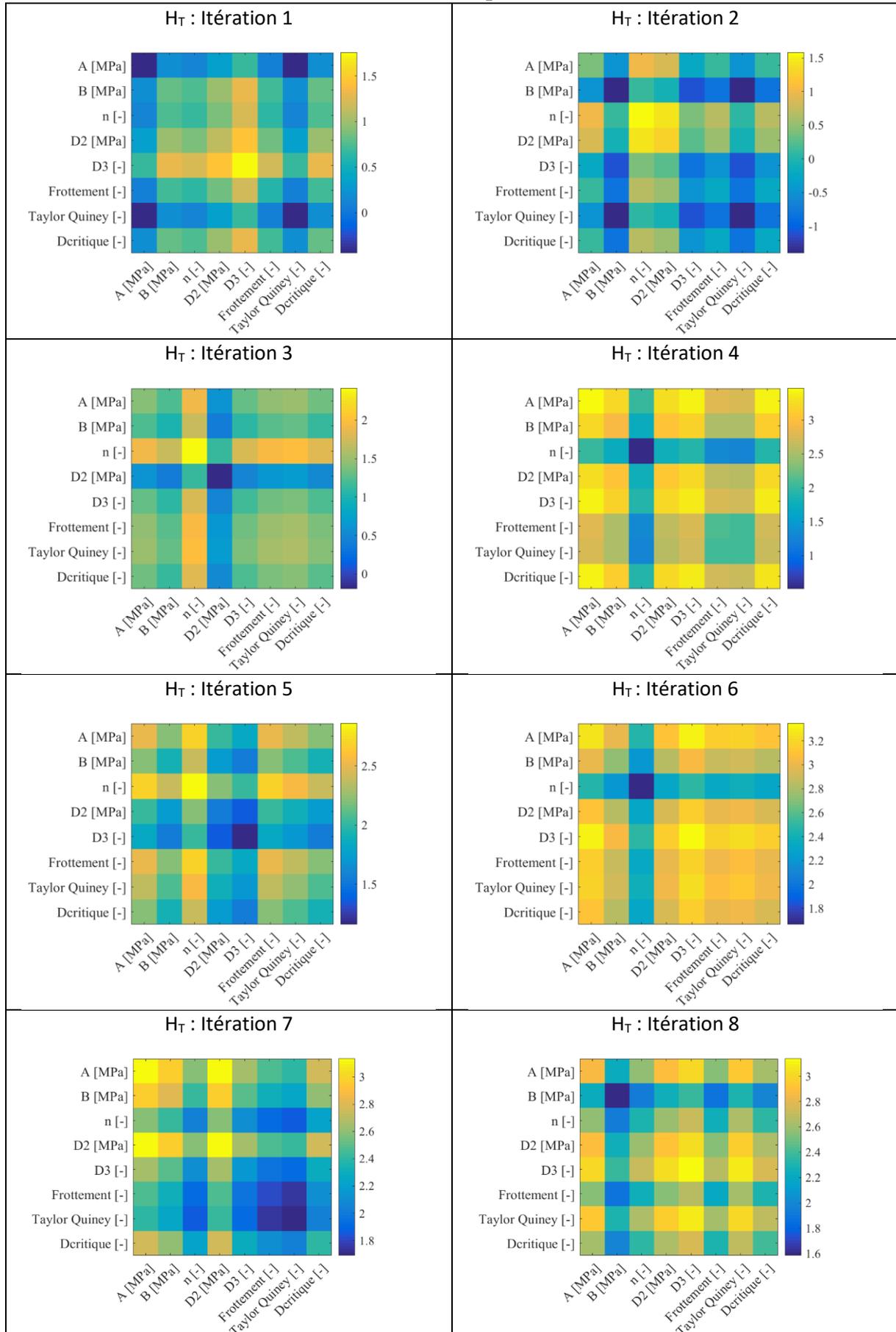


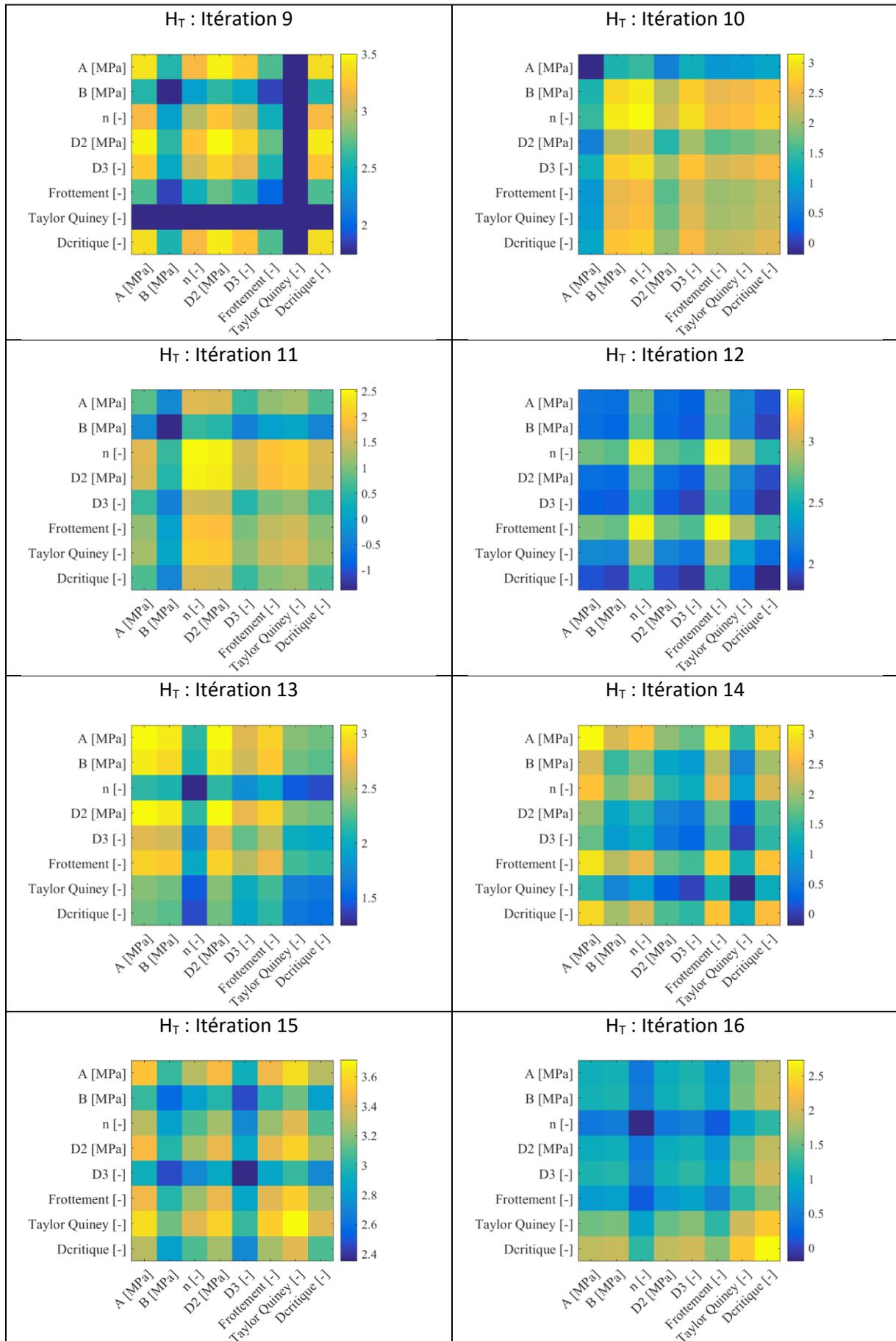
8.4.1.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe





8.4.1.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

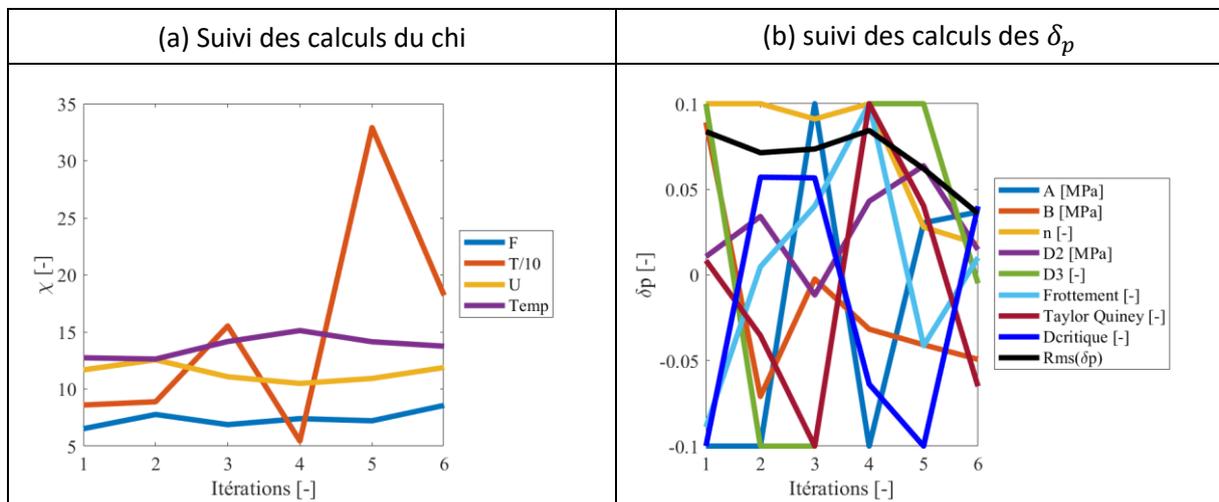




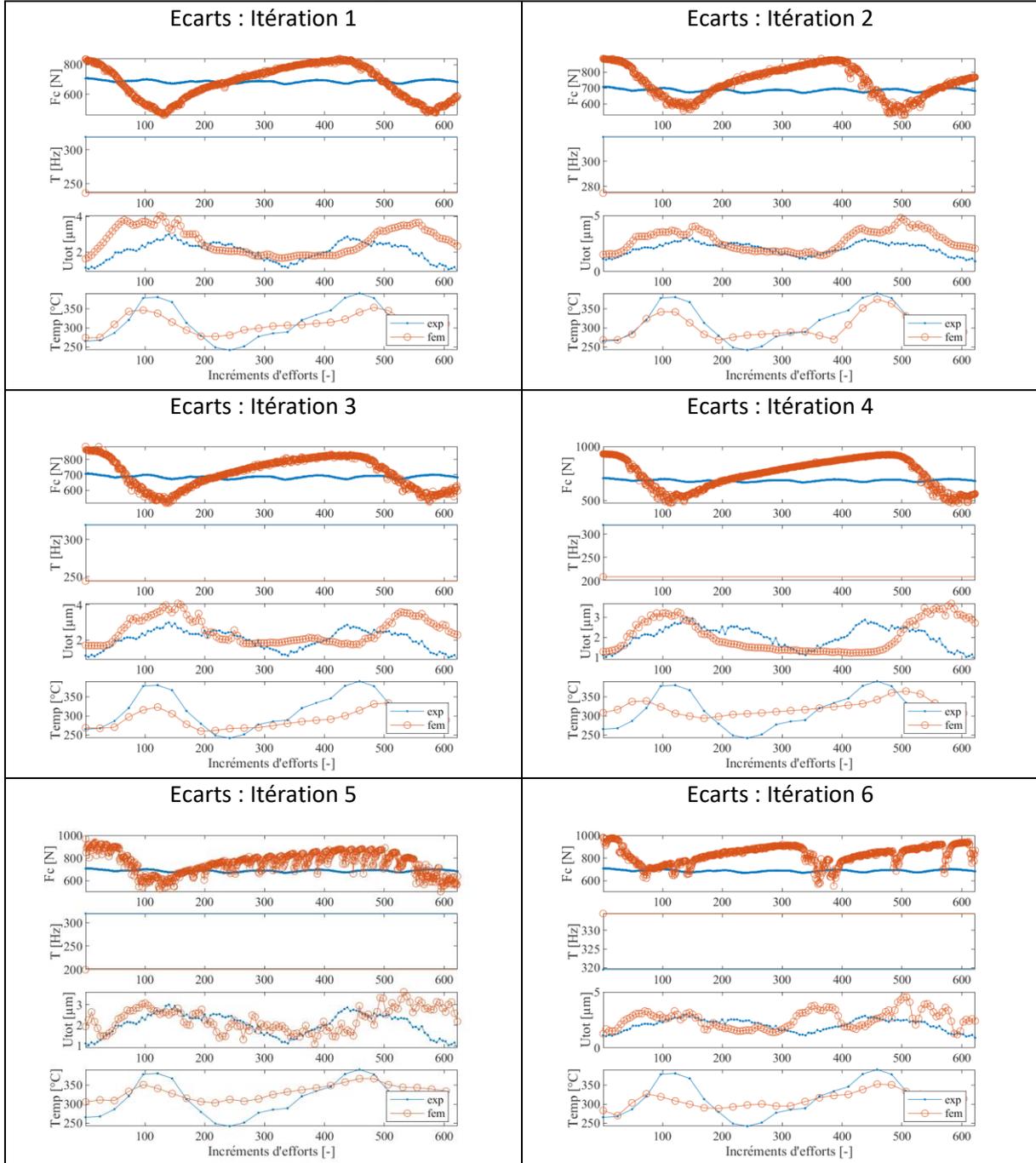
8.4.2 Séquence expérimental 2 : deux feston étudié, $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

8.4.2.1 Données globales du calcul

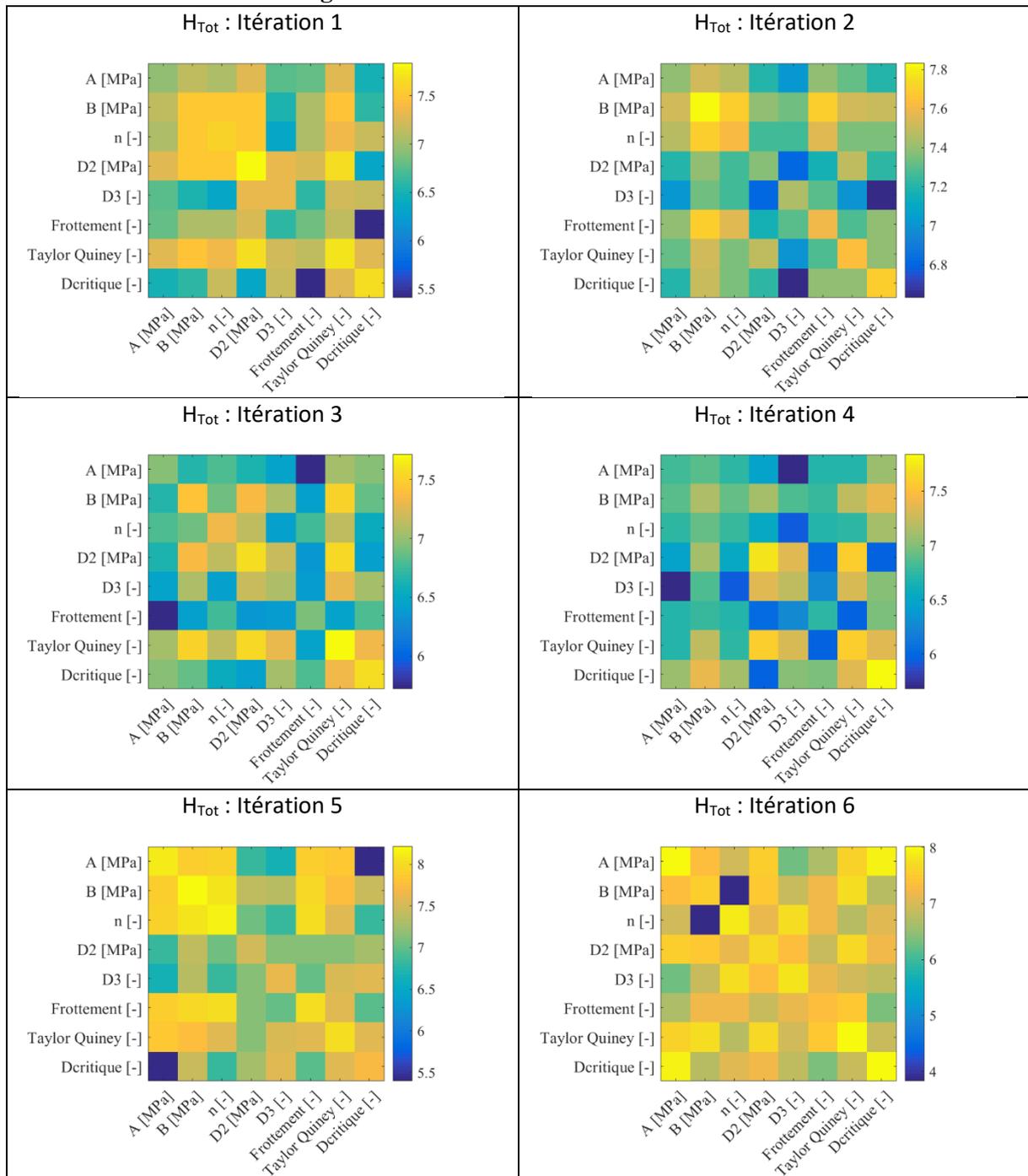
Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incrément d'efforts	626
Nombre d'images visibles	126
Nombre d'images thermiques	25
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	150 heures



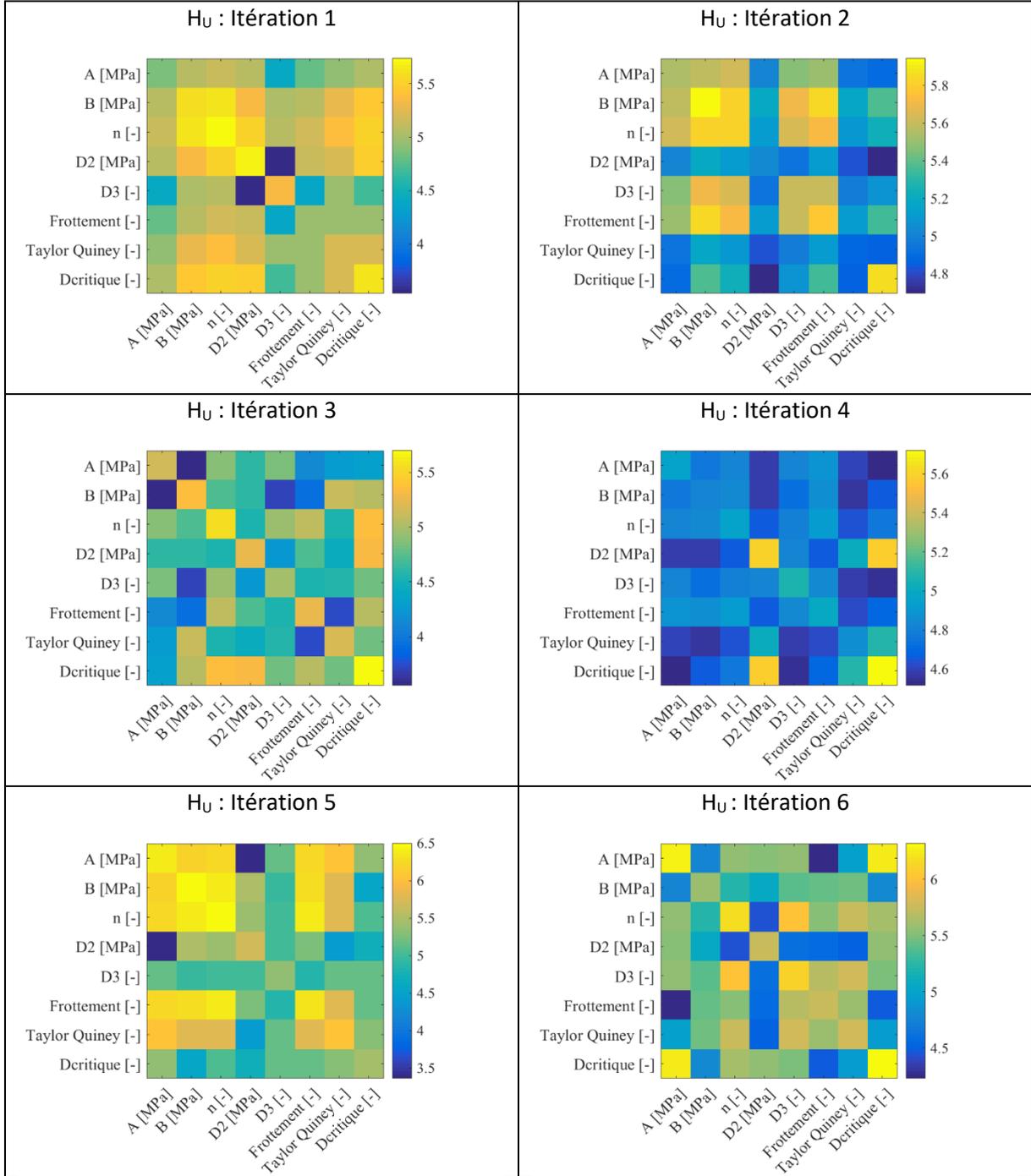
8.4.2.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



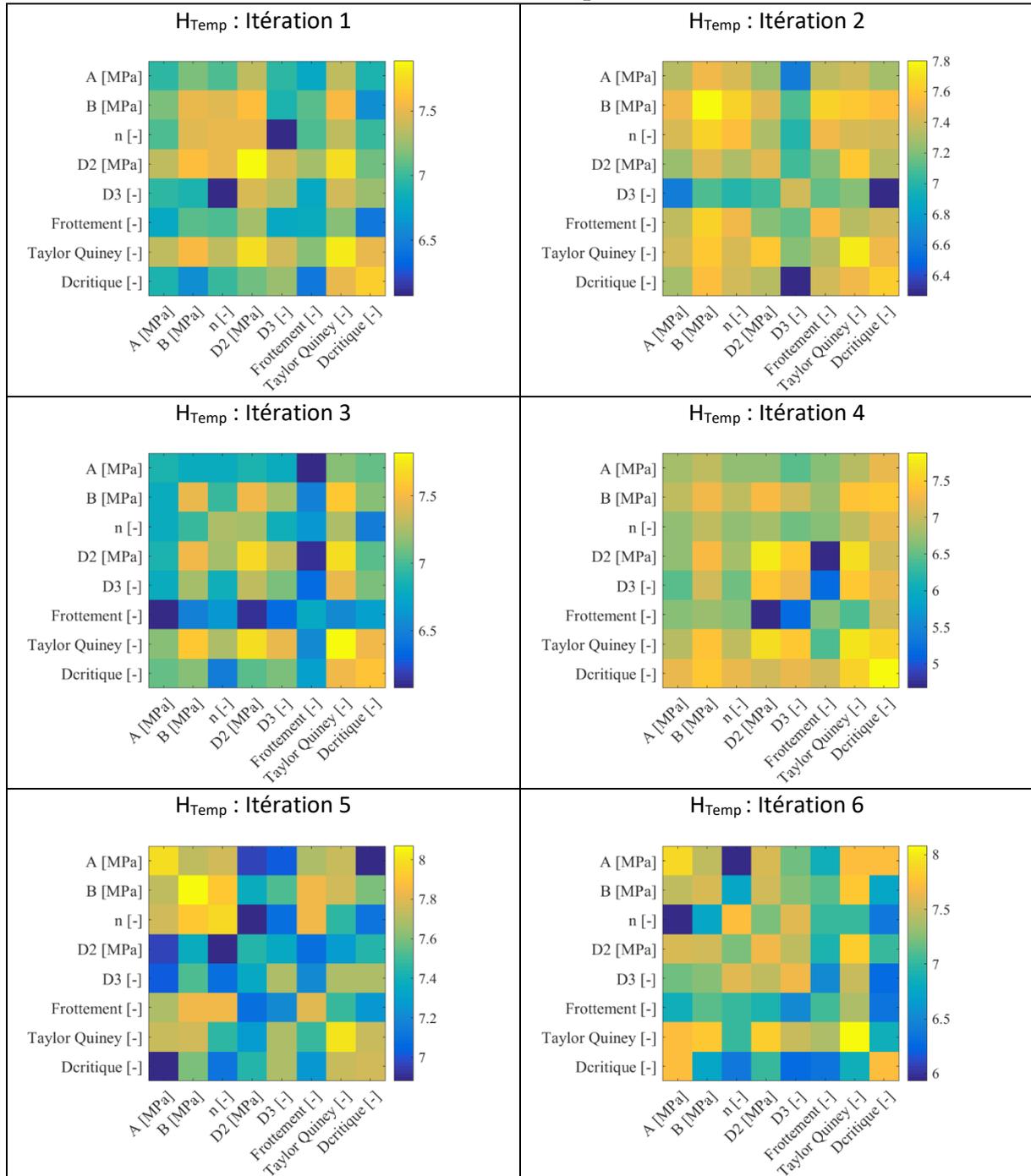
8.4.2.3 Matrices hessiennes globales



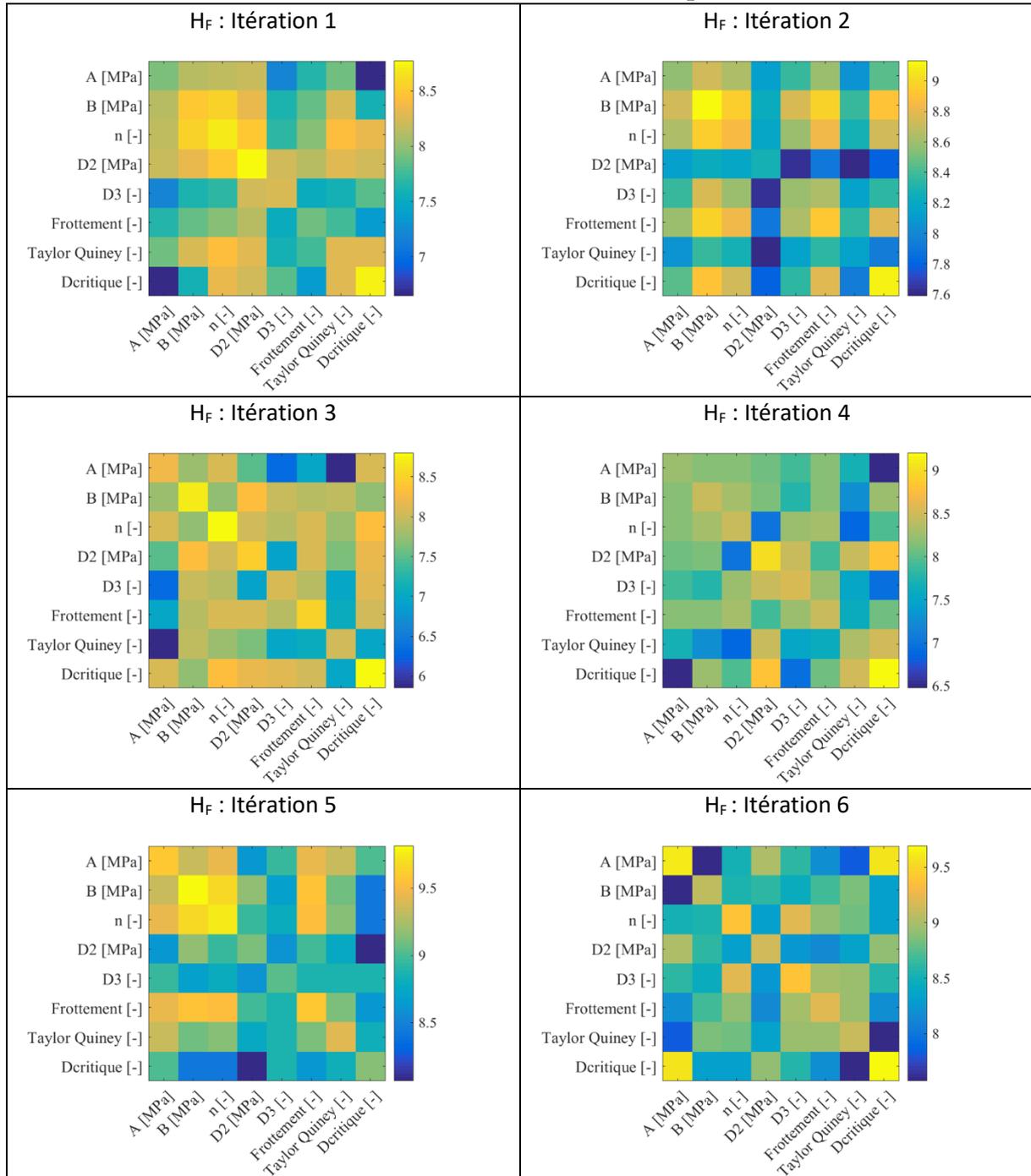
8.4.2.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



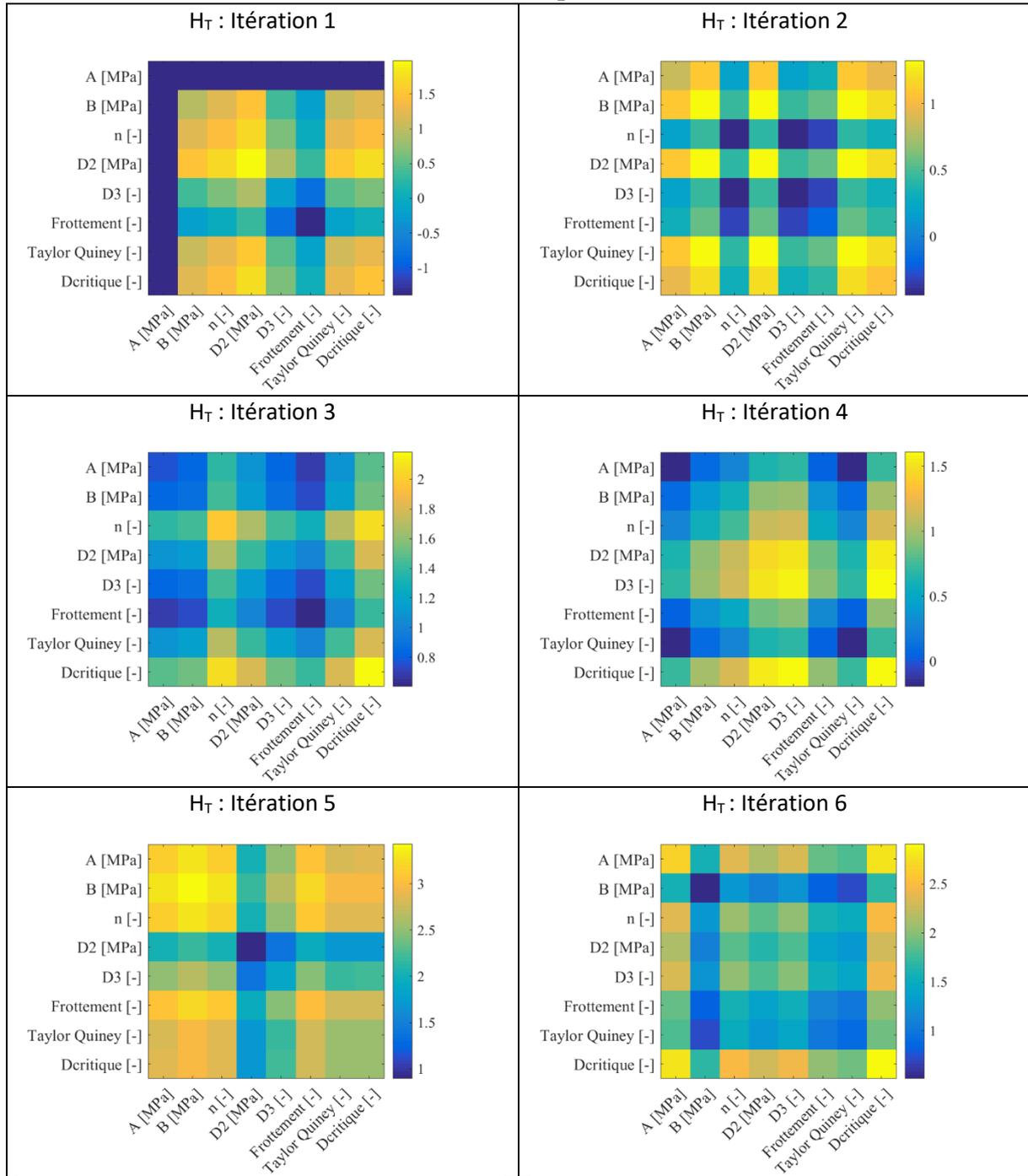
8.4.2.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



8.4.2.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe



8.4.2.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

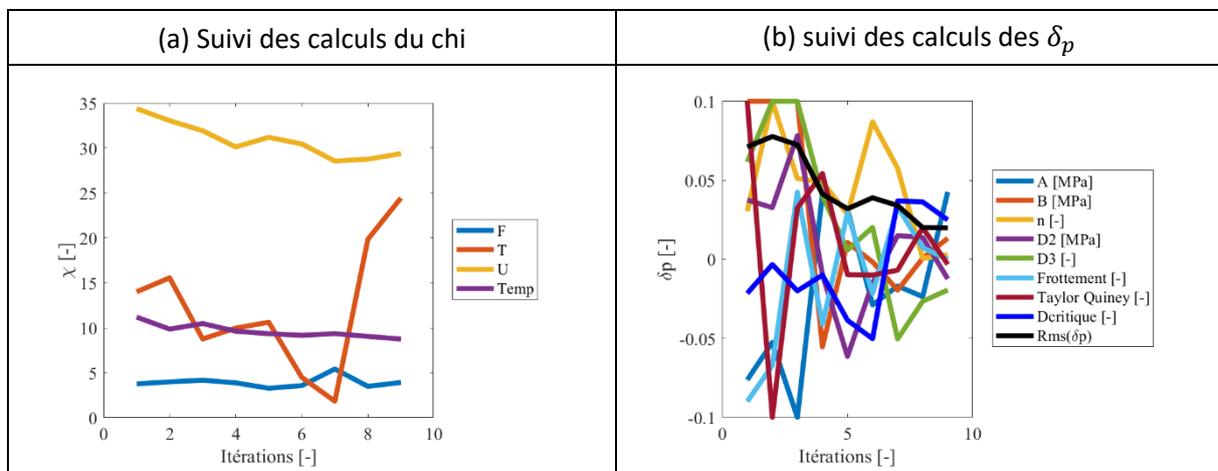


8.4.3 Séquence expérimental 3 : un feston étudié, $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

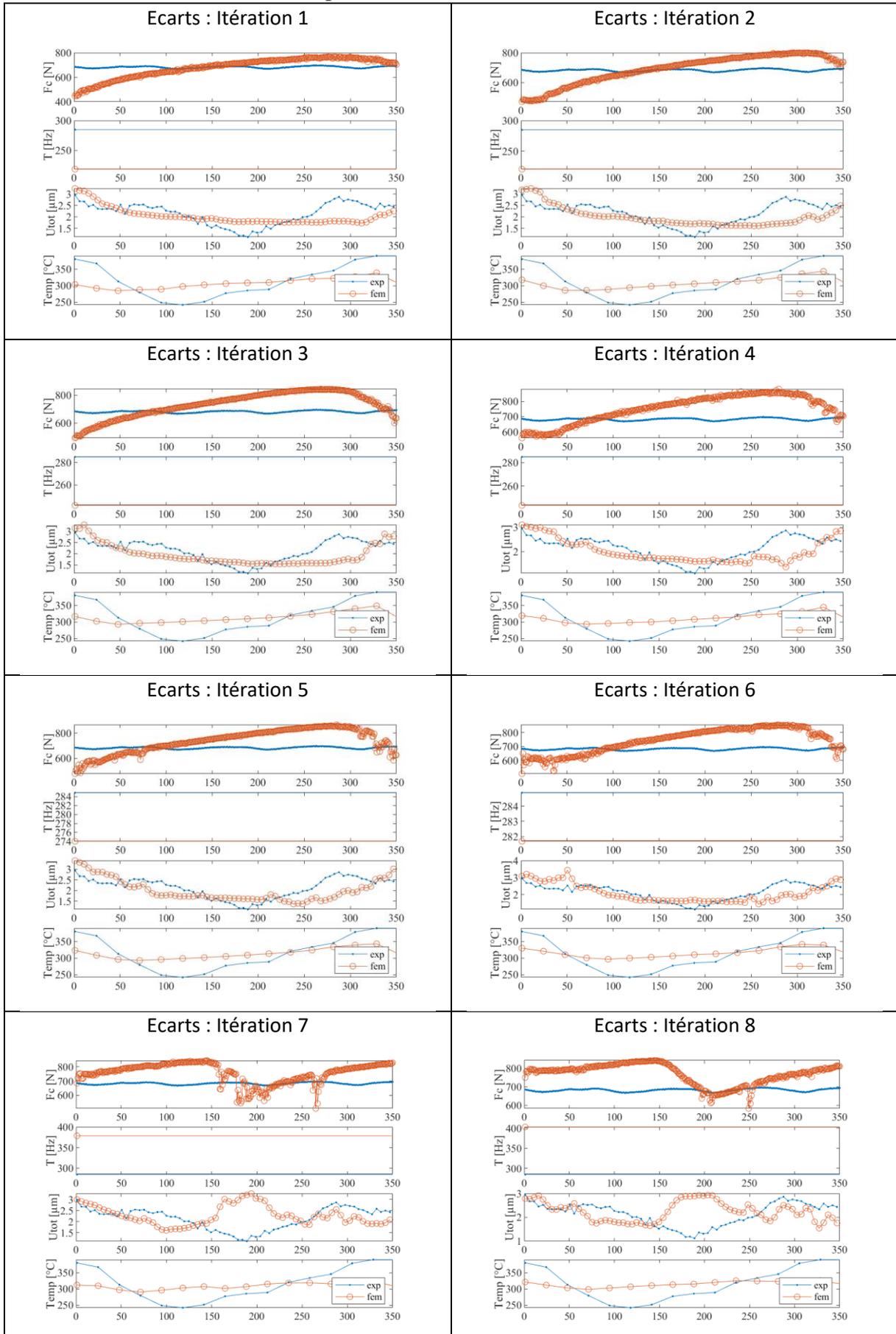
8.4.3.1 Données globales du calcul

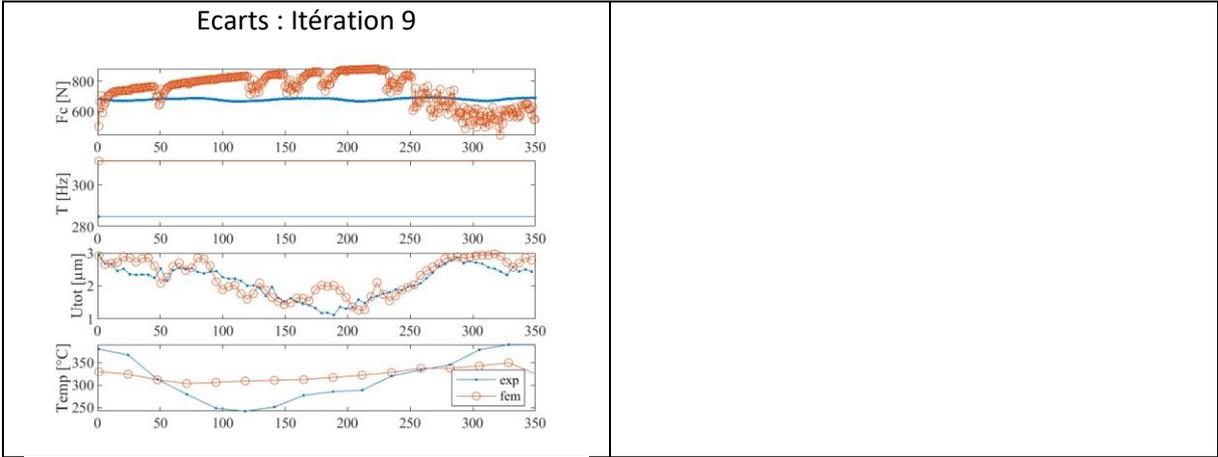
Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	
Nombre d'images visible	
Nombre d'images thermique	
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	heures

	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
Après identification	946	1598	0.798	0.816	-1.838	0.534	0.9663	0.743

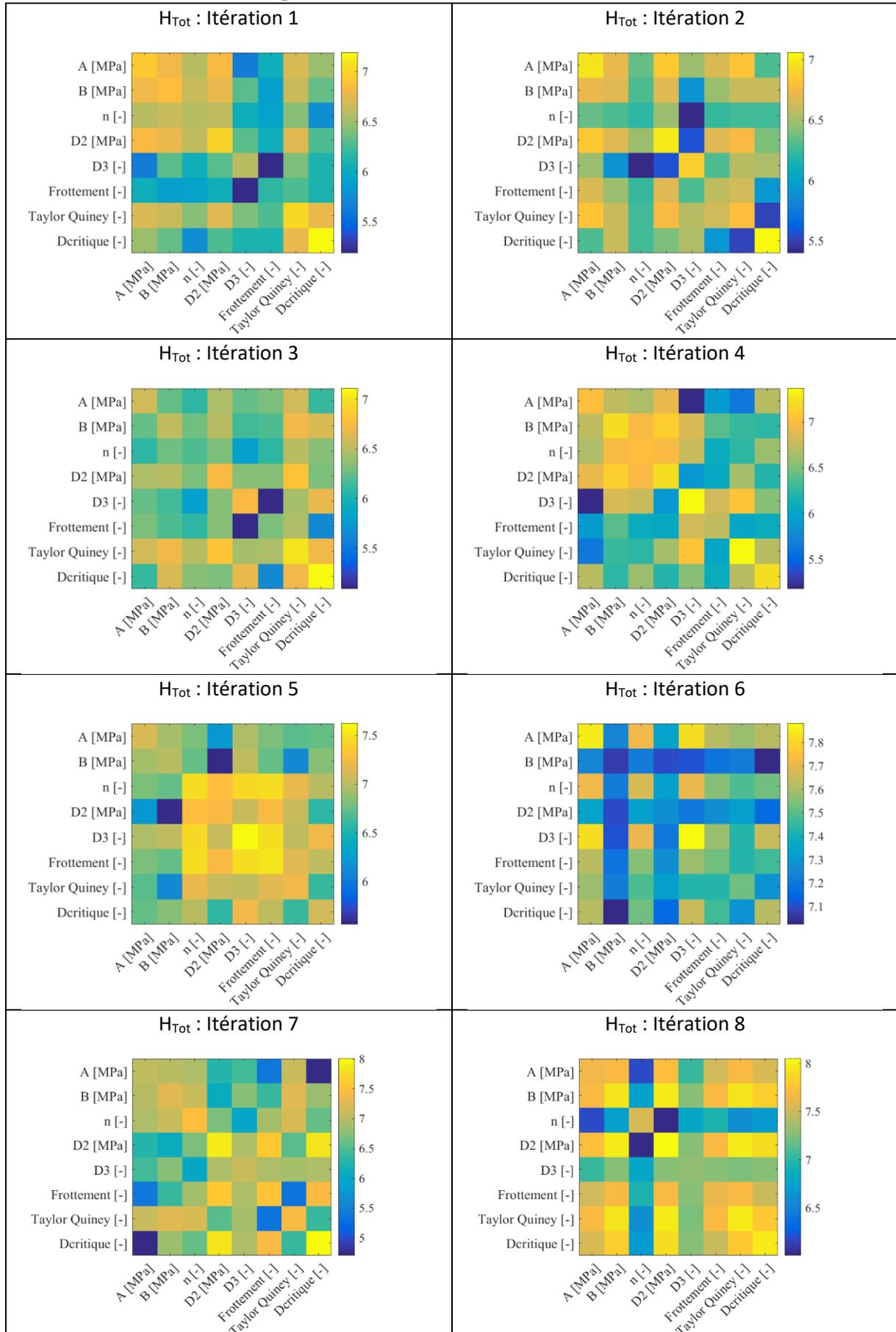


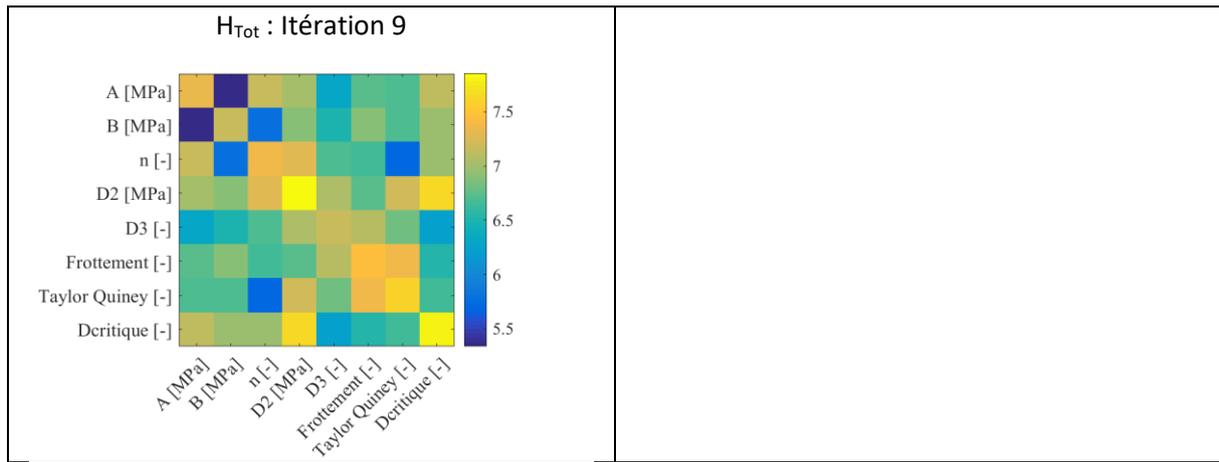
8.4.3.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



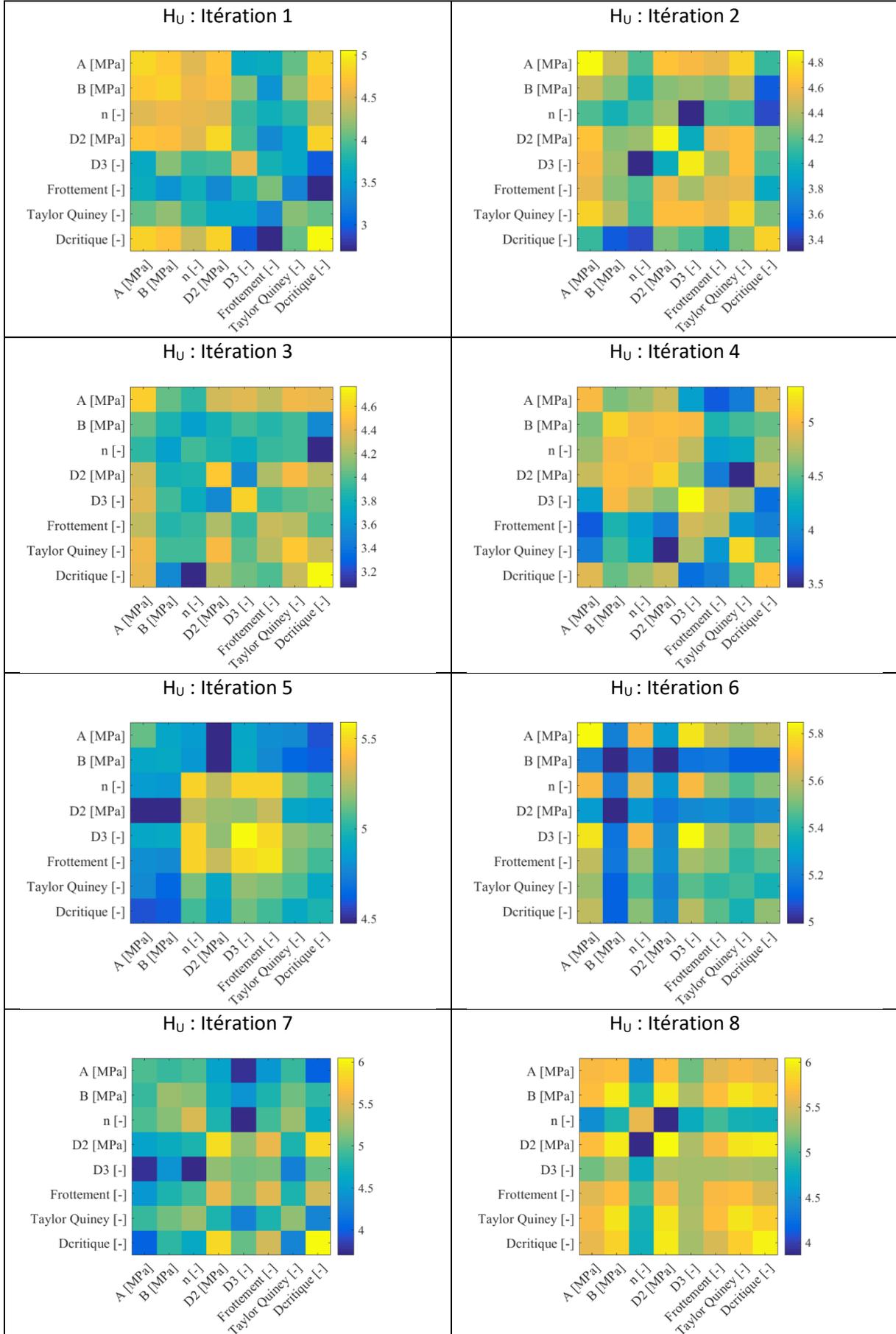


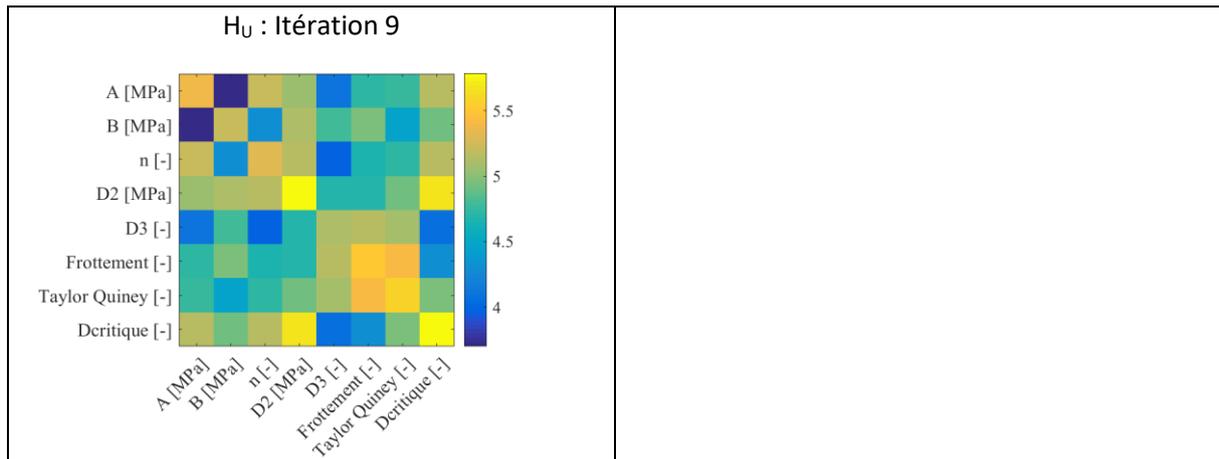
8.4.3.3 Matrices hessiennes globales



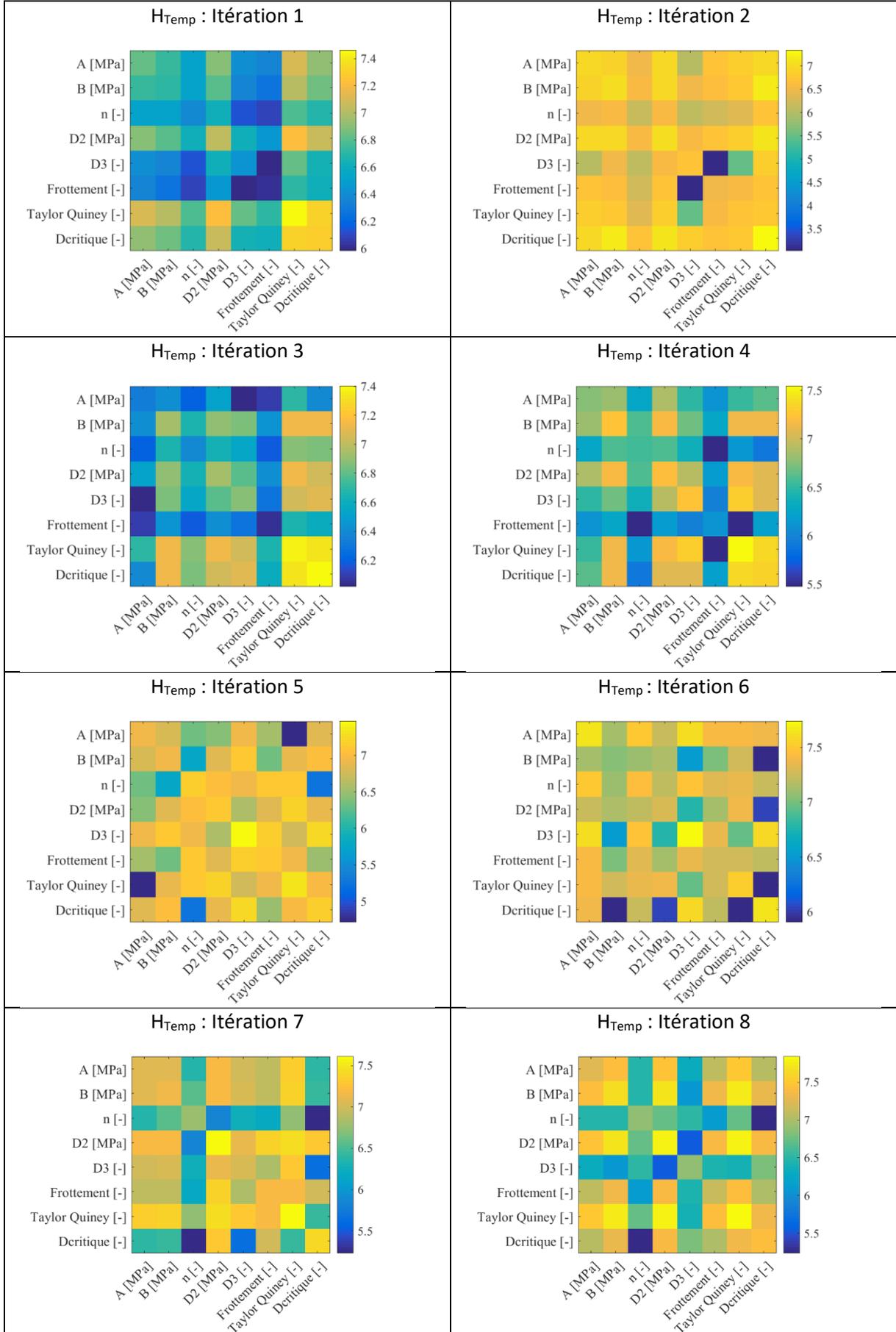


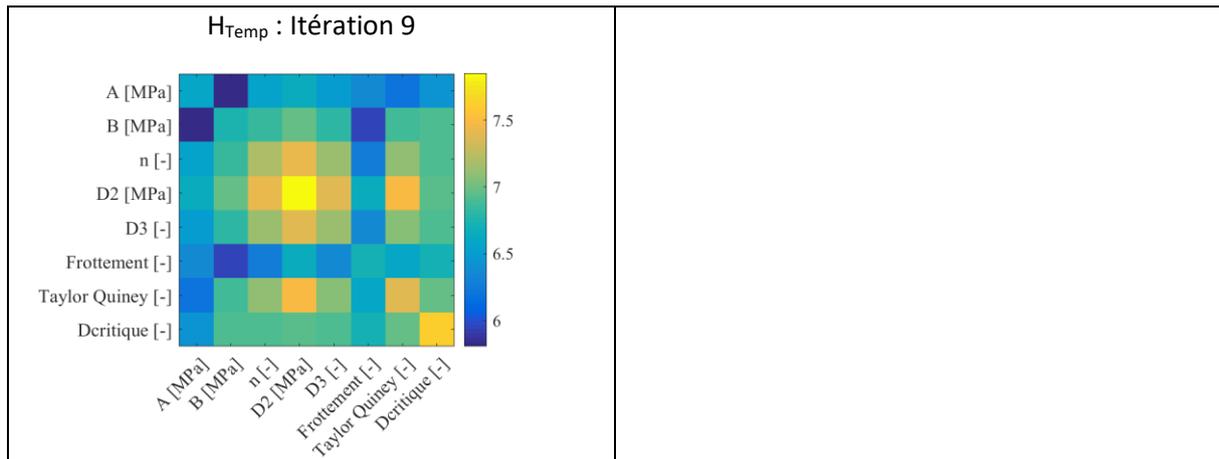
8.4.3.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



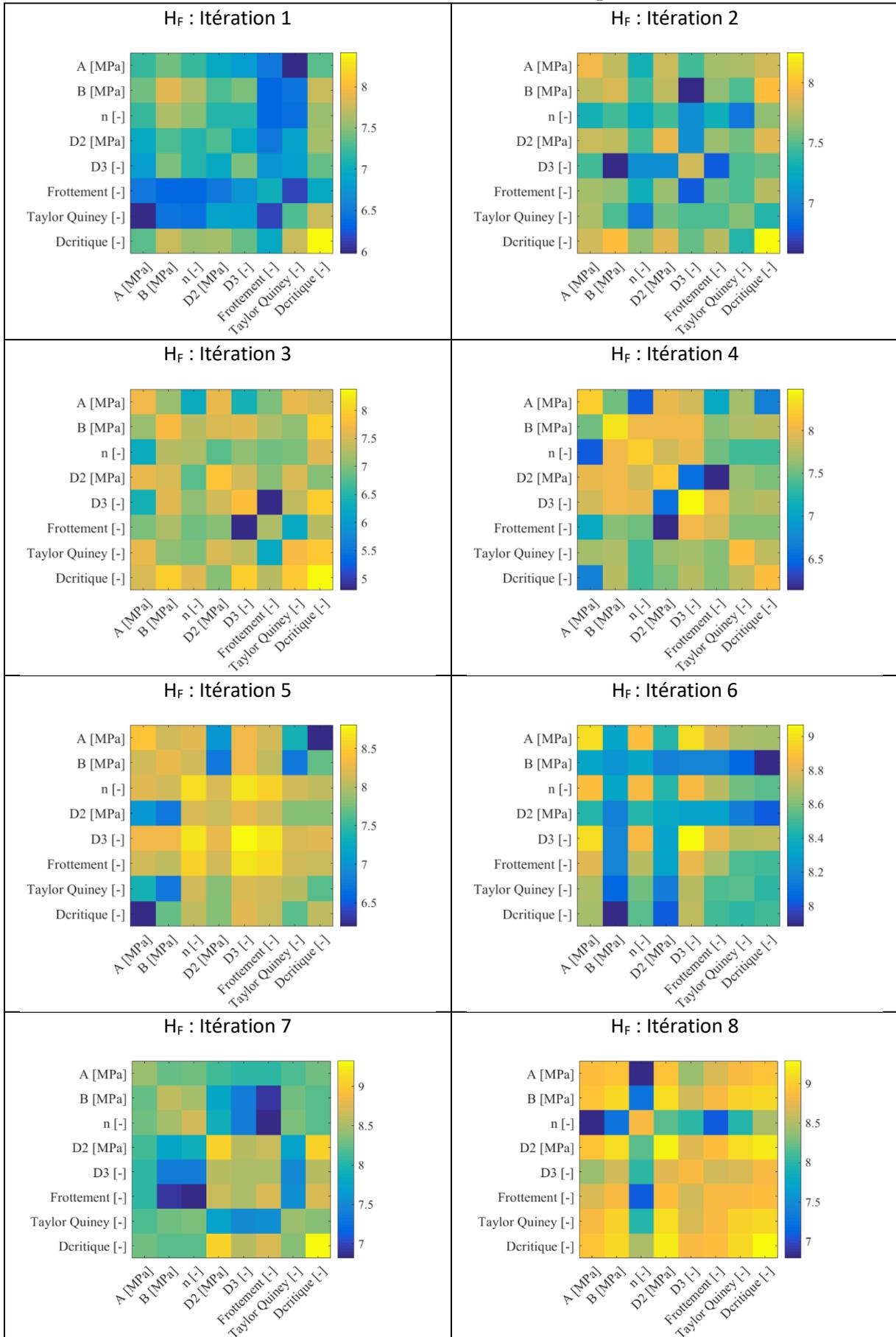


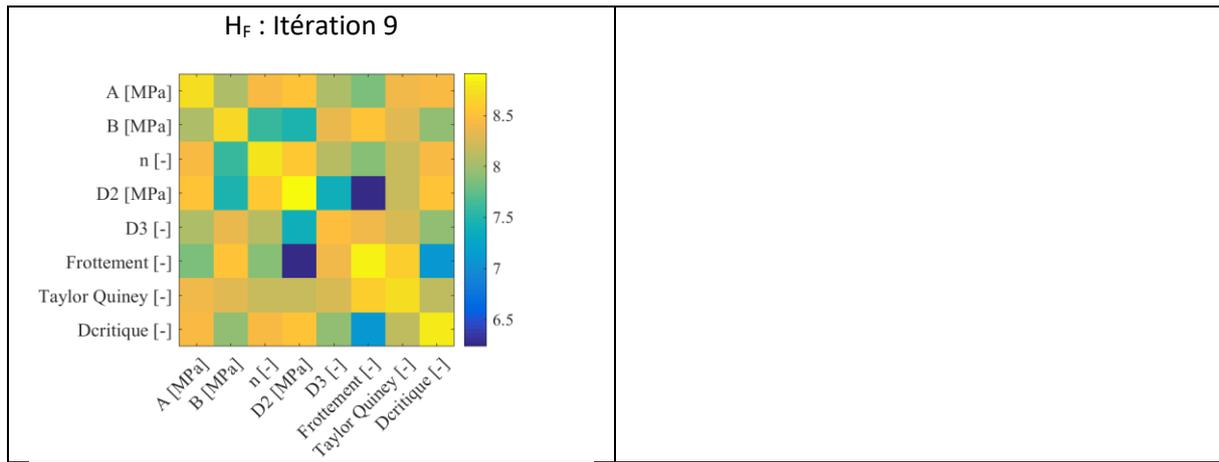
8.4.3.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



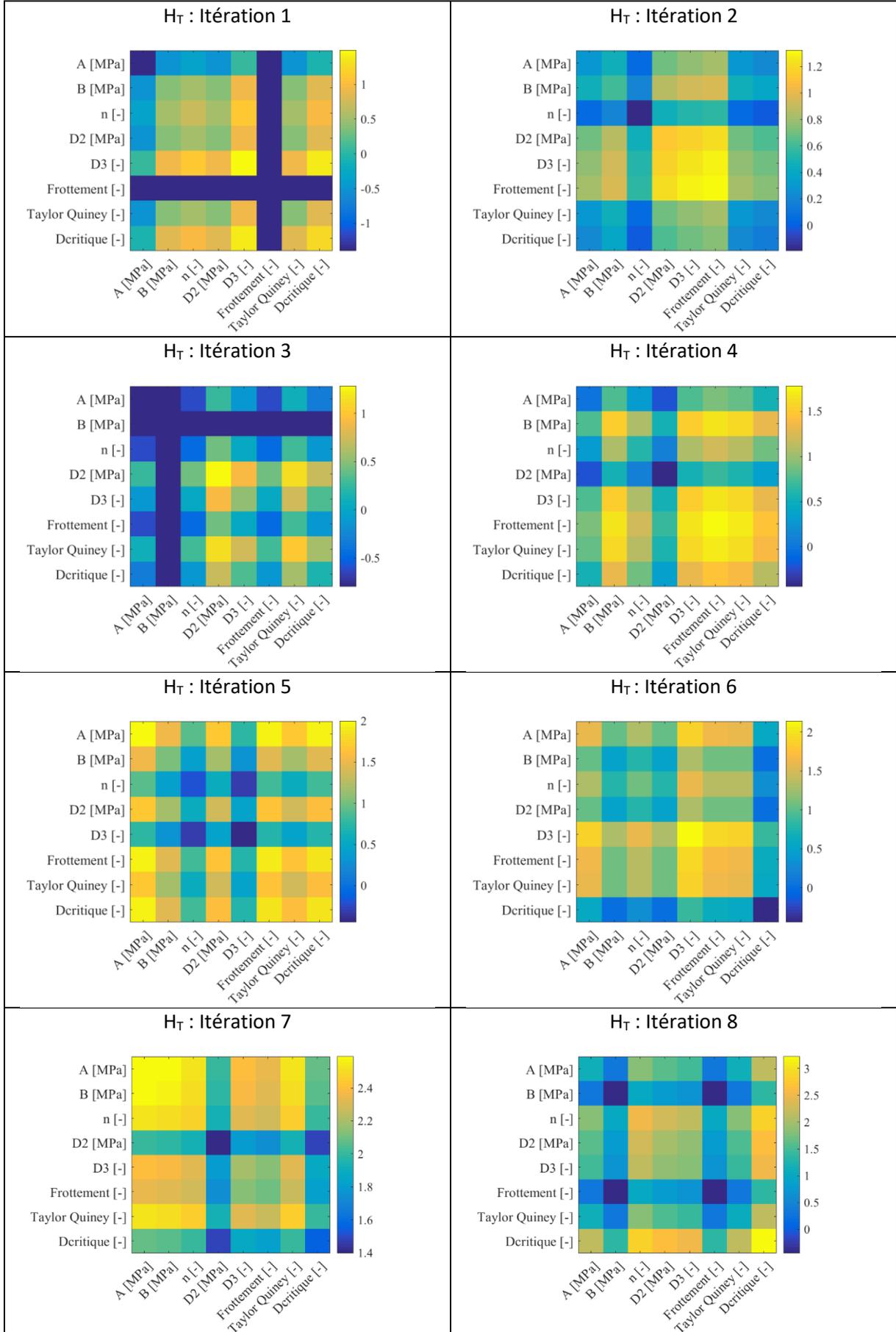


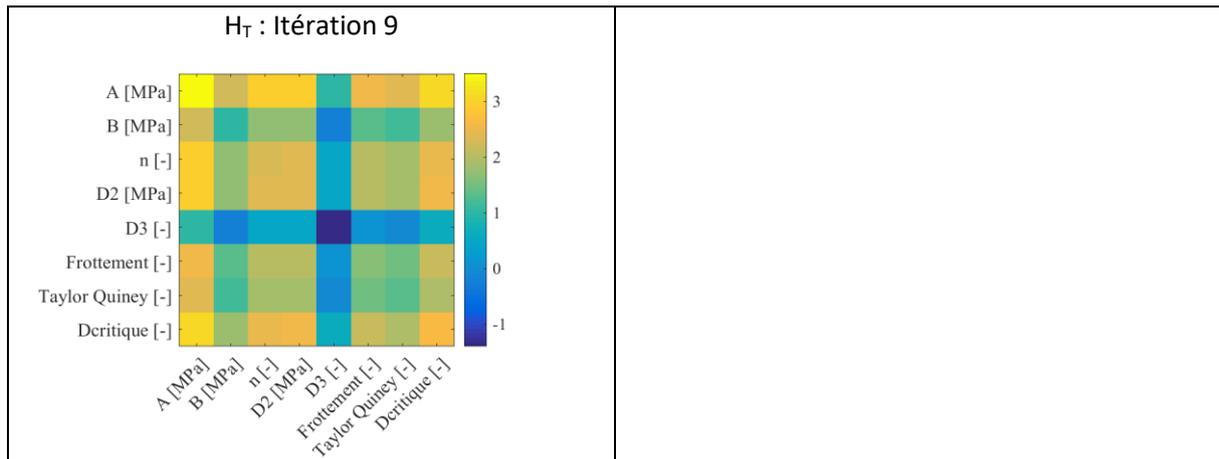
8.4.3.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe





8.4.3.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

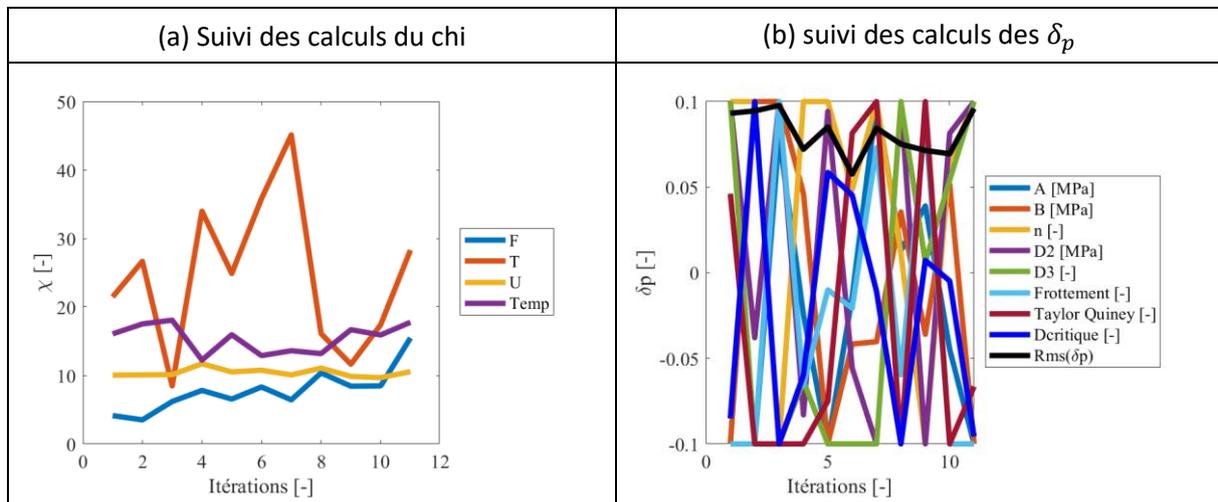




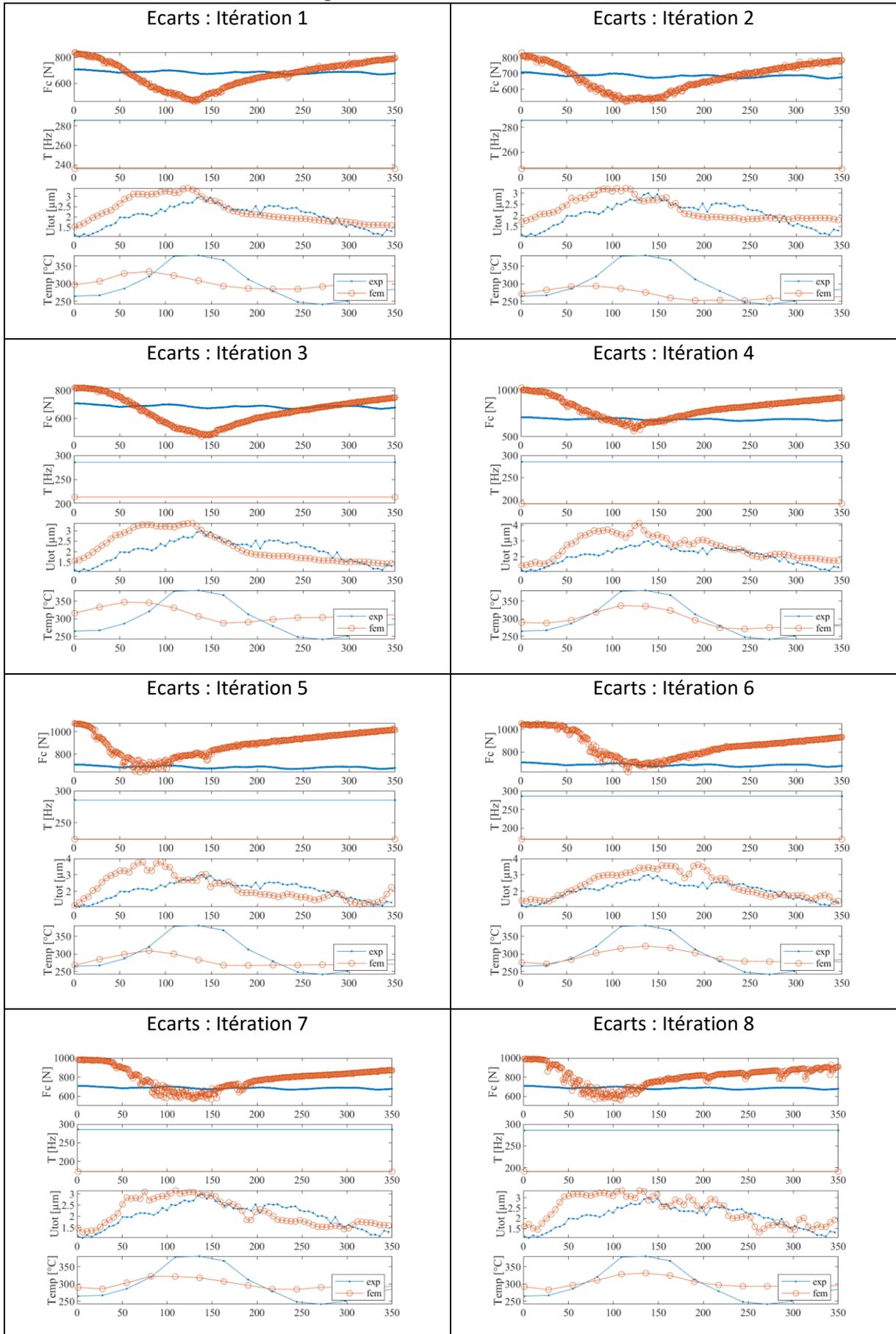
8.4.4 Séquence expérimental 4 : un feston étudié, $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

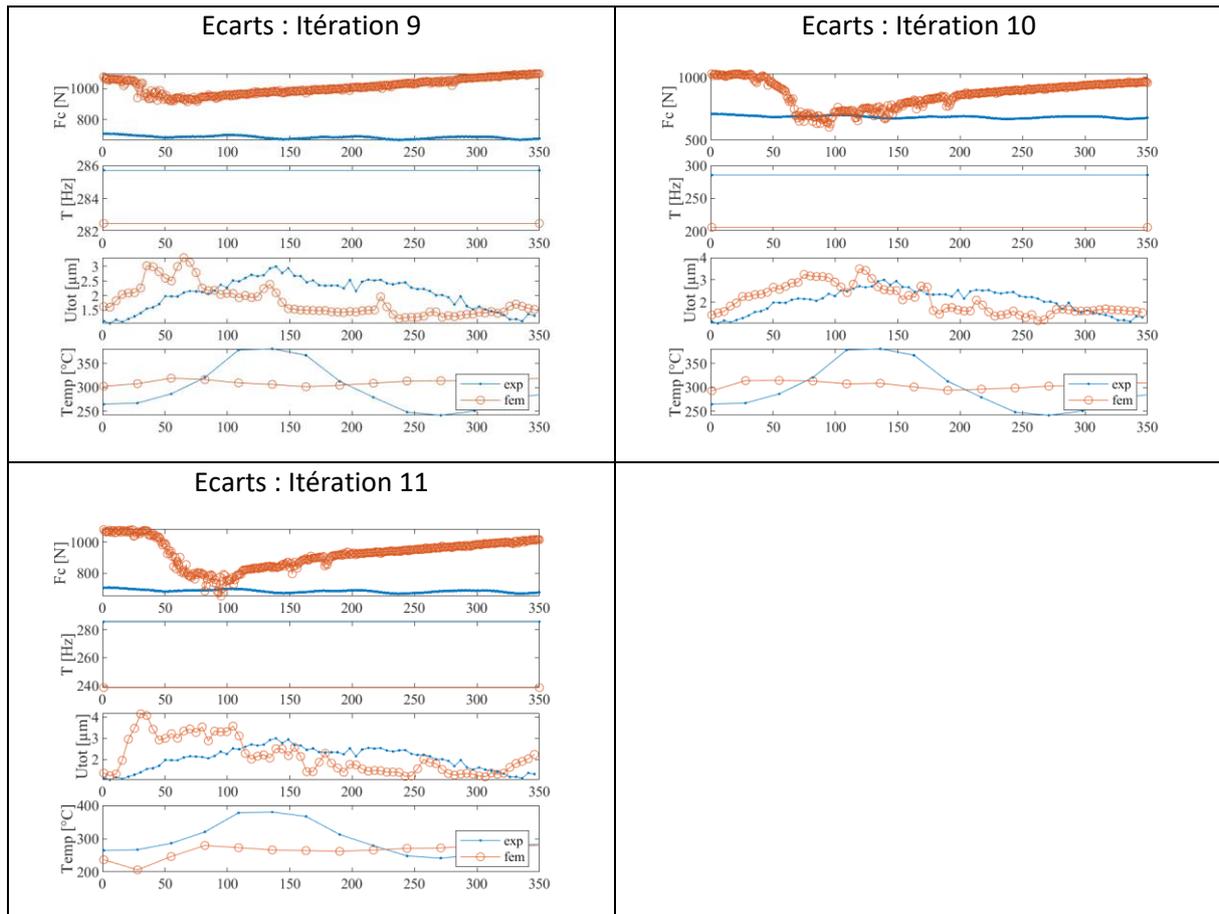
8.4.4.1 Données globales du calcul

Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	351
Nombre d'images visible	71
Nombre d'images thermique	14
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	253 heures

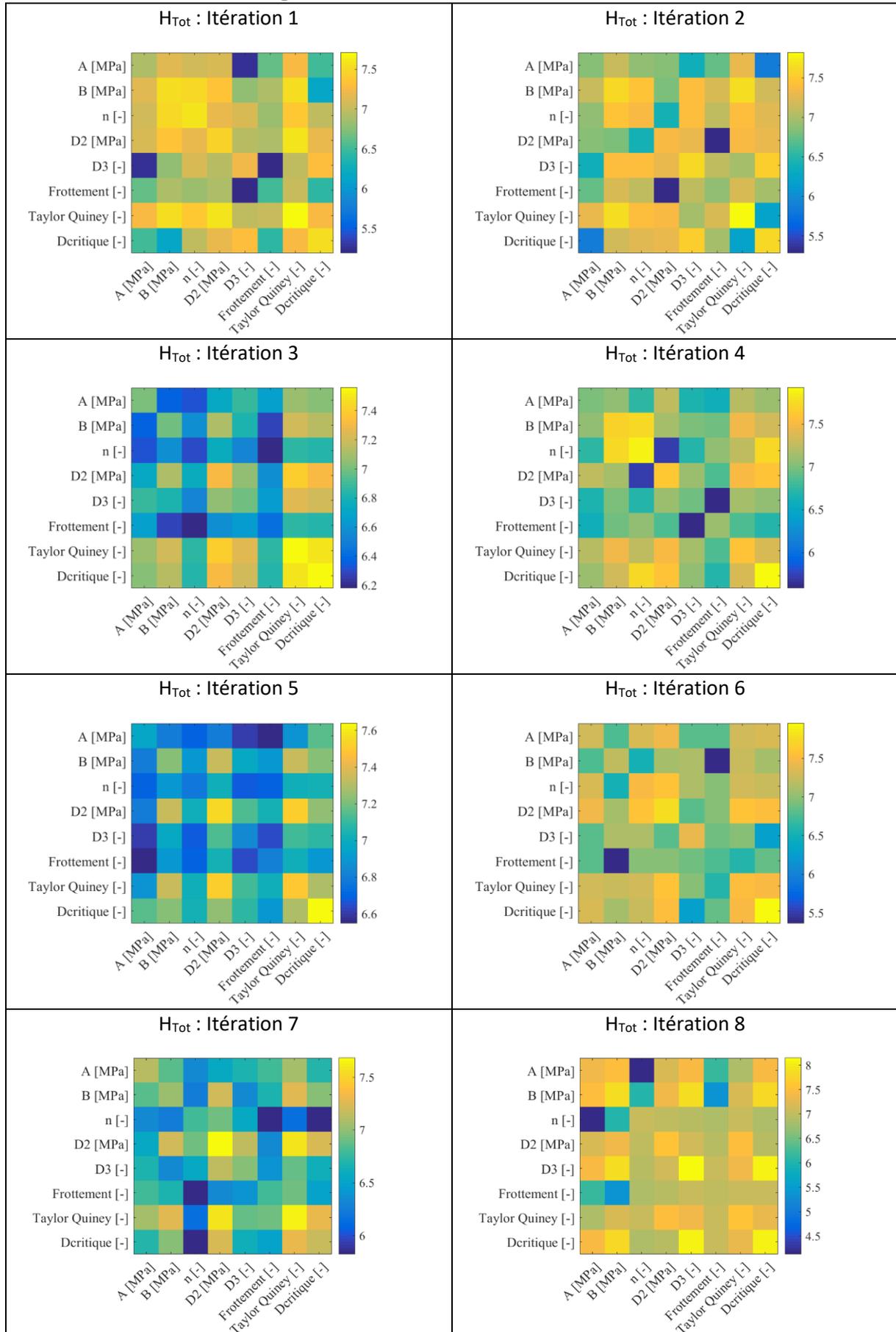


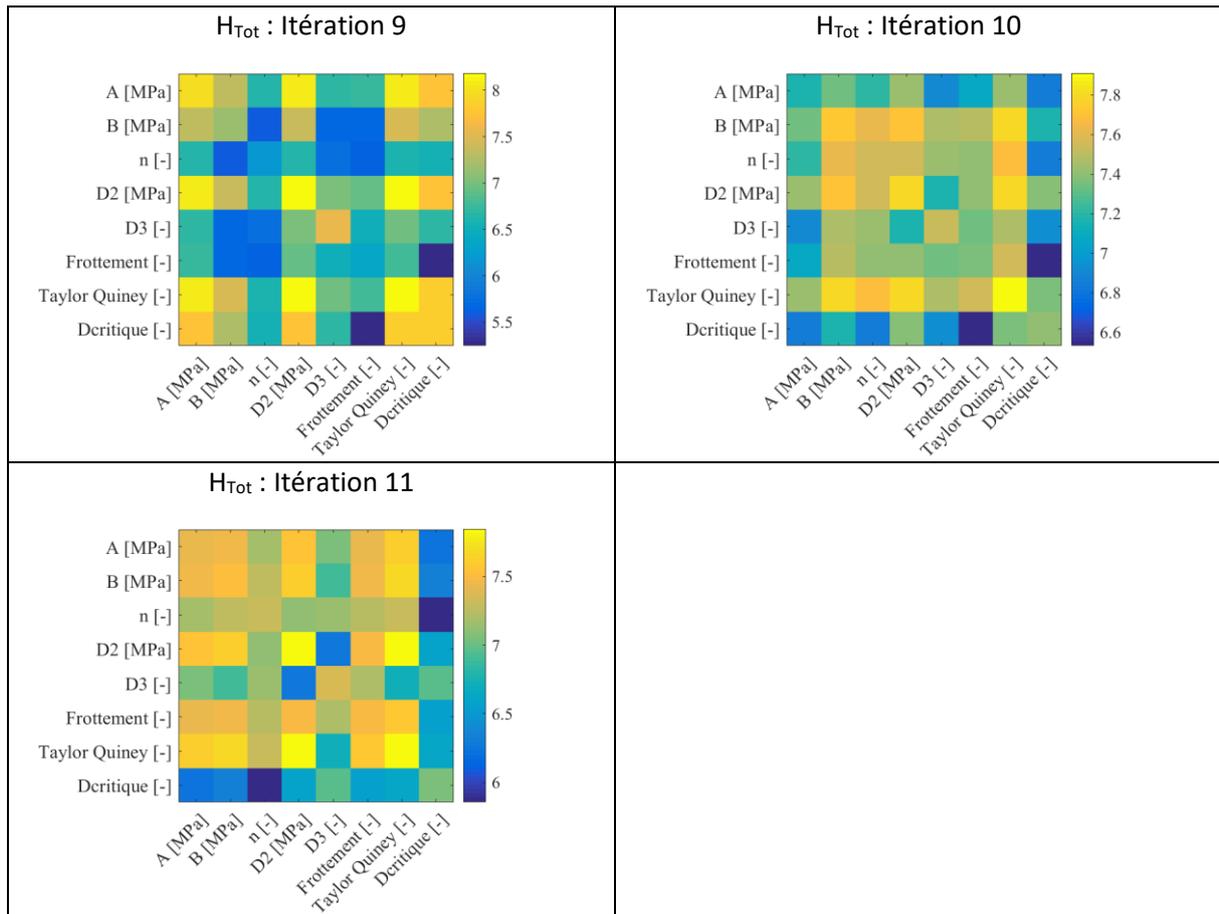
8.4.4.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



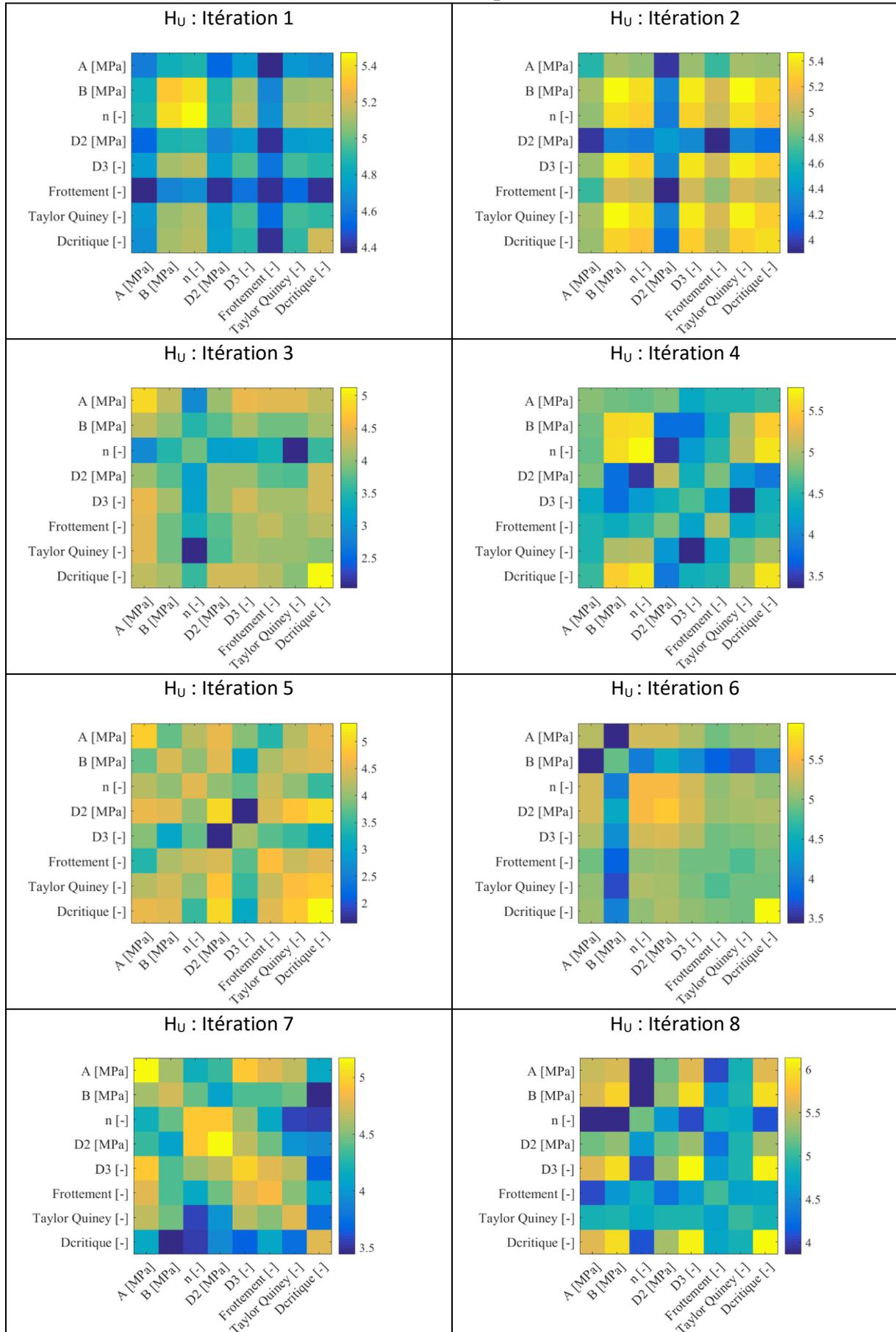


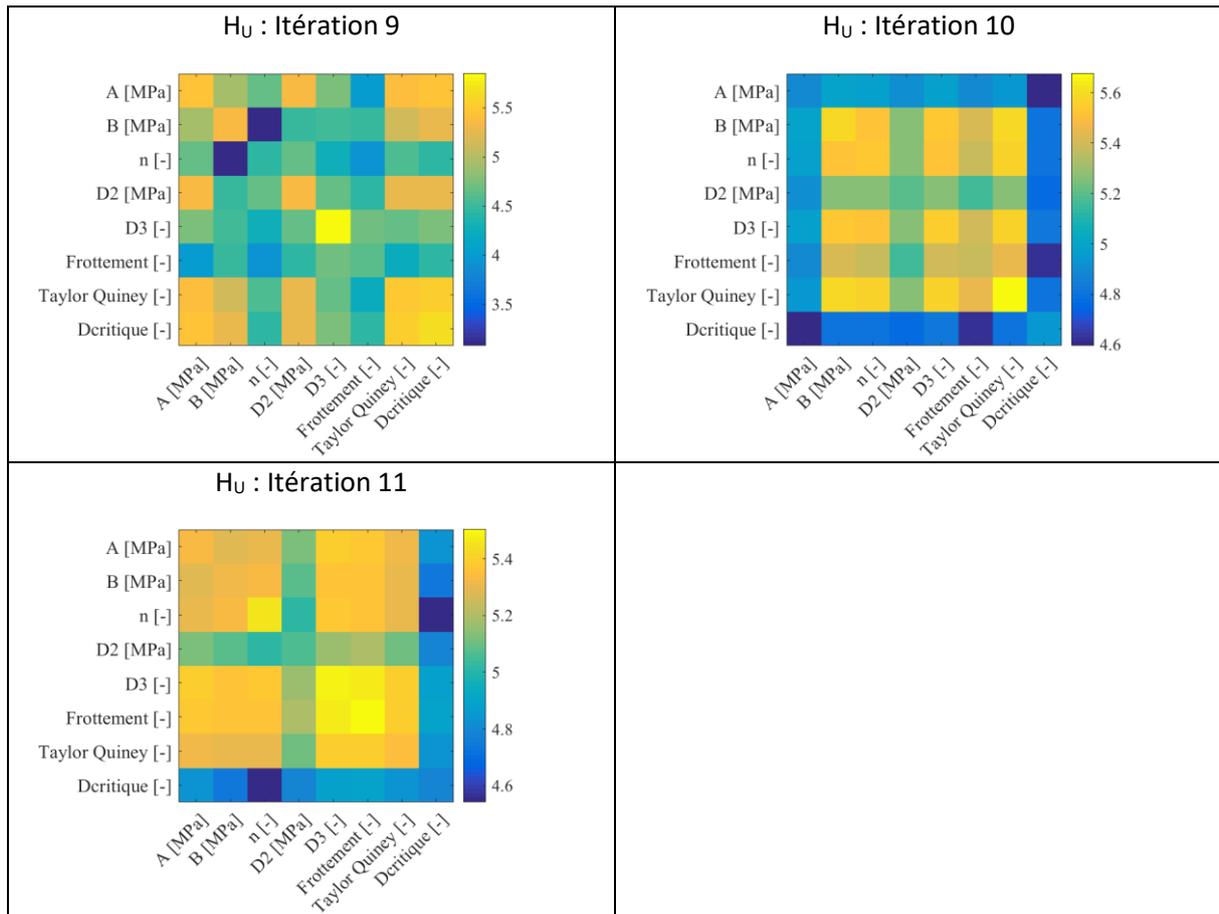
8.4.4.3 Matrices hessiennes globales



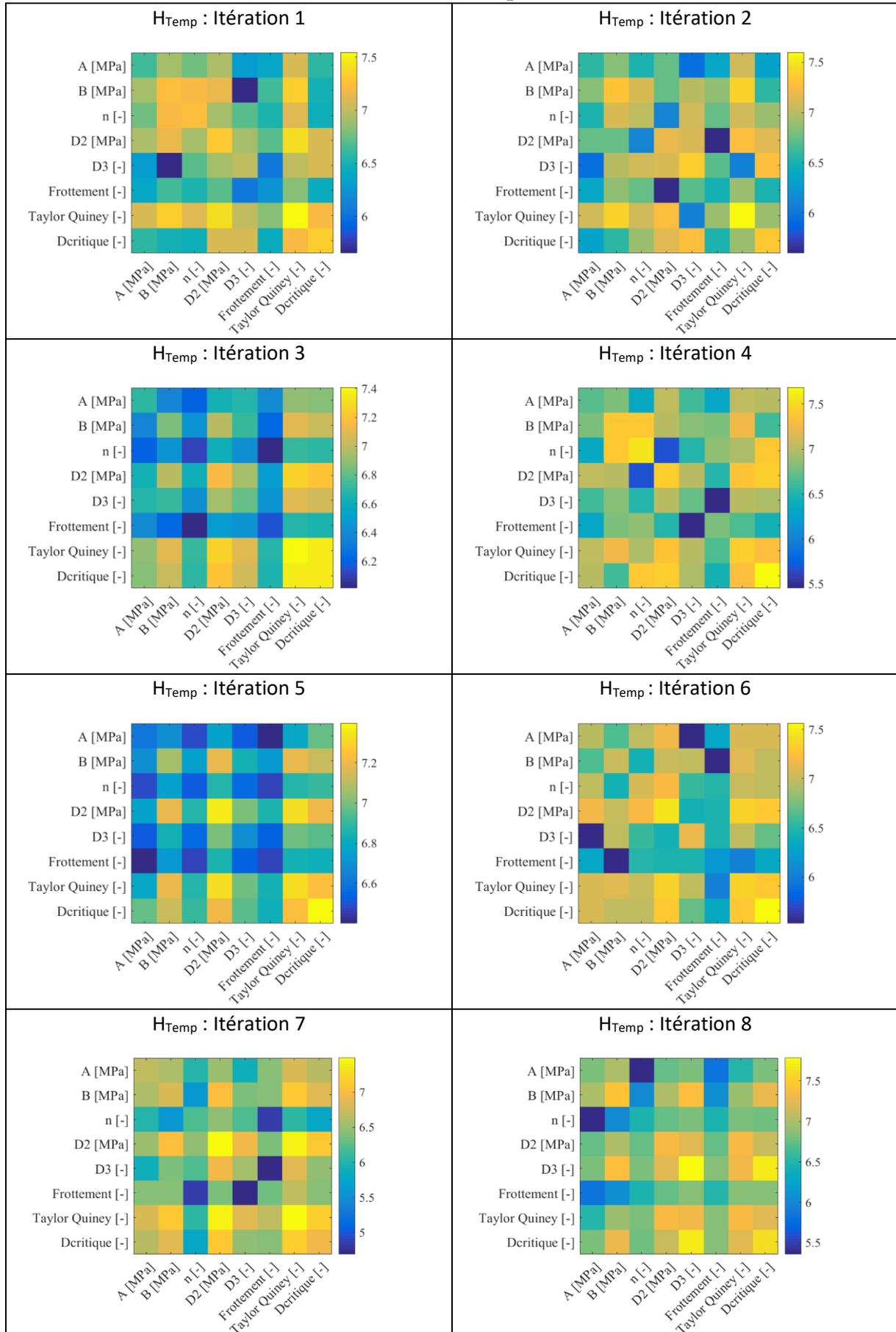


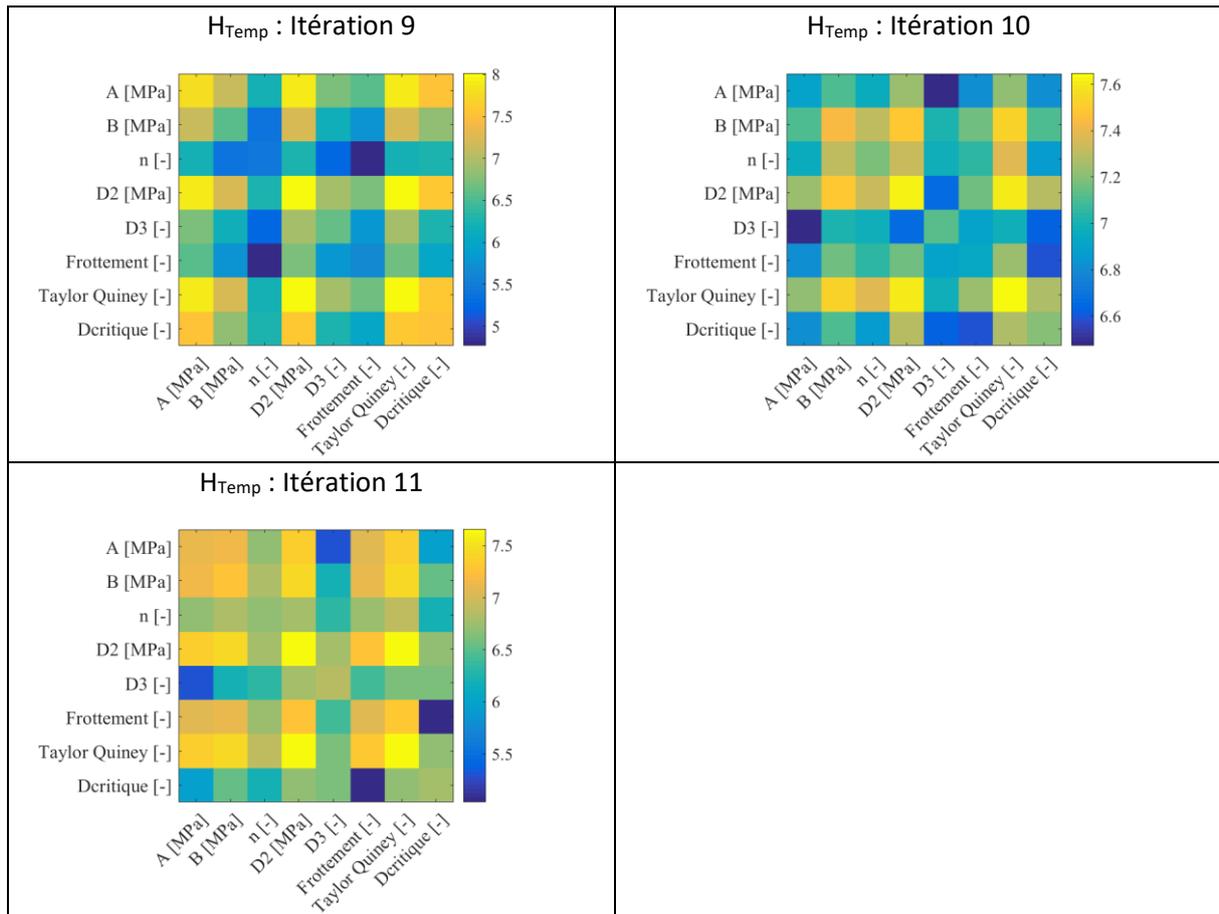
8.4.4.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



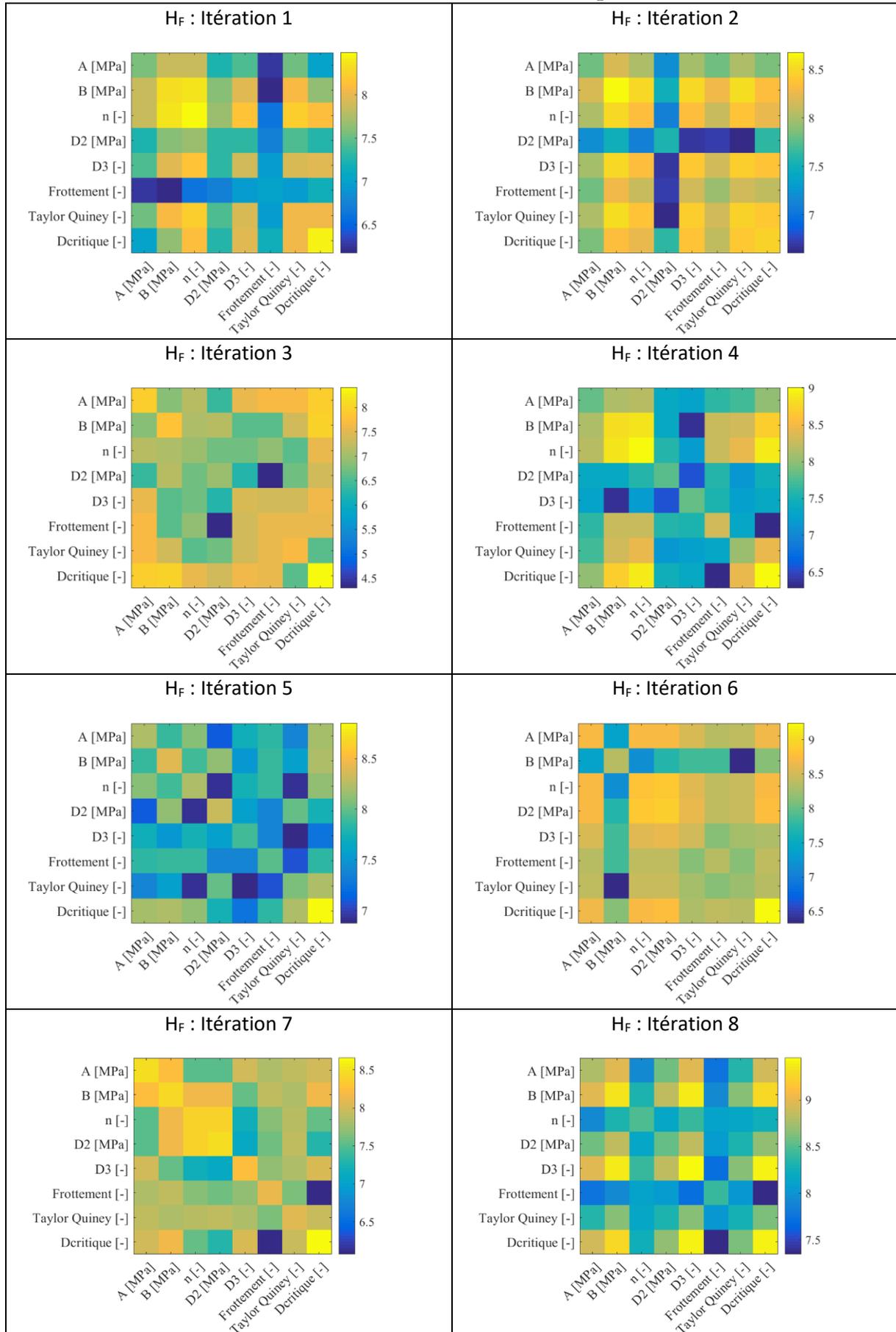


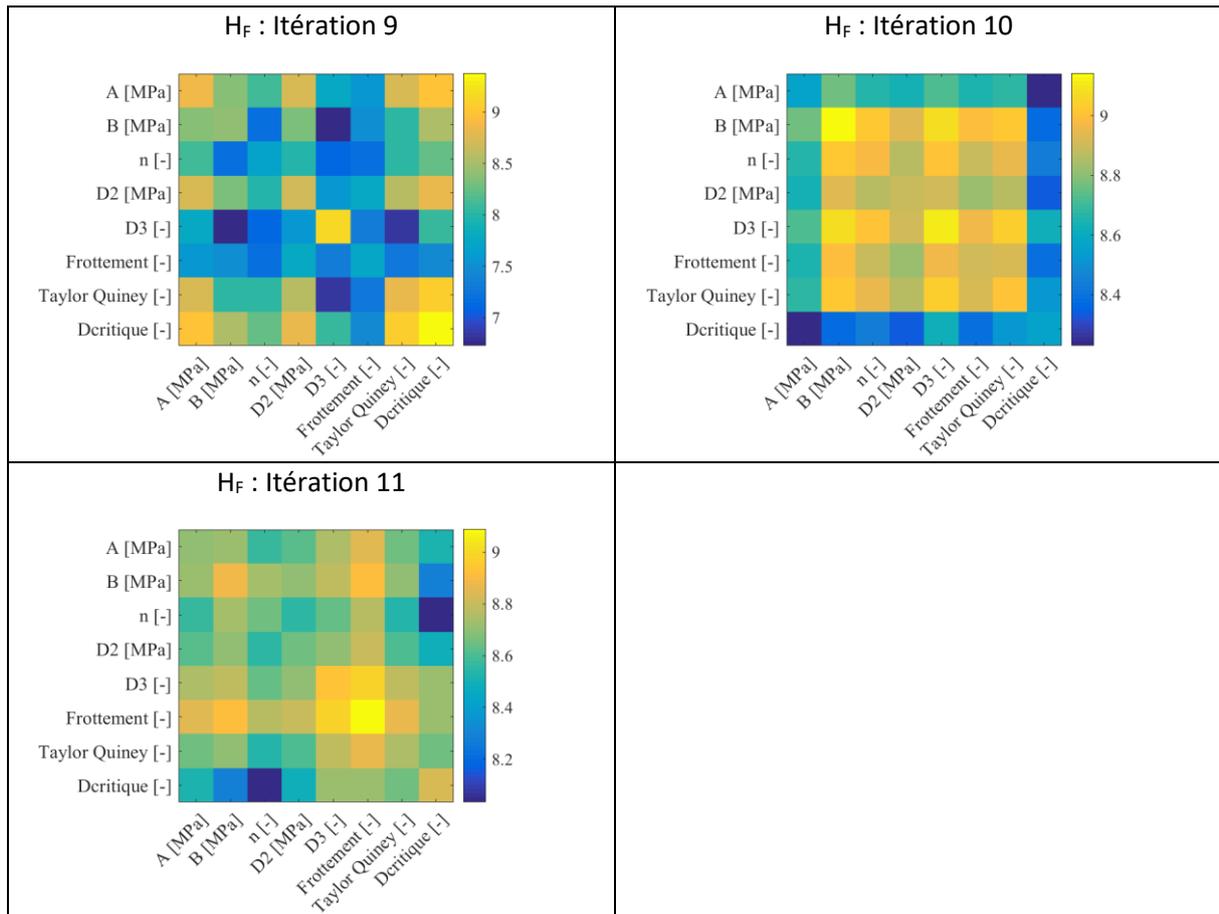
8.4.4.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



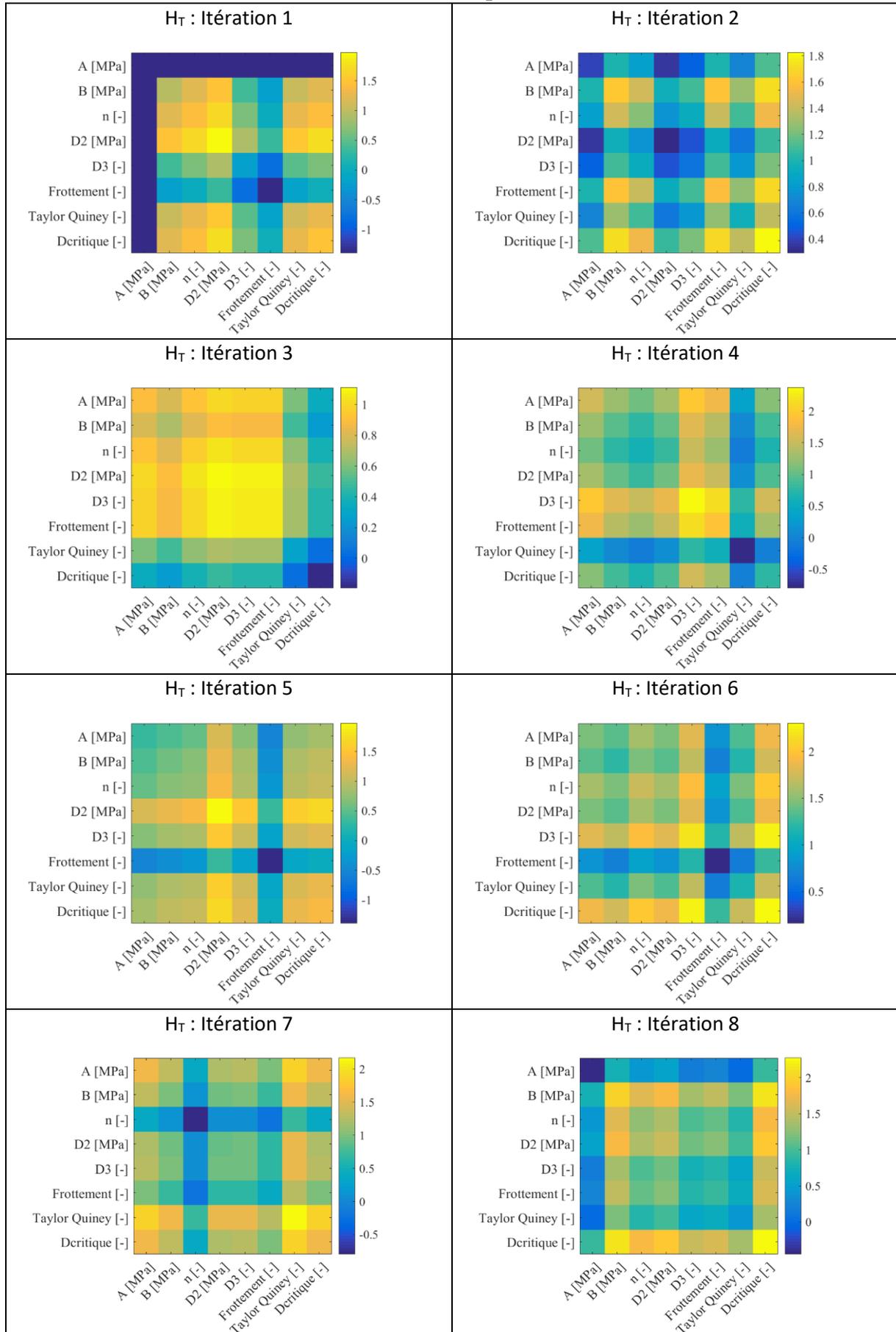


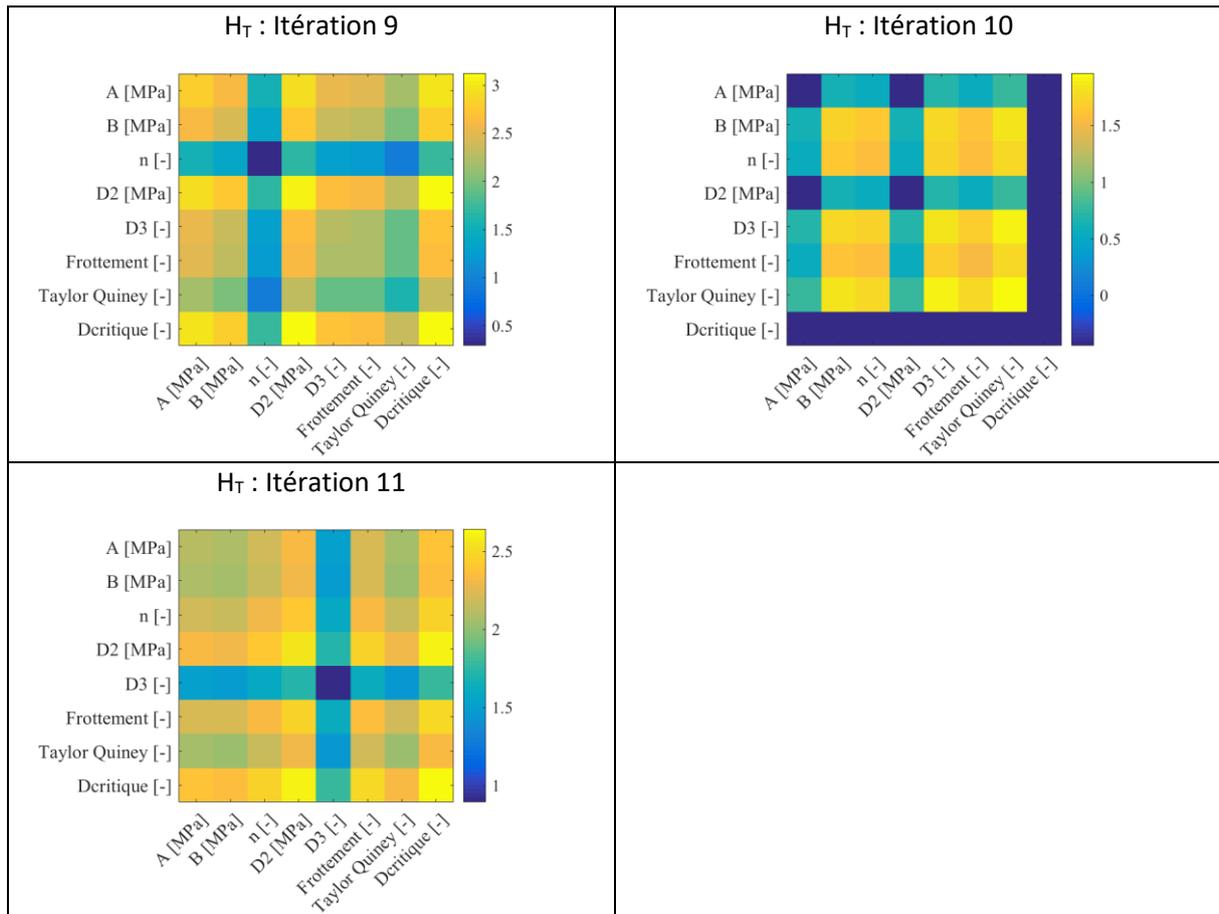
8.4.4.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe





8.4.4.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

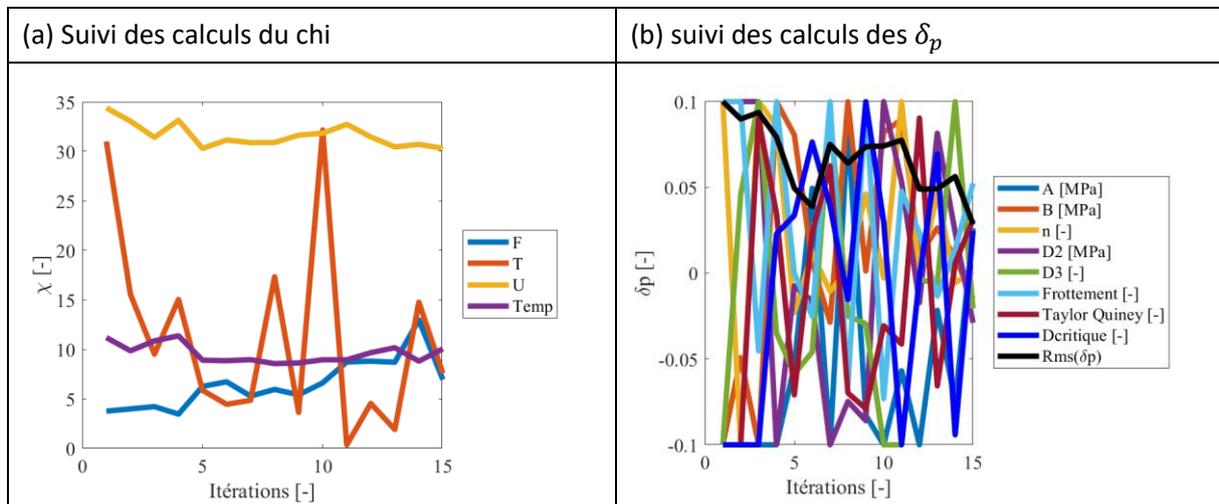




8.4.5 Séquence expérimental 5 : un feston étudié, $V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

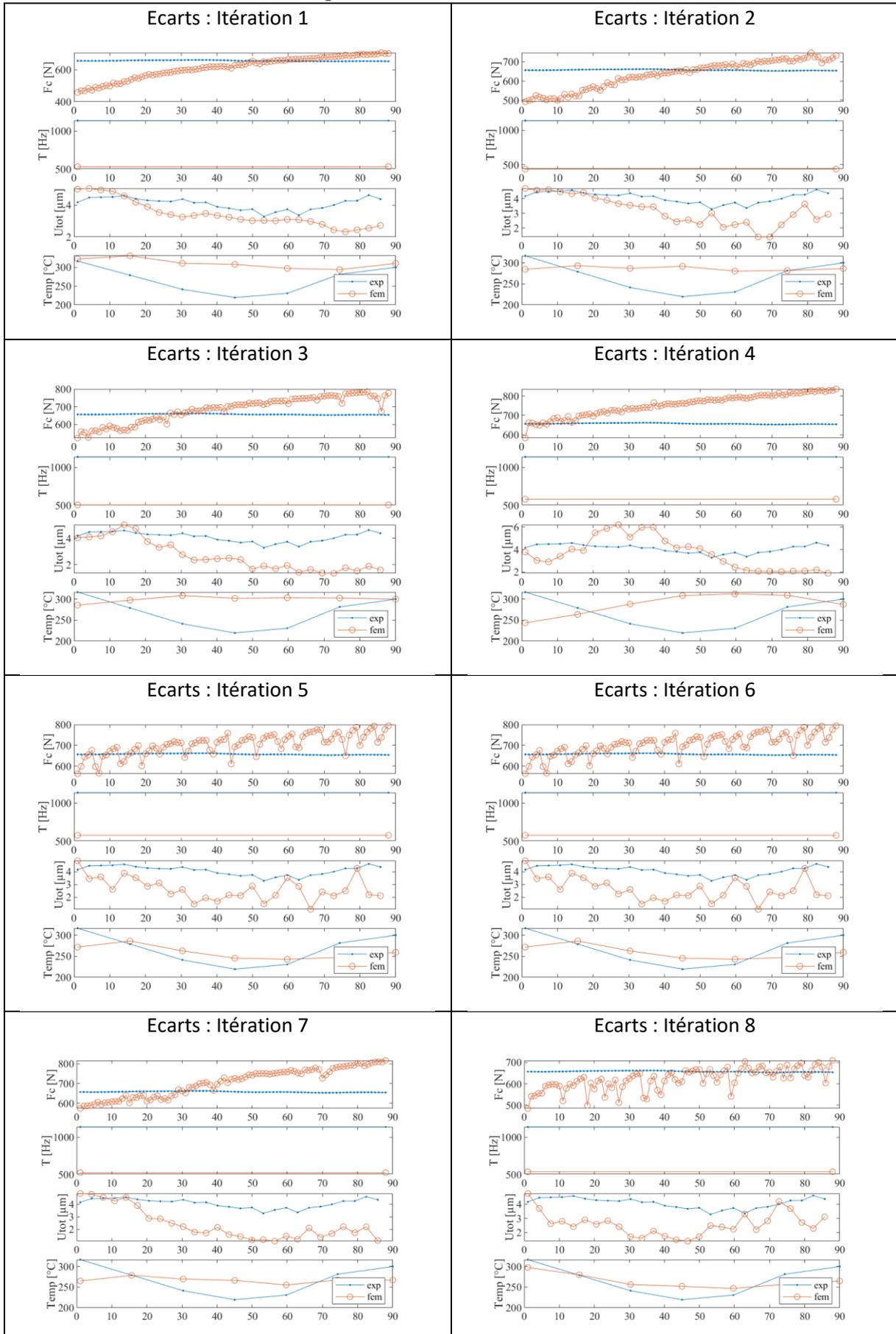
8.4.5.1 Données globales du calcul

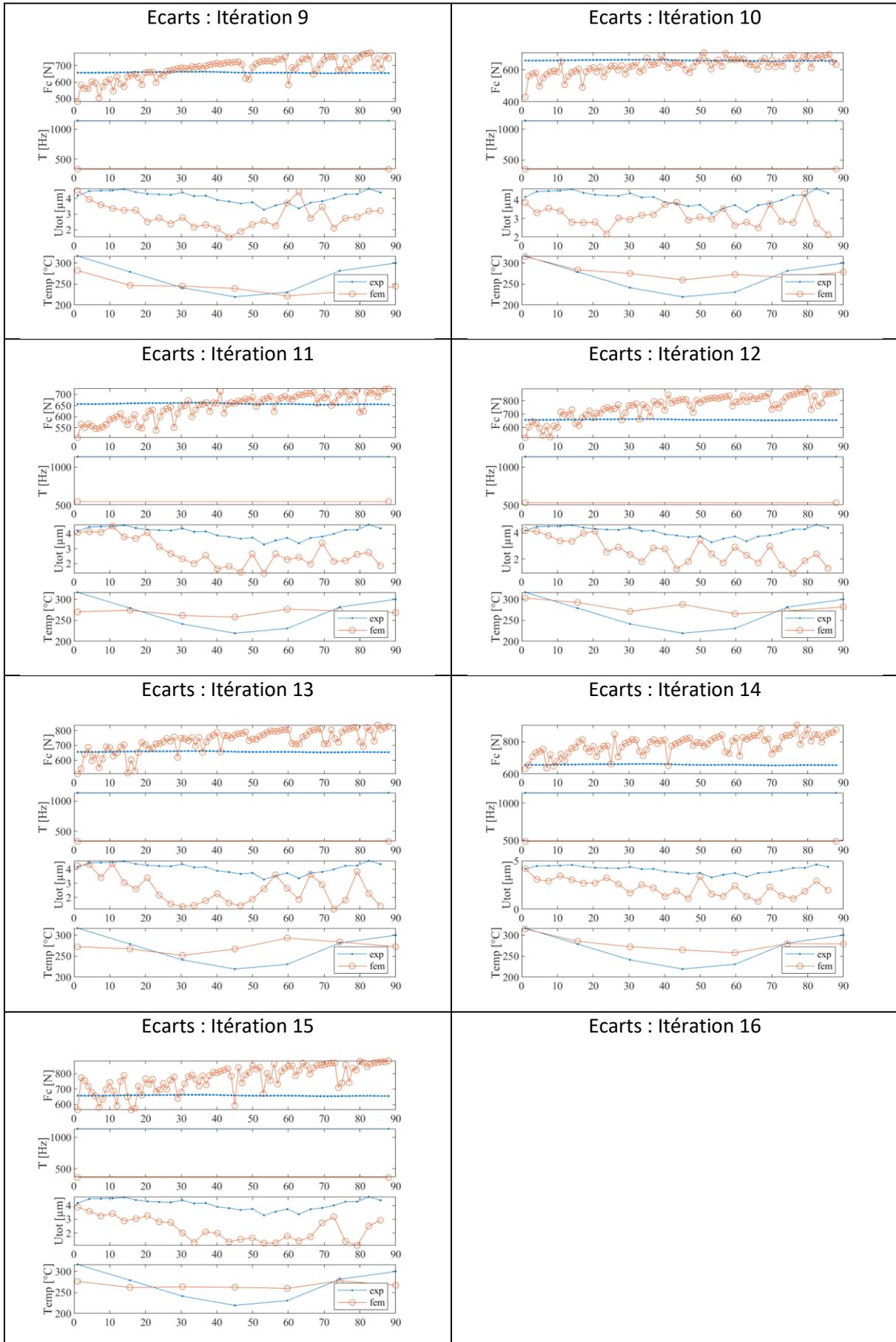
Conditions de coupe	$V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	30 000 Hz
f_{acq} infrarouge	6 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	88
Nombre d'images visible	26
Nombre d'images thermique	5
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	225 heures



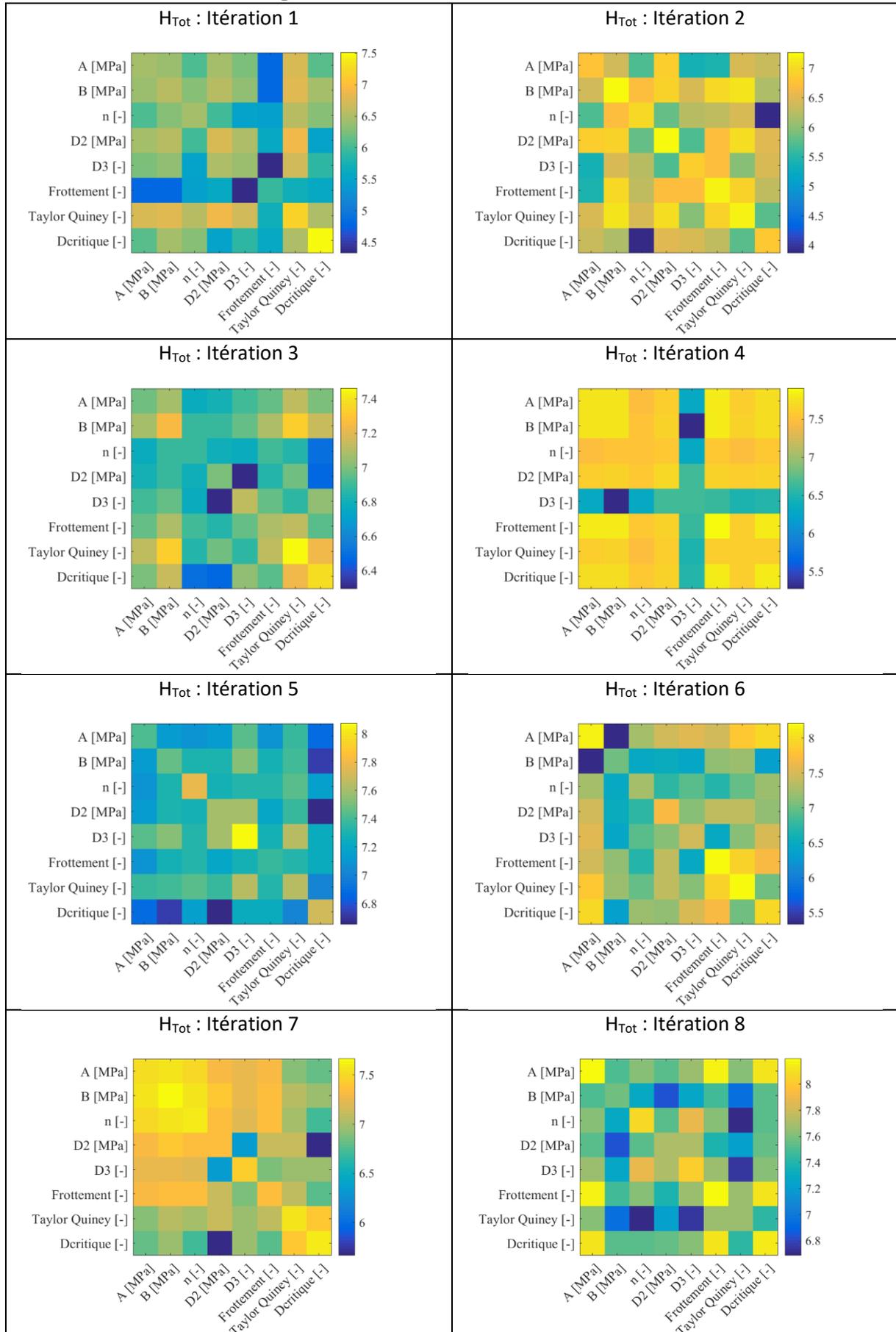
	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
Après identification (itération 8)	597	1537	0.747	0.817	-1.16	0.88	0.699	0.686

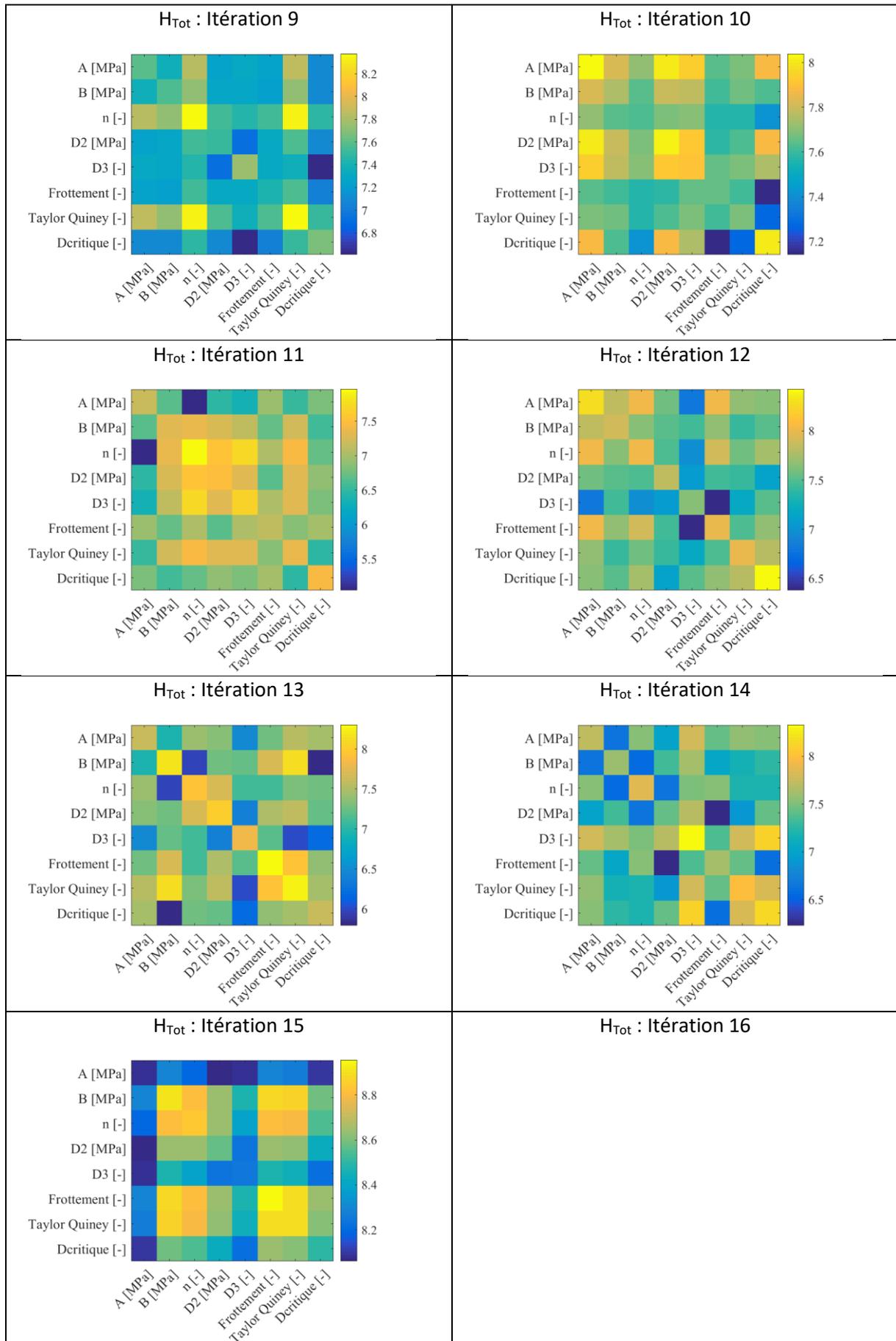
8.4.5.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



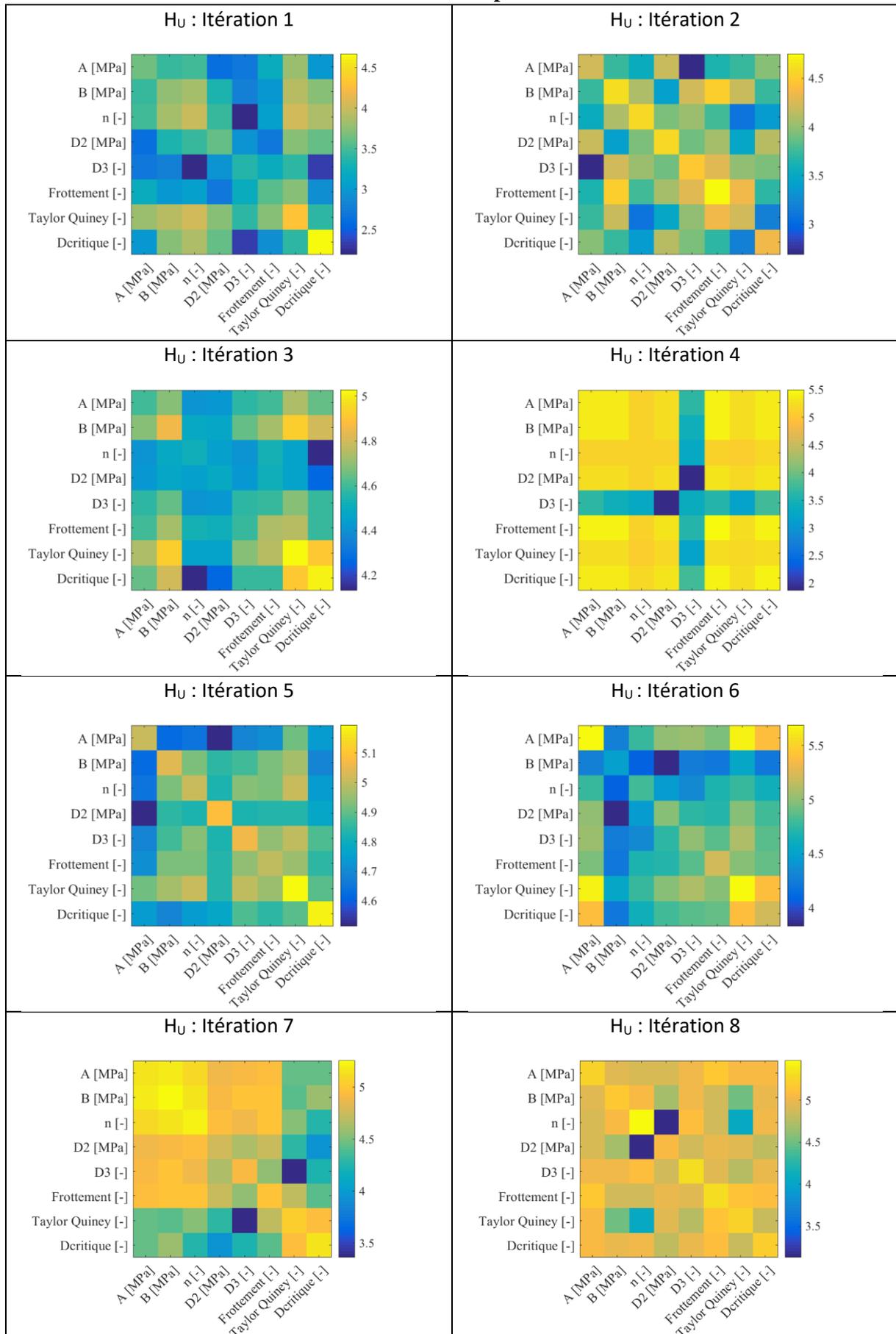


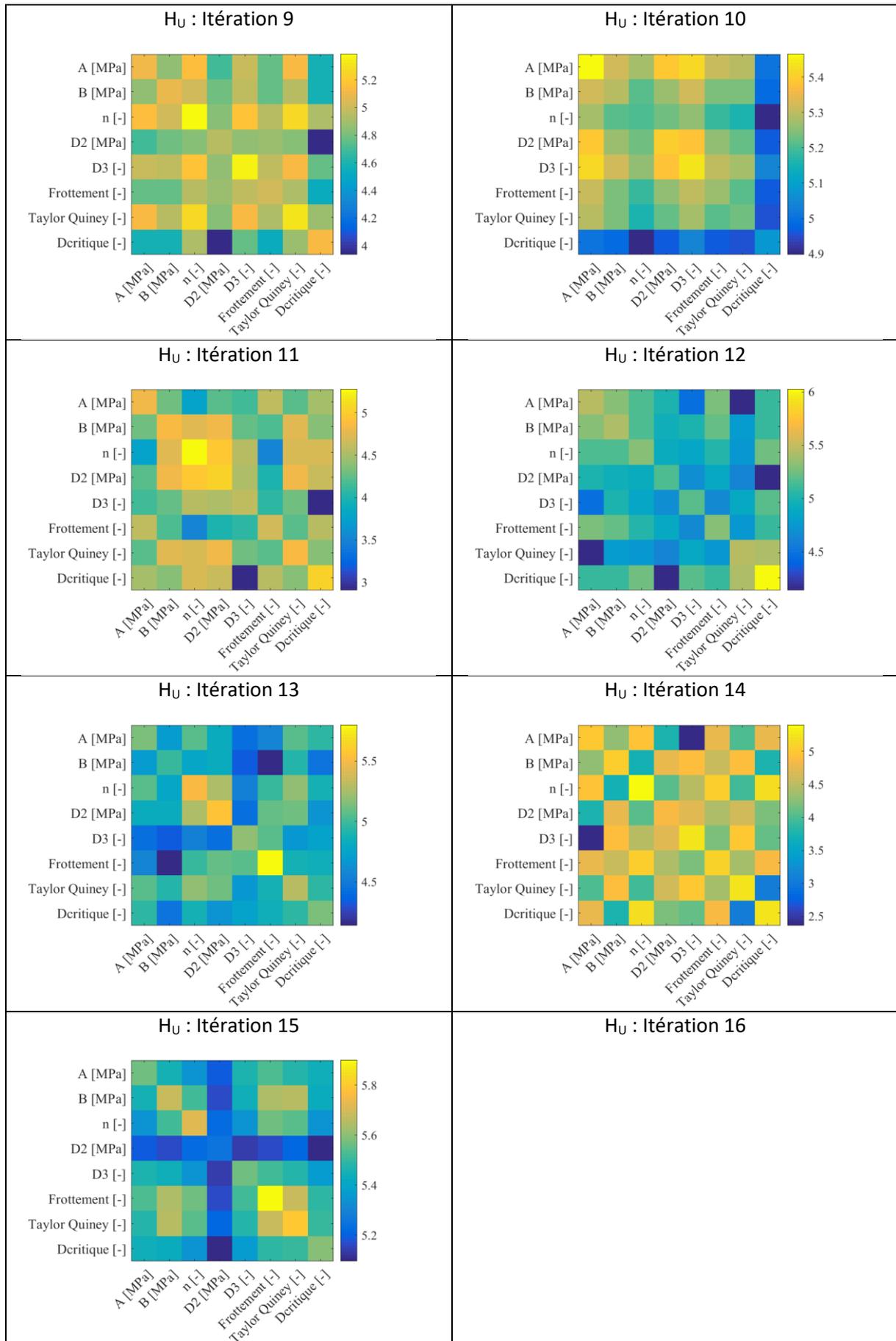
8.4.5.3 Matrices hessiennes globales



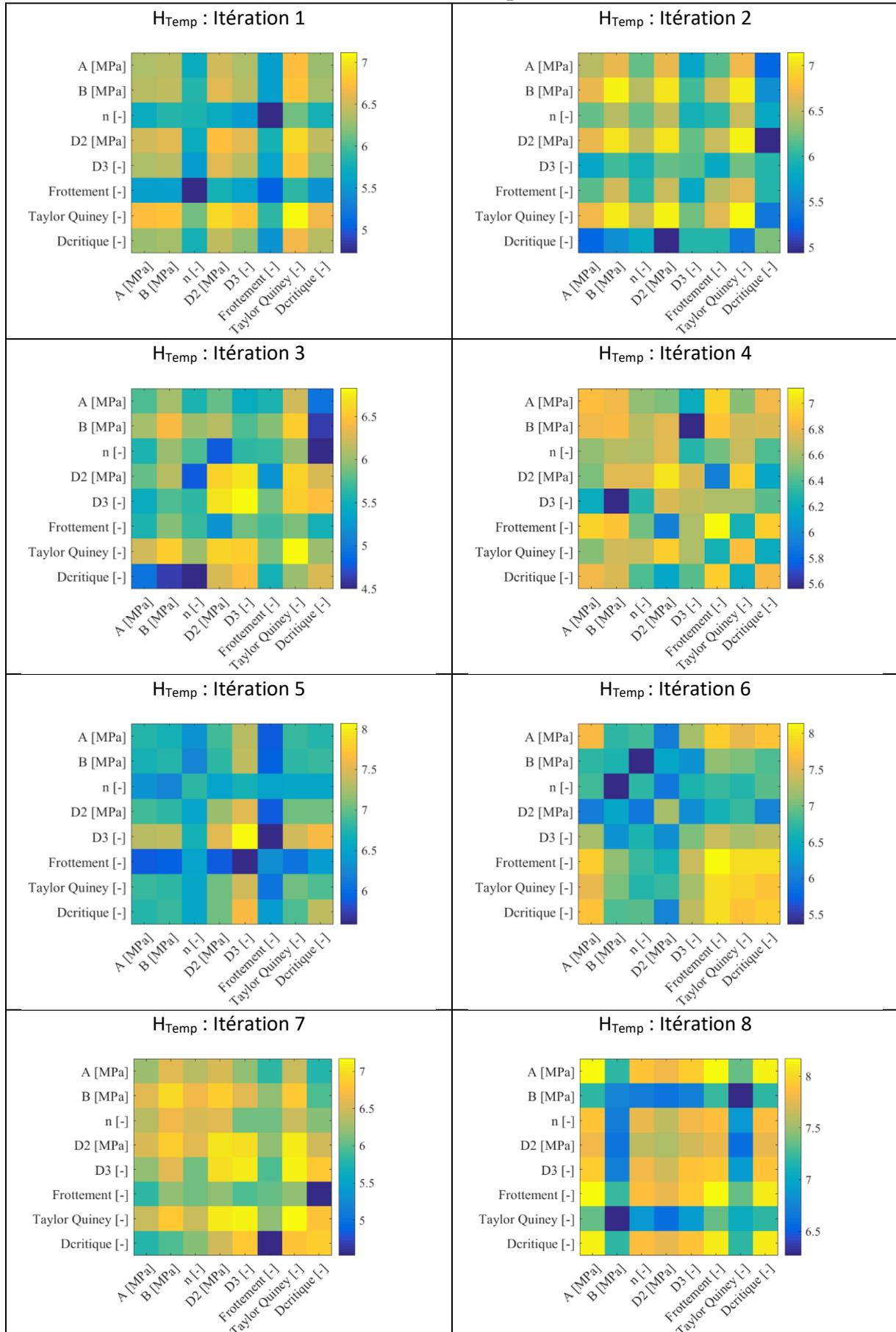


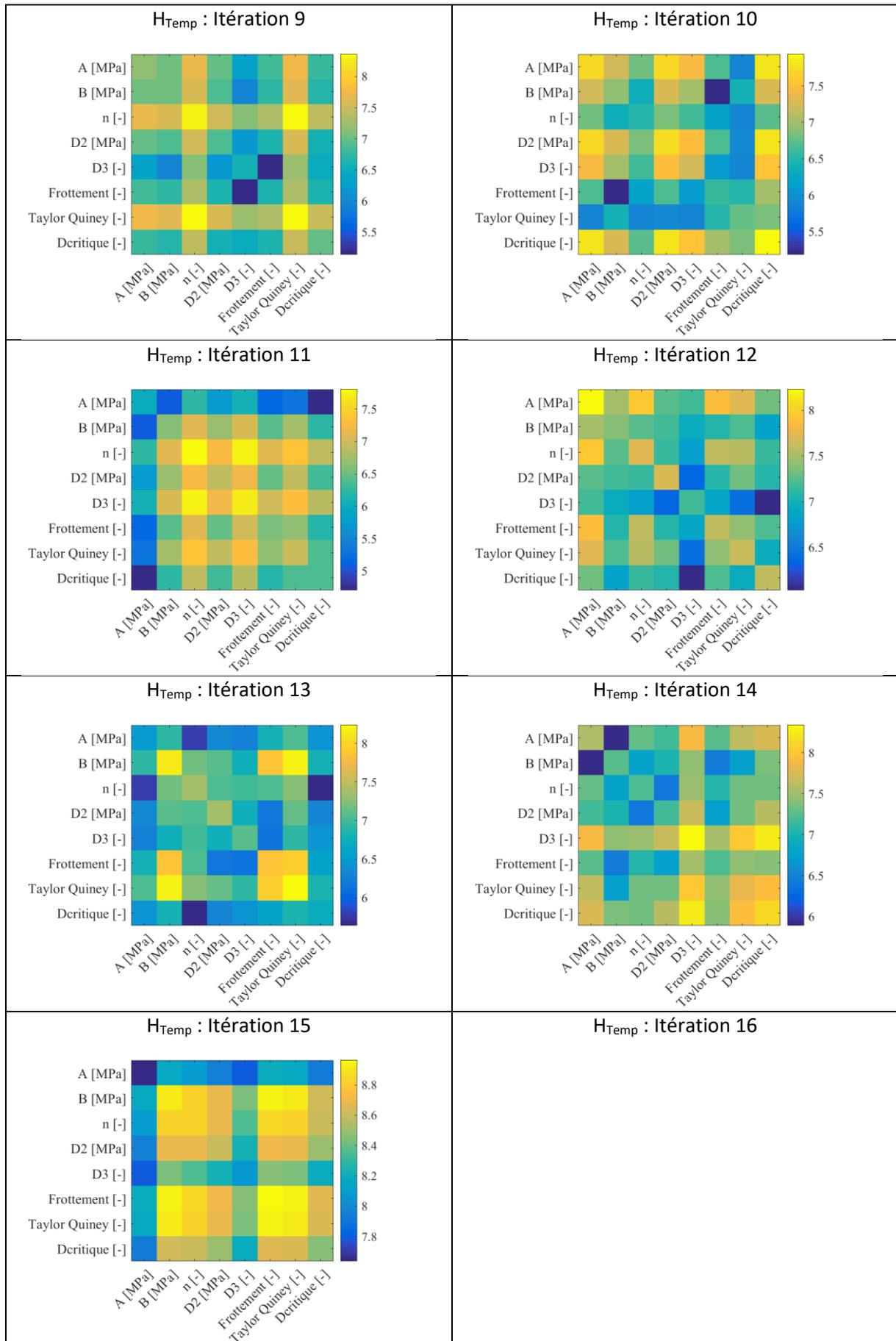
8.4.5.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



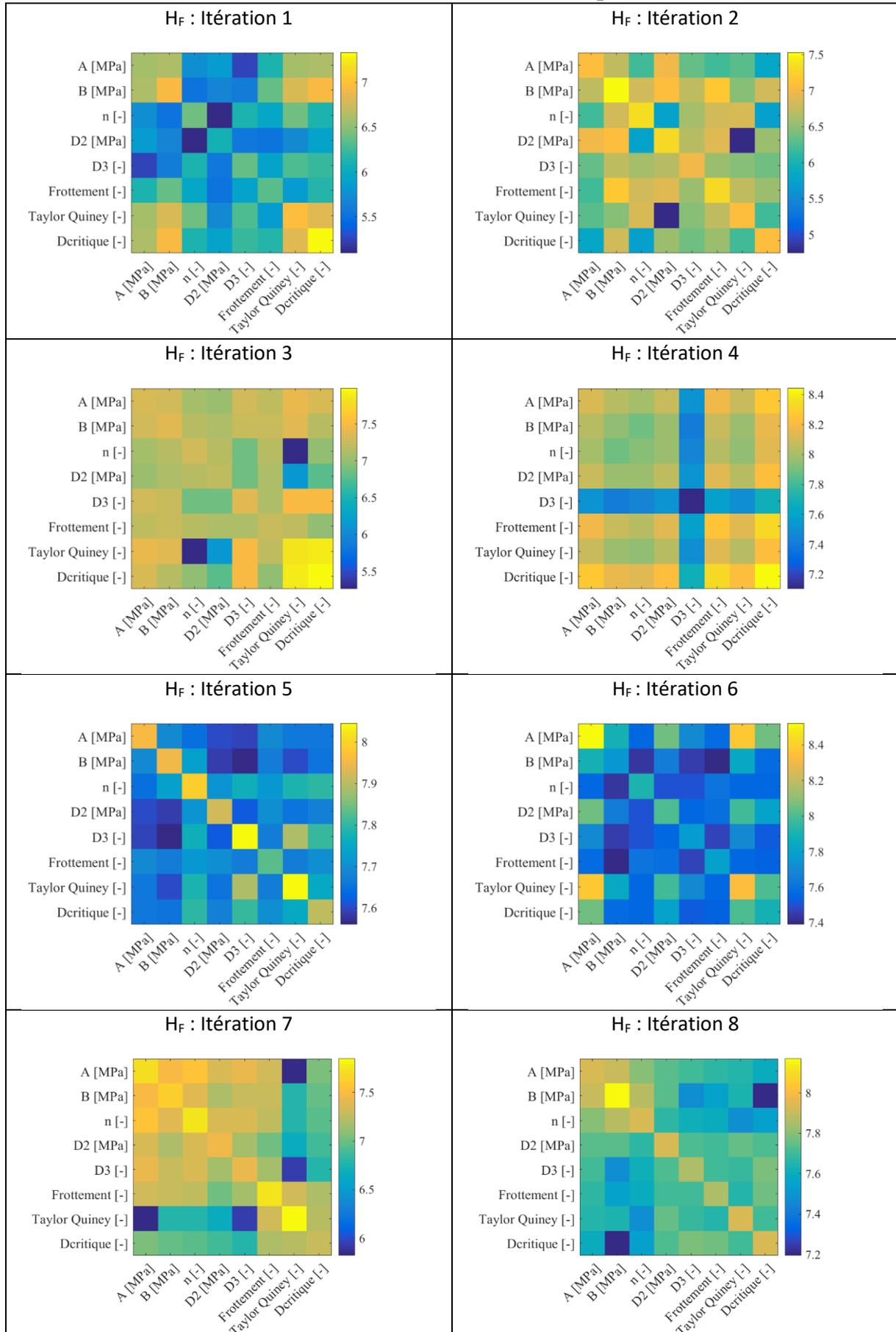


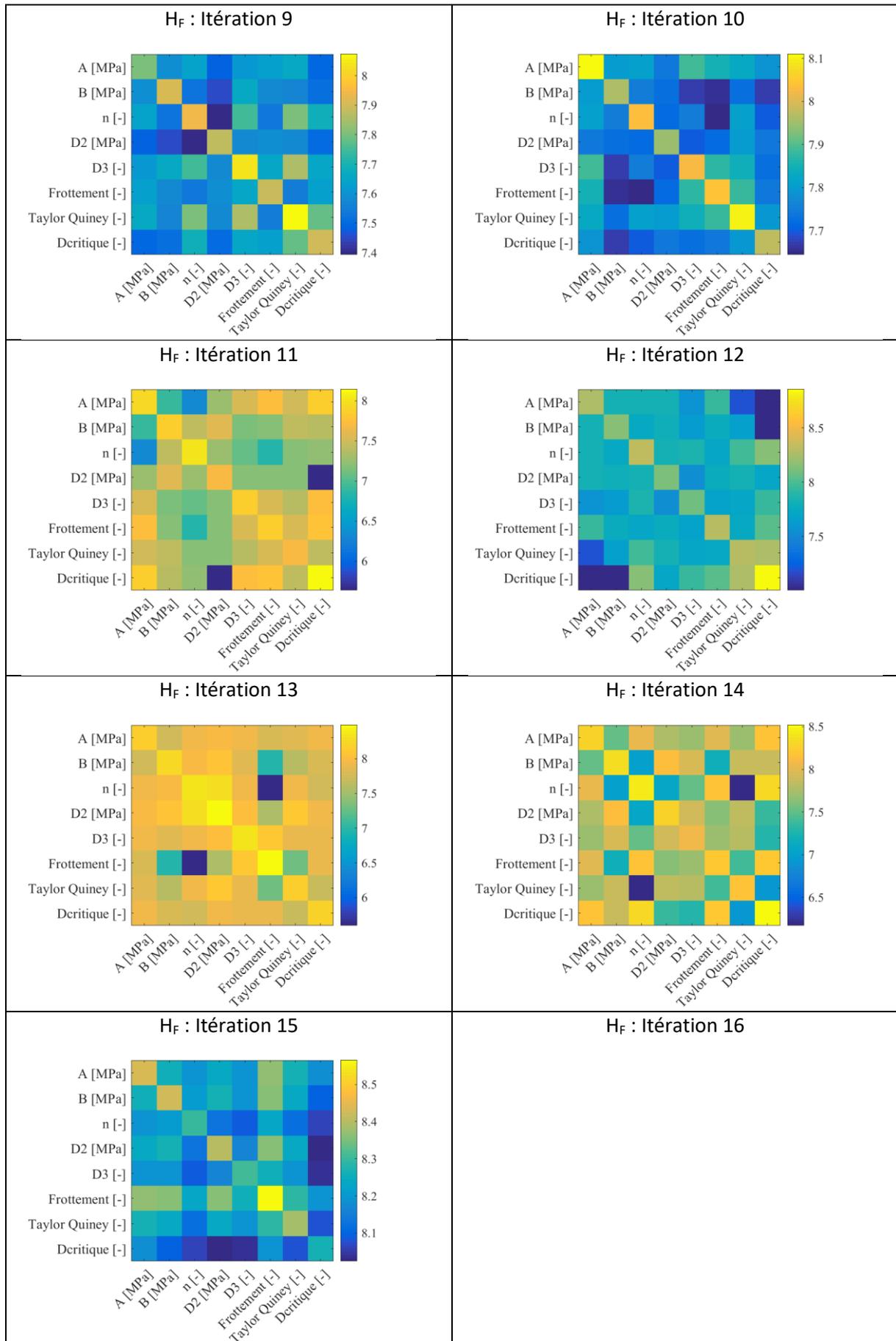
8.4.5.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



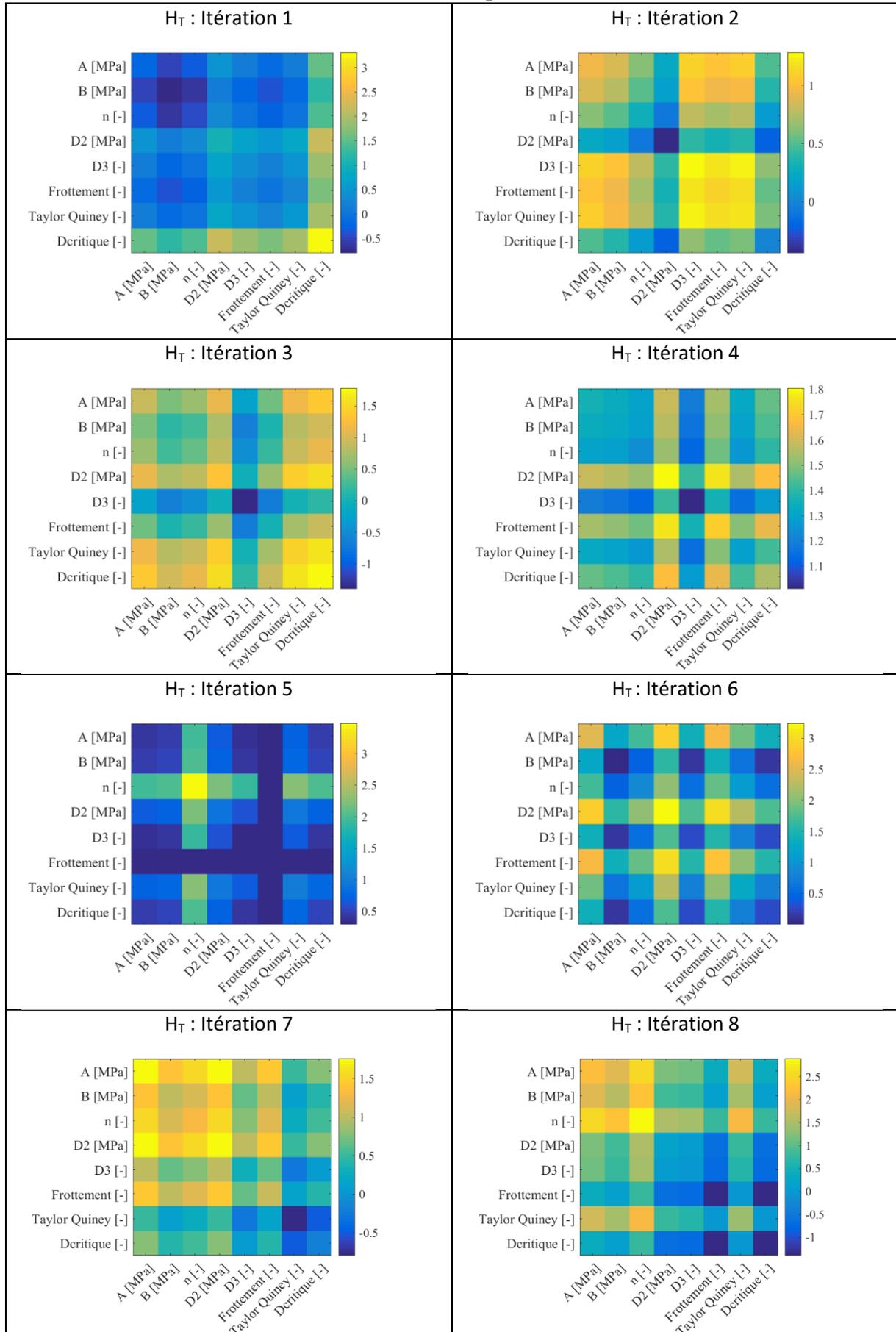


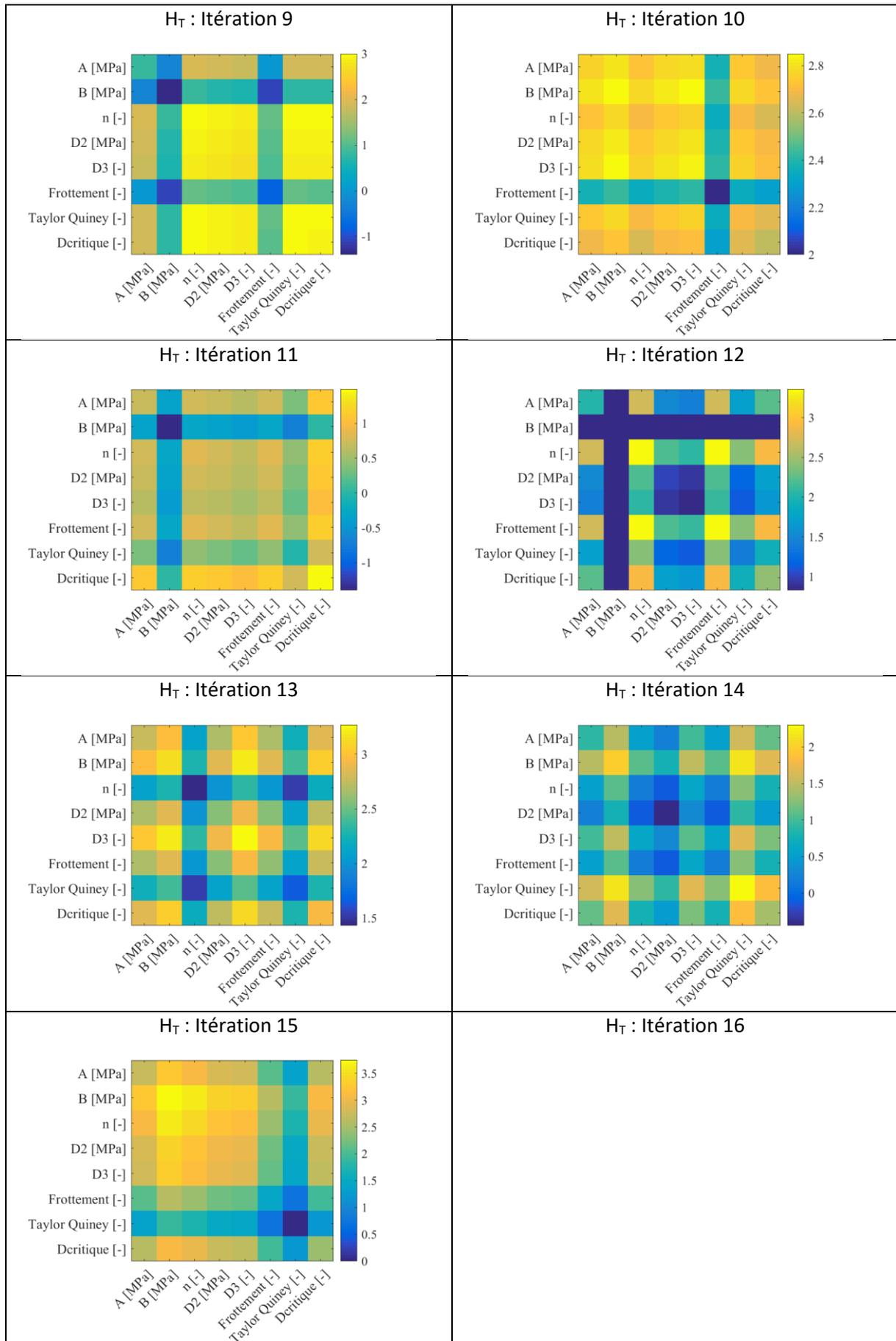
8.4.5.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe





8.4.5.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

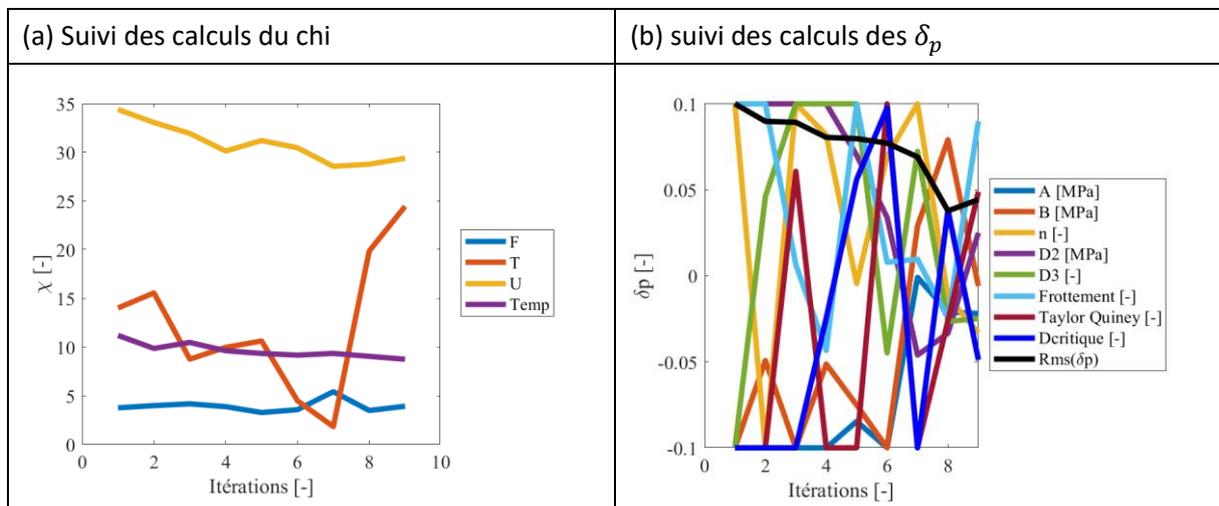




8.4.6 Séquence expérimental 6 : un feston étudié, $V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

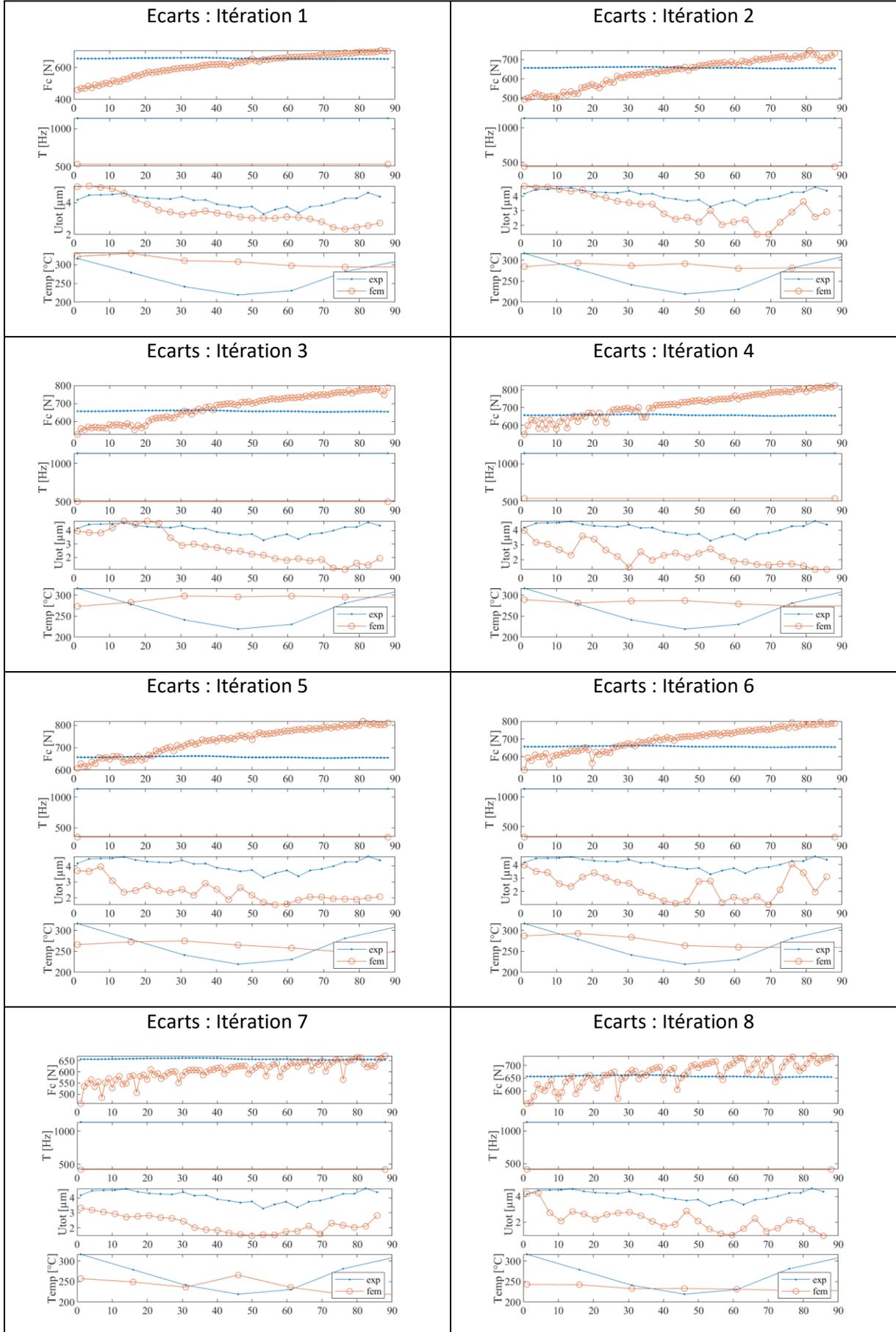
8.4.6.1 Données globales du calcul

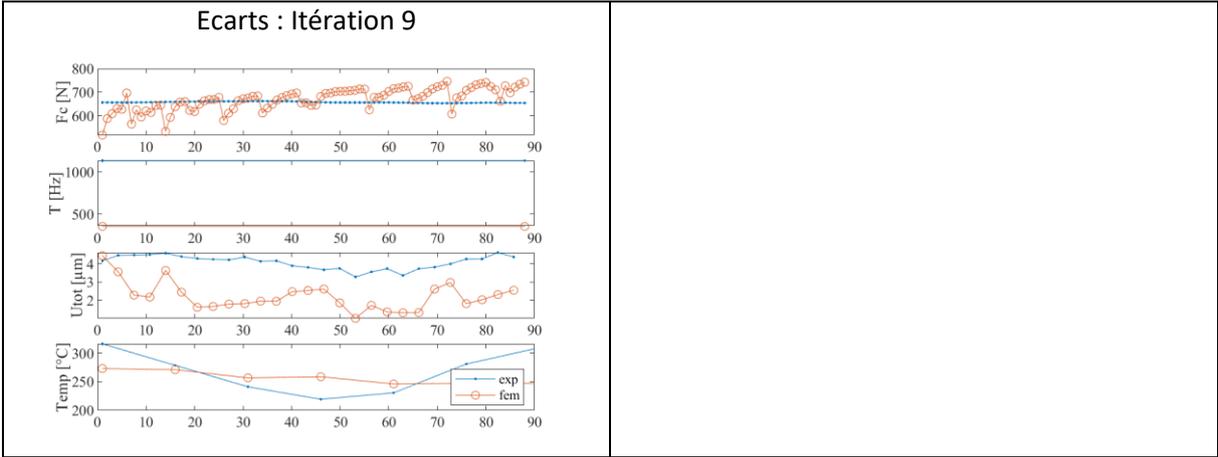
Conditions de coupe	$V_c = 10 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	30 000 Hz
f_{acq} infrarouge	6 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	88
Nombre d'images visible	26
Nombre d'images thermique	5
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	135 heures



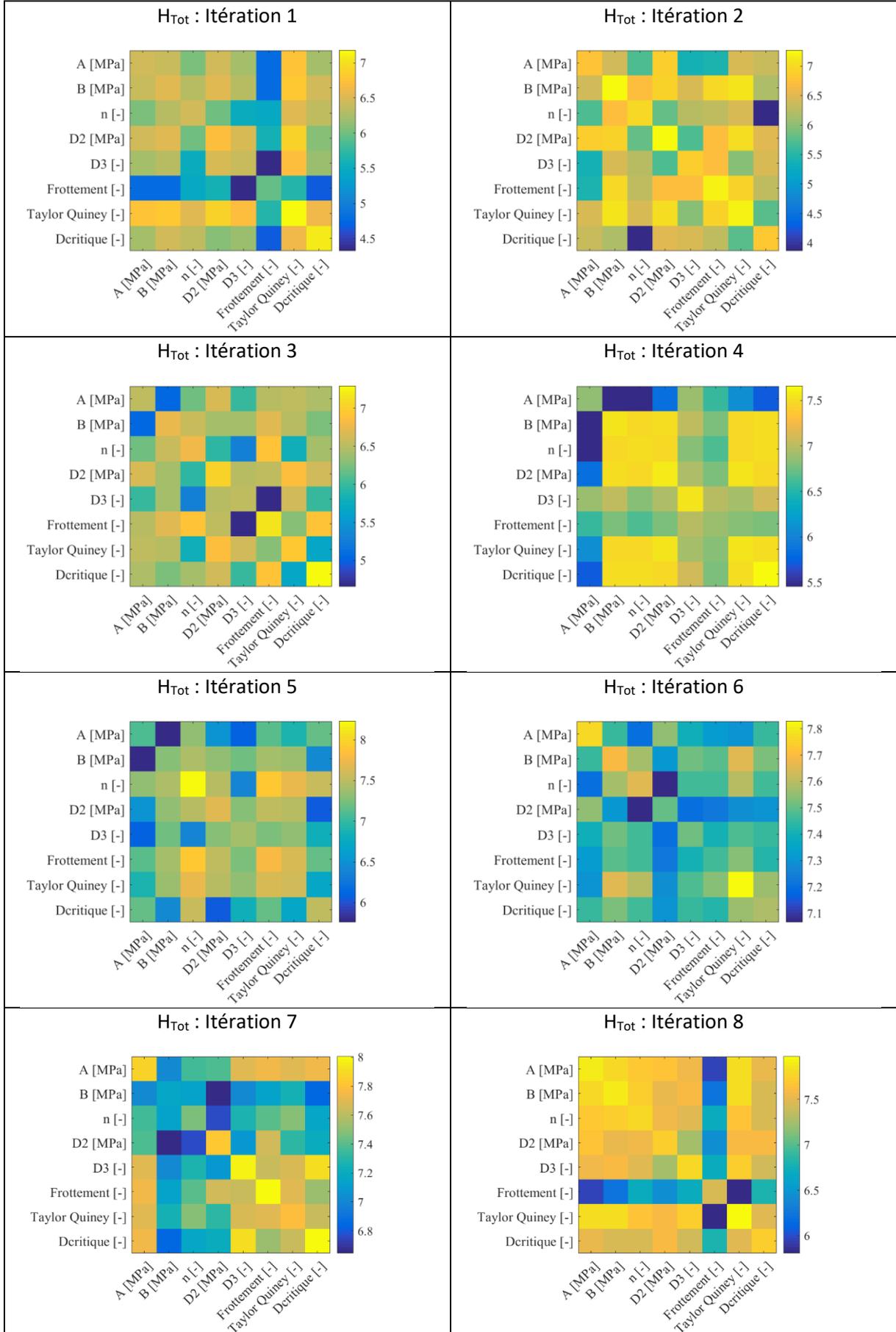
	A [MPa]	B [MPa]	n [-]	D2 [MPa]	D3 [-]	μ [-]	TQ [-]	D_{crit} [-]
Après identification (itération 8)	634	867	0.736	1.120	-1.81	0.736	0.60	0.61

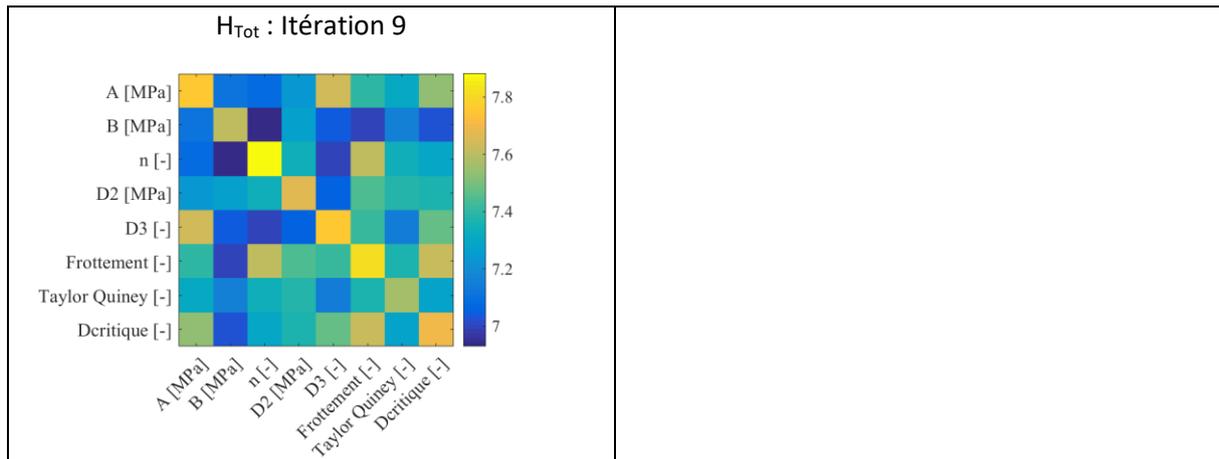
8.4.6.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation



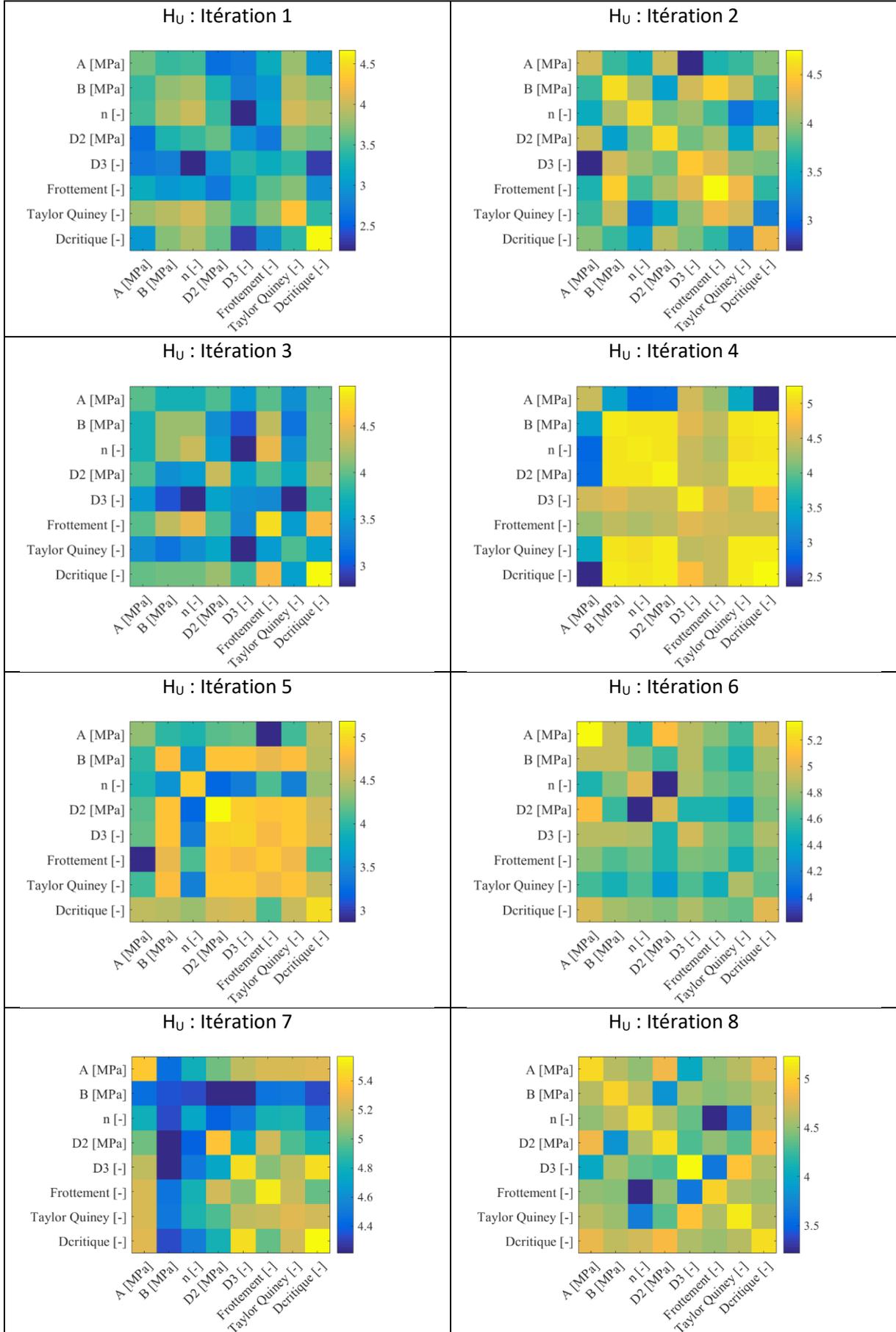


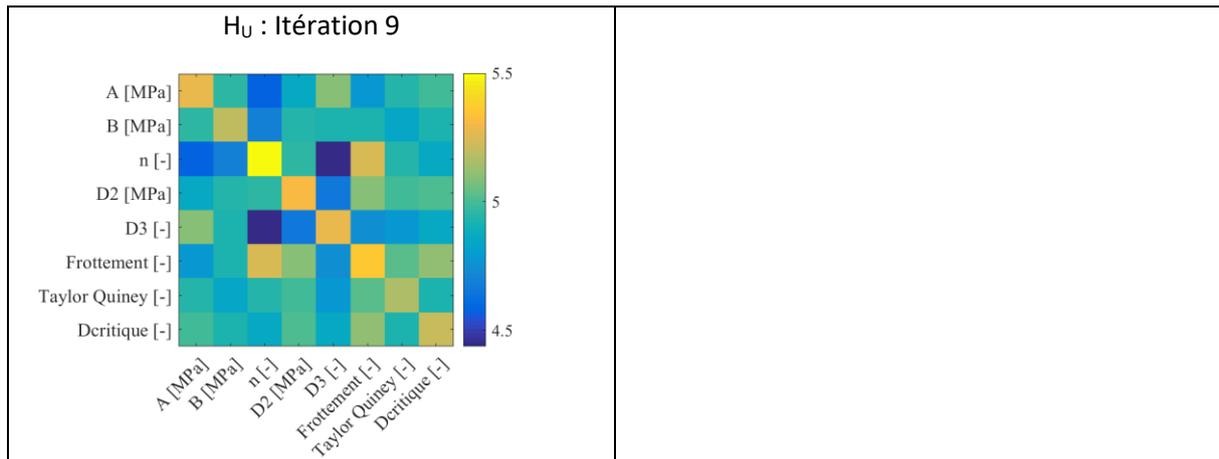
8.4.6.3 Matrices hessiennes globales



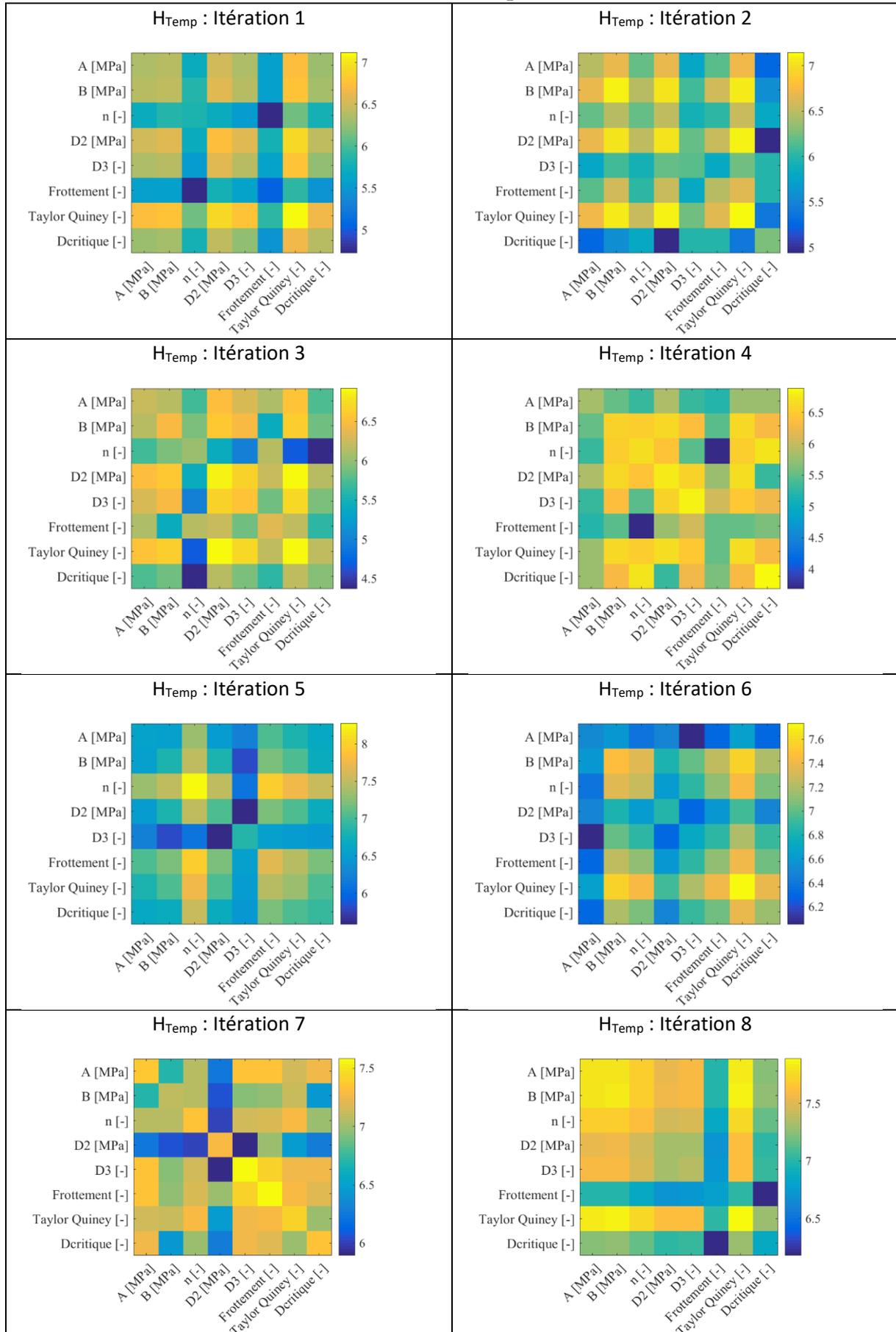


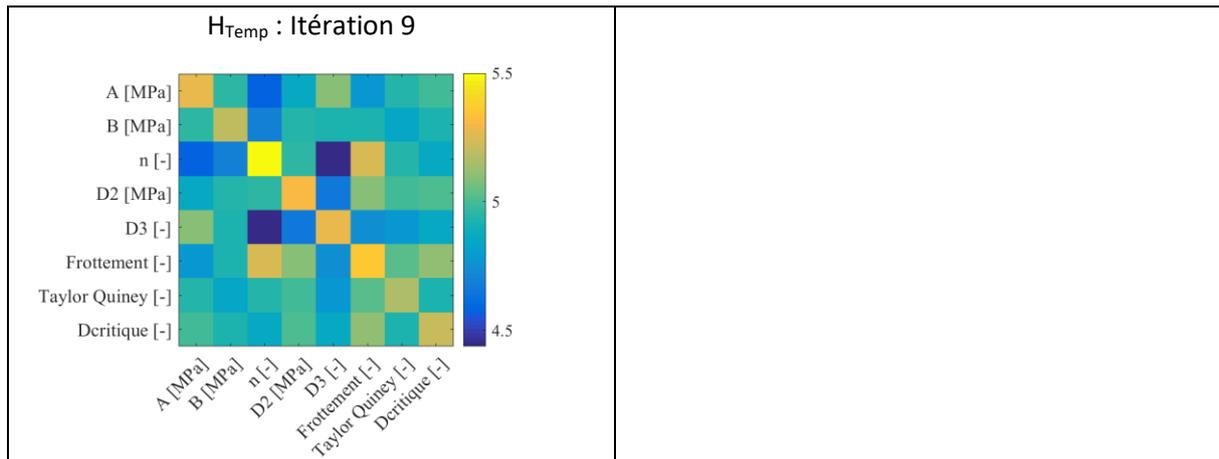
8.4.6.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements



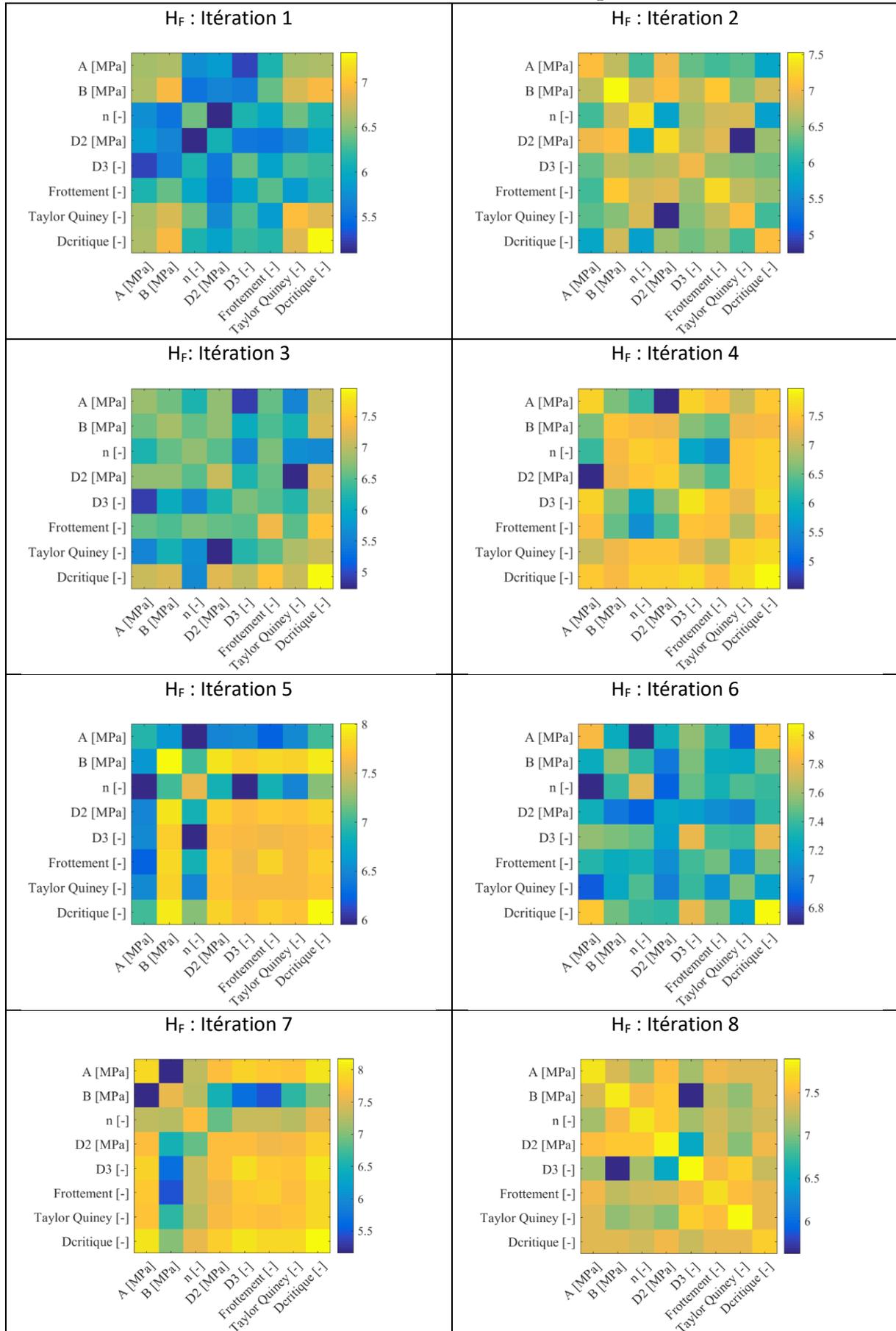


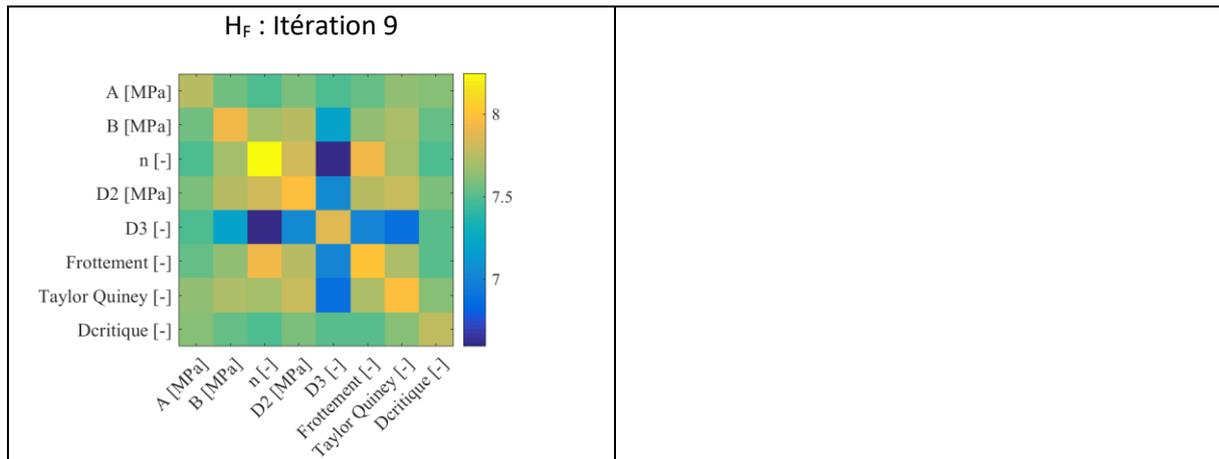
8.4.6.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures



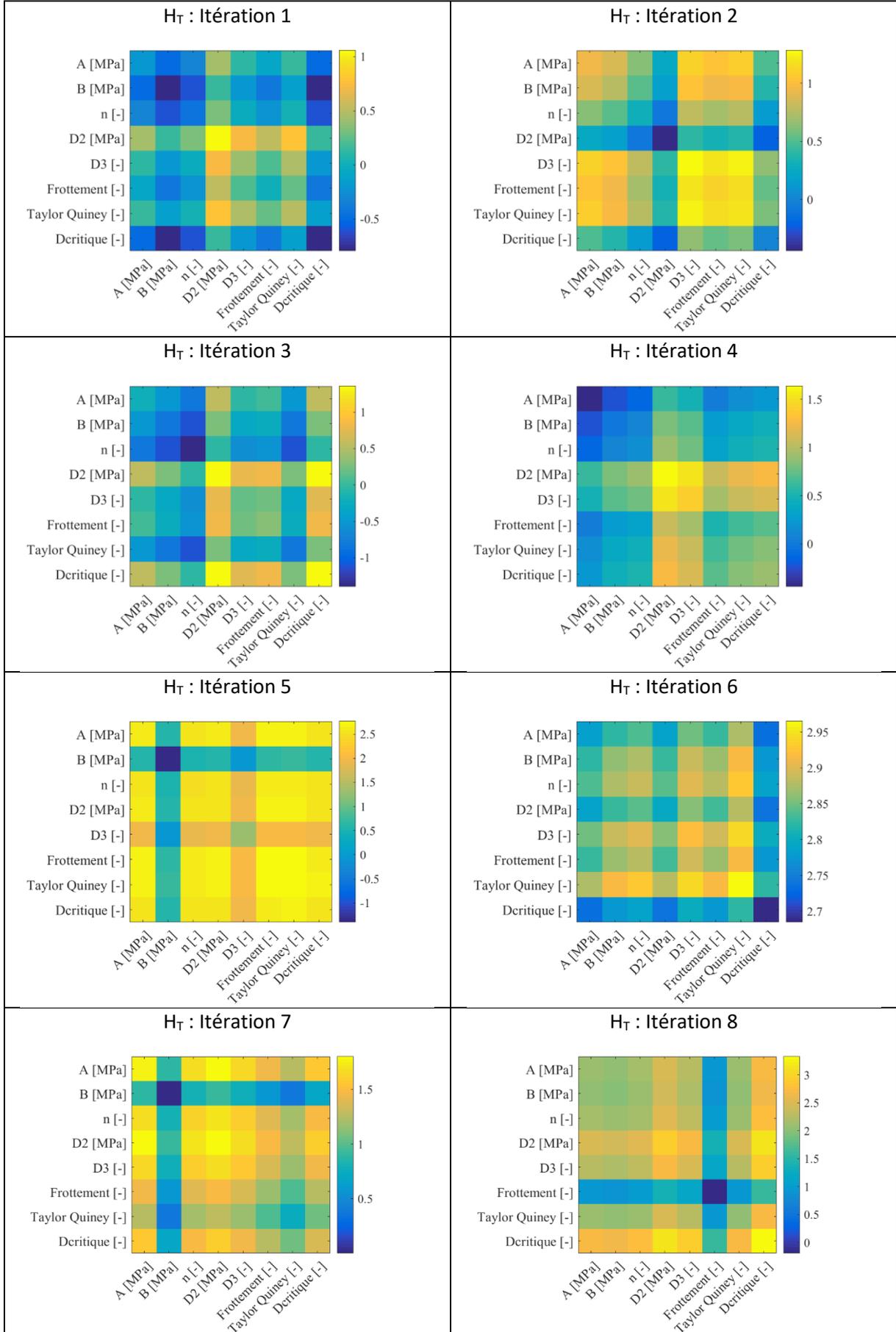


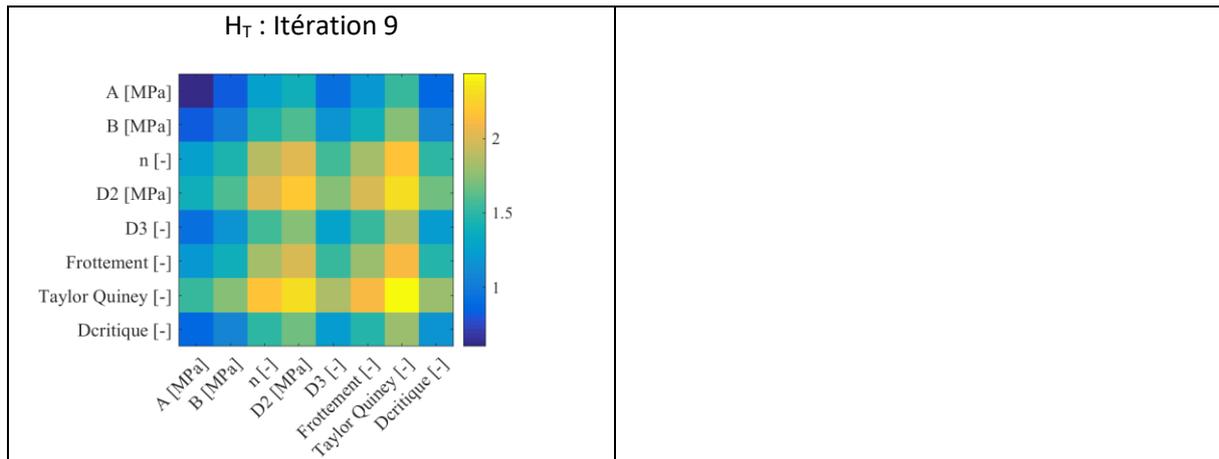
8.4.6.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe





8.4.6.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement

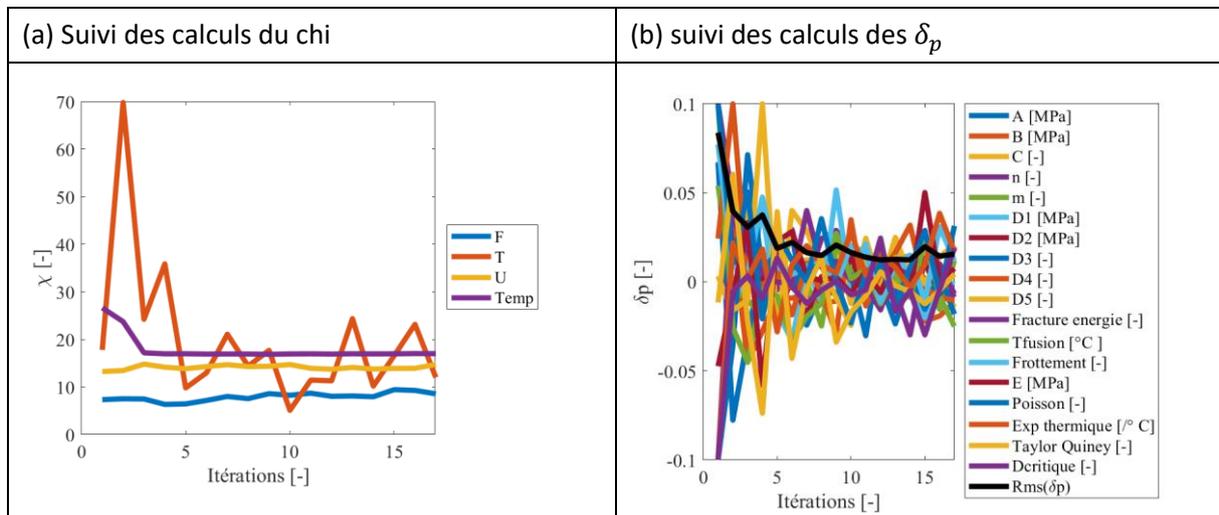




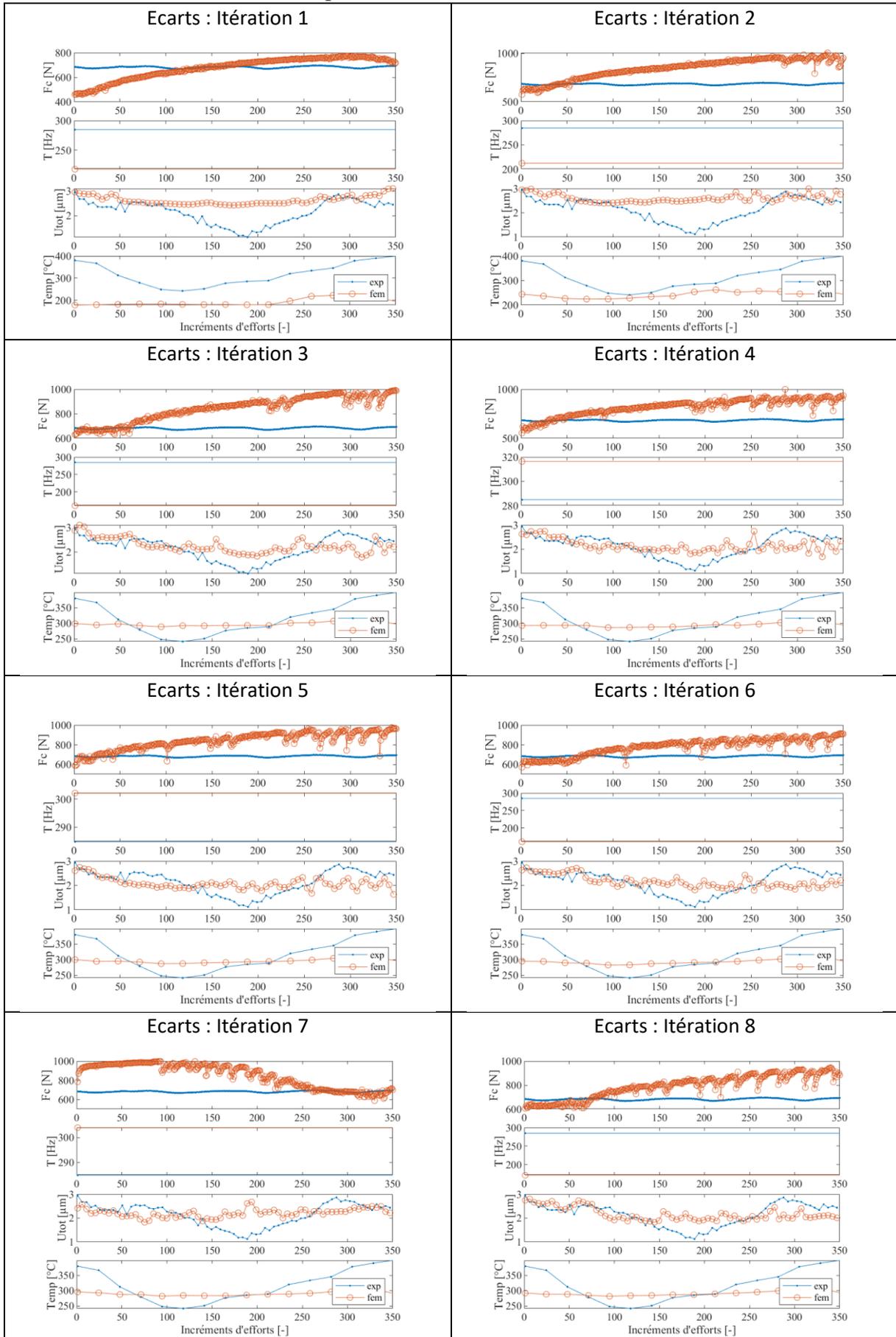
8.4.7 Identification de 18 paramètres: un feston étudié, $V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$

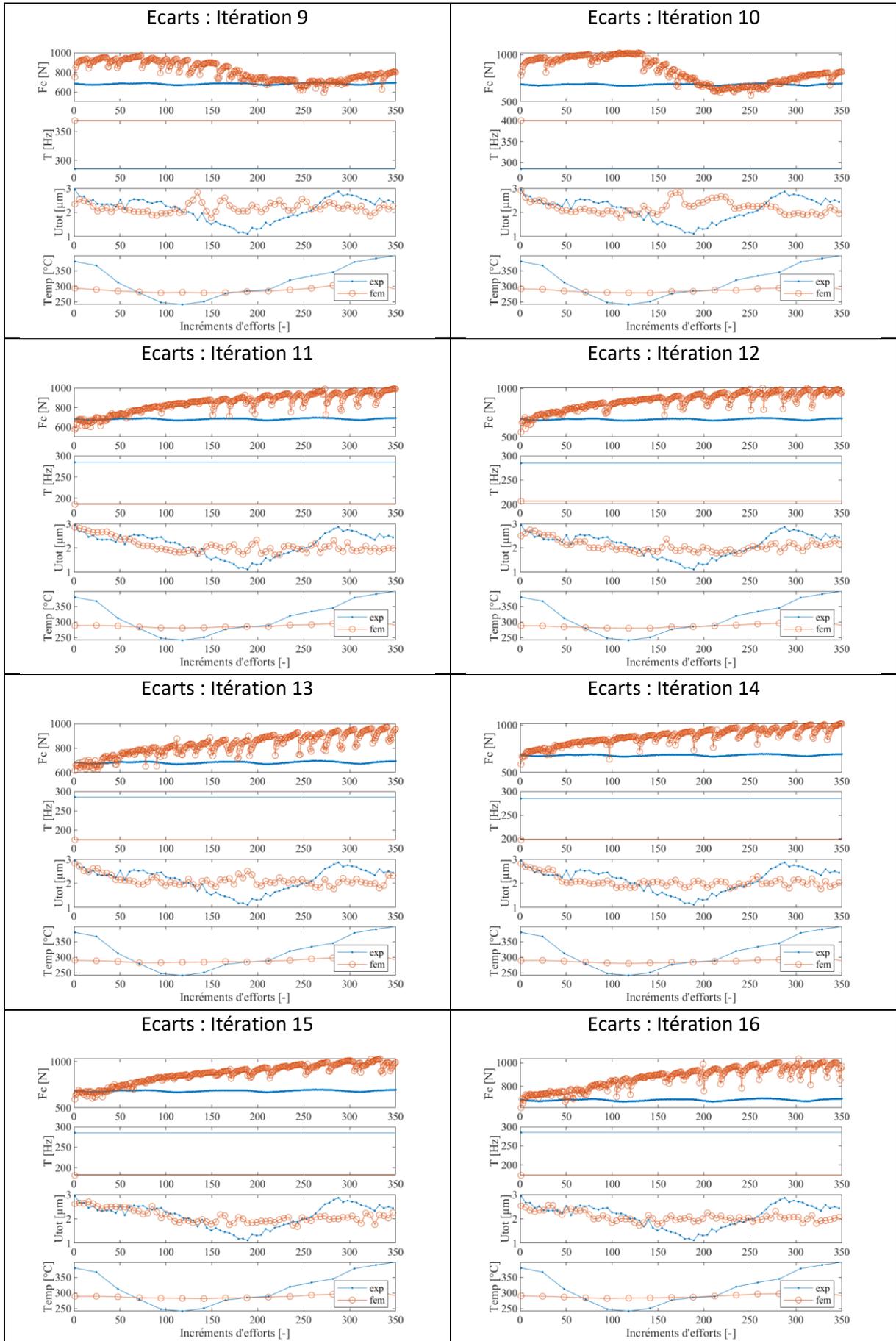
8.4.7.1 Données globales du calcul

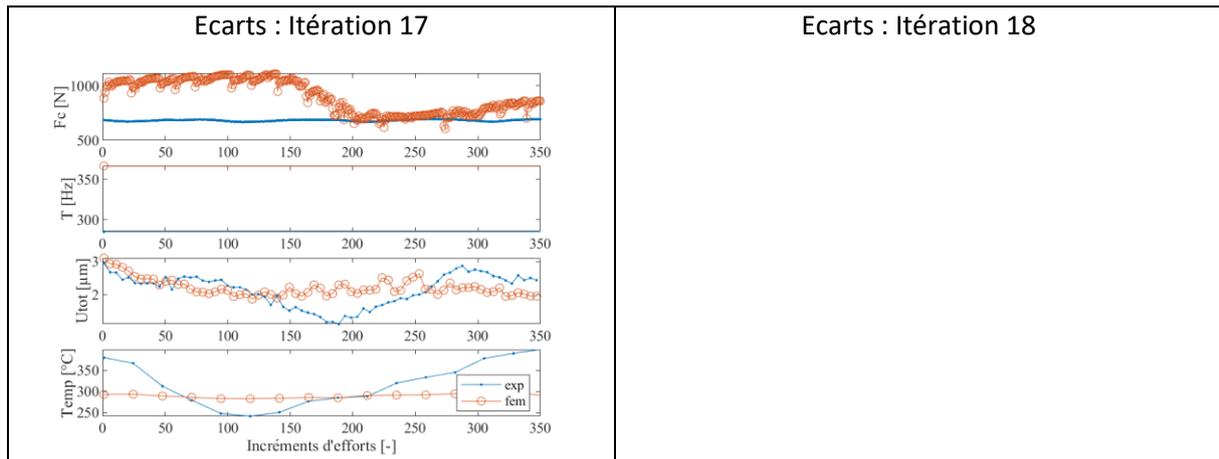
Conditions de coupe	$V_c = 4 \text{ m.min}^{-1}$; $h = 0.1 \text{ mm}$
f_{acq} visible	20 000 Hz
f_{acq} infrarouge	4 000 Hz
f_{acq} effort	100 000 Hz
Nombre d'incréments d'effort	351
Nombre d'images visible	71
Nombre d'images thermique	15
σ_F	40 N
σ_u	0.16 μm
σ_{Temp}	8 $^{\circ}\text{C}$
σ_T	0.00002 Hz
Temps de calcul total	391 heures
Remarques	Utilisation de 192 cœurs pour paralléliser les simulation directes



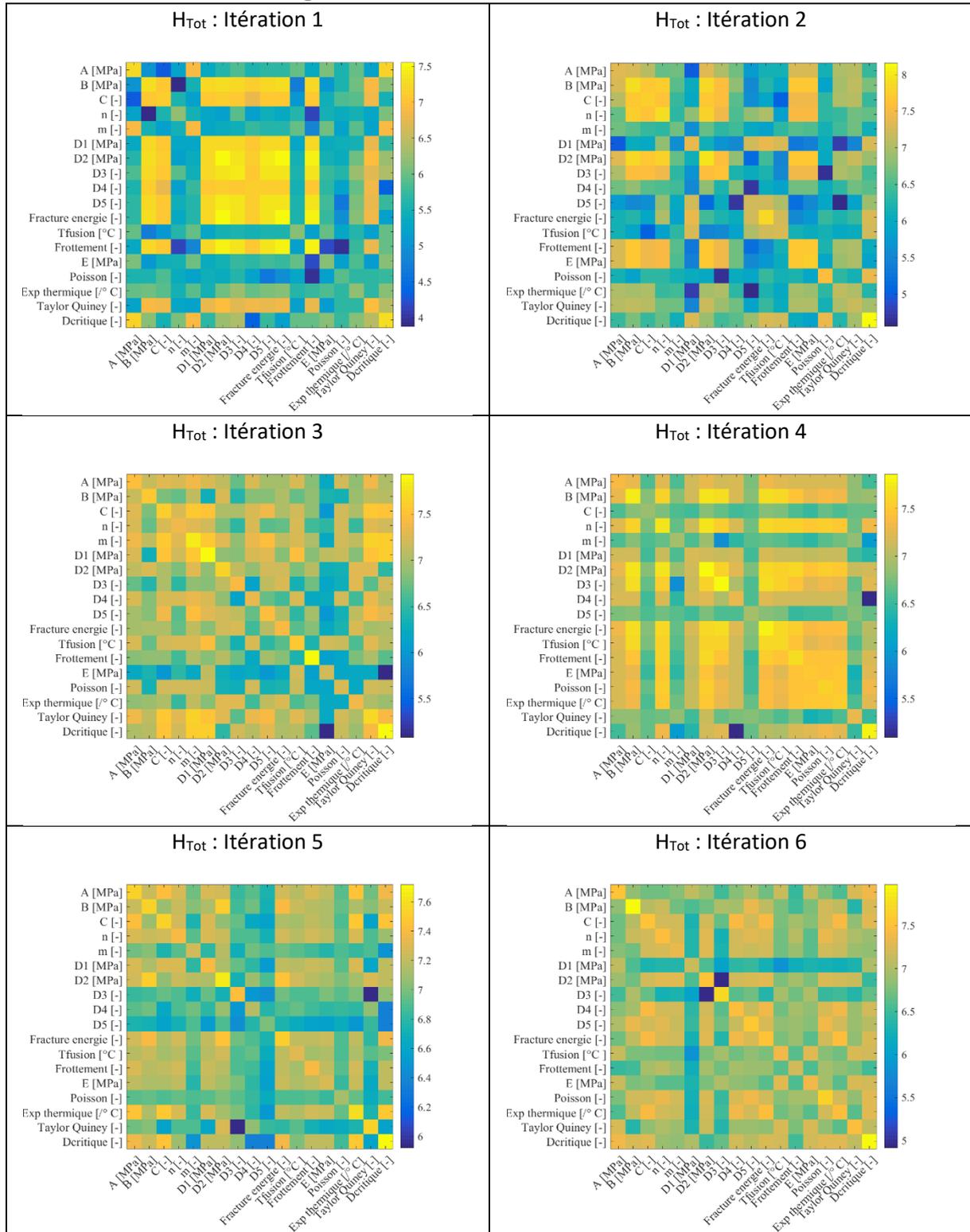
8.4.7.2 Suivi des écarts entre l'expérimentation et la simulation

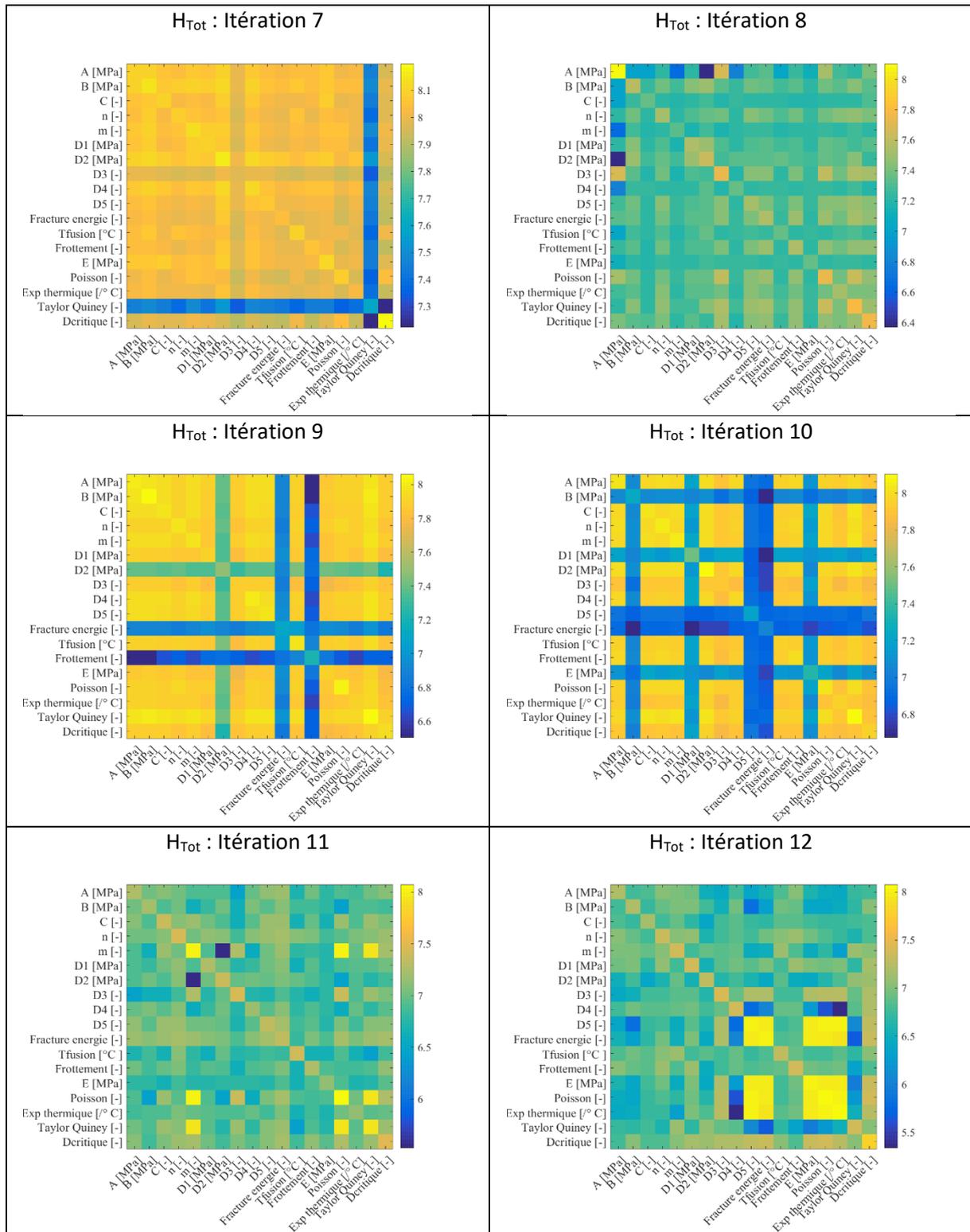


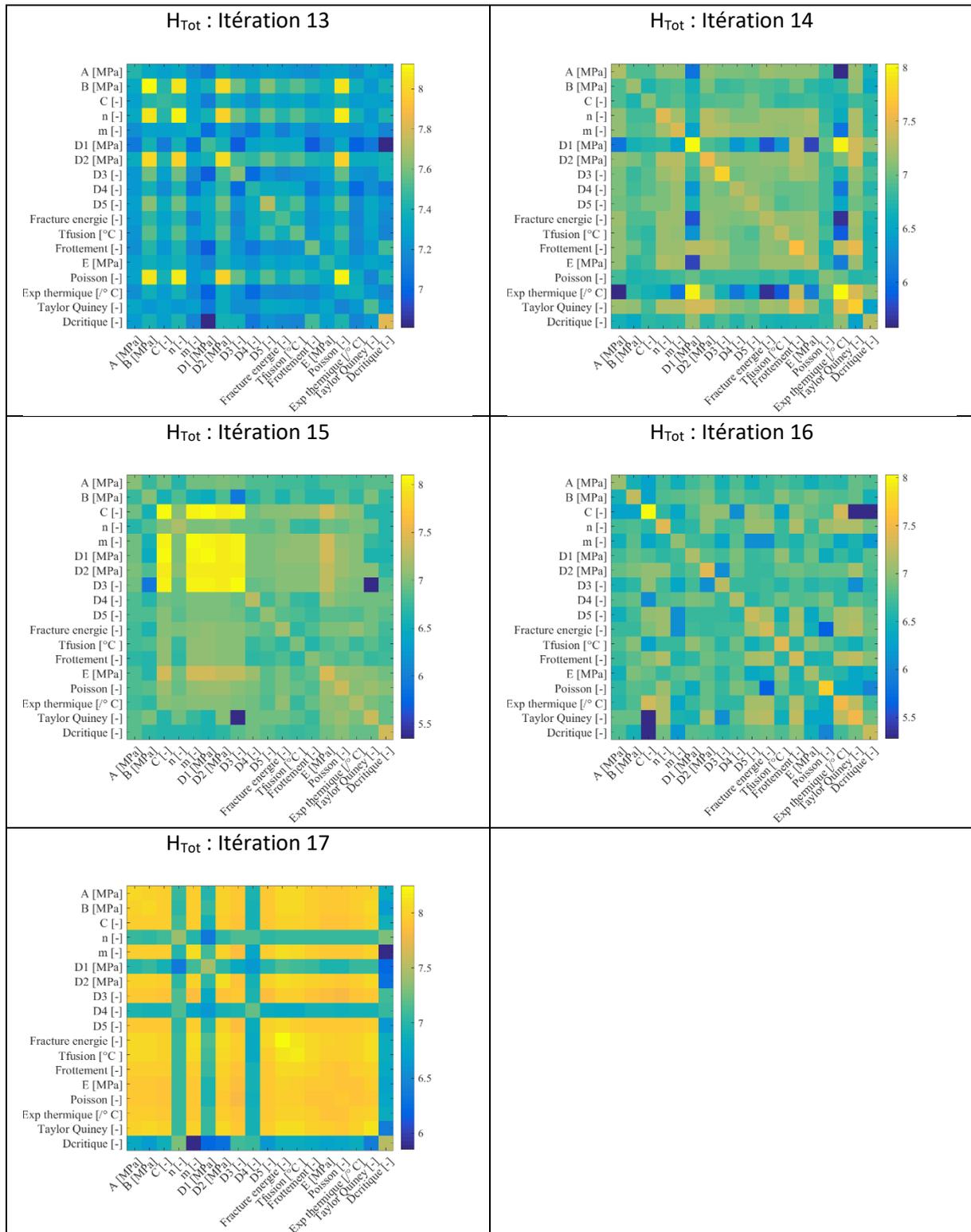




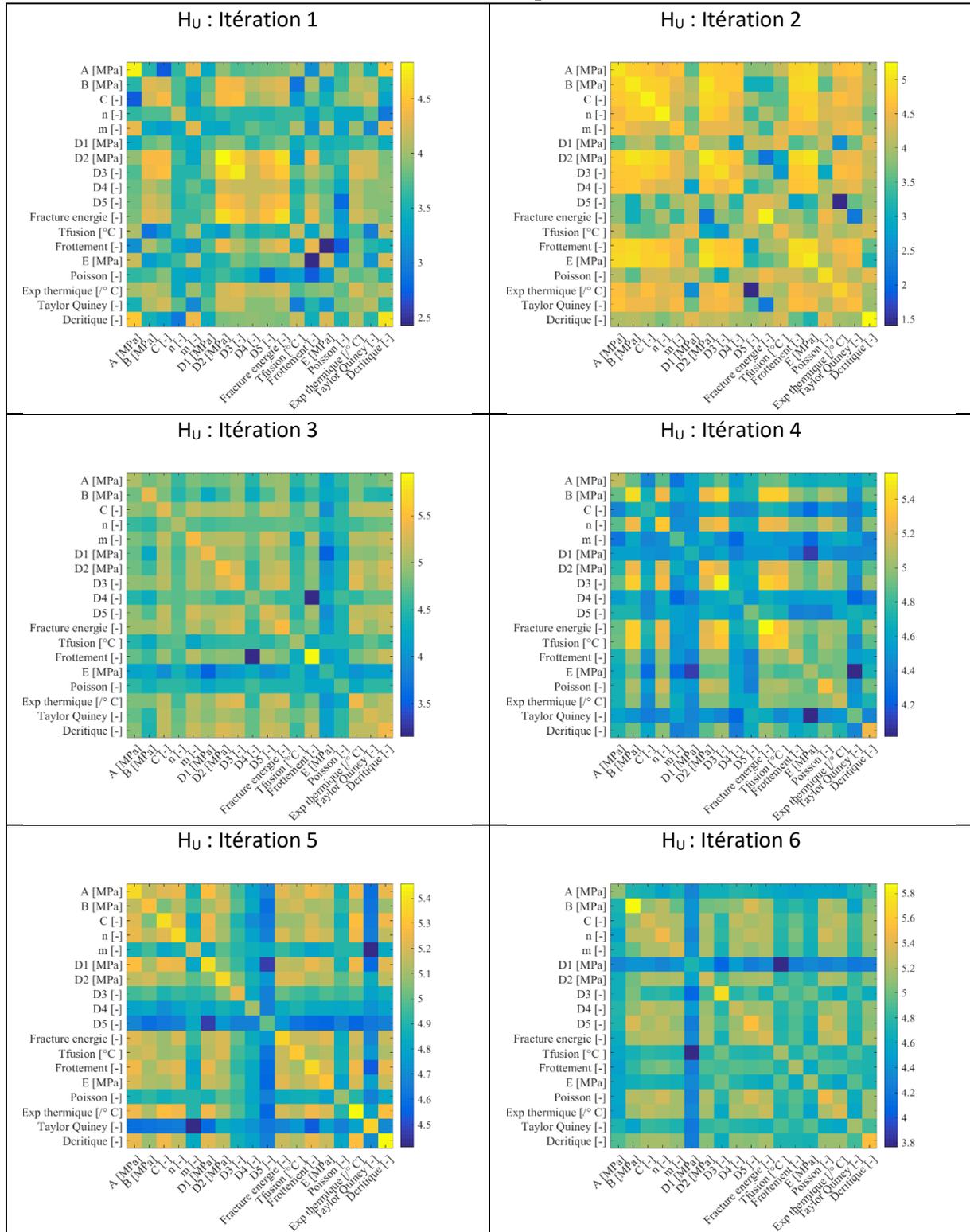
8.4.7.3 Matrices hessiennes globales

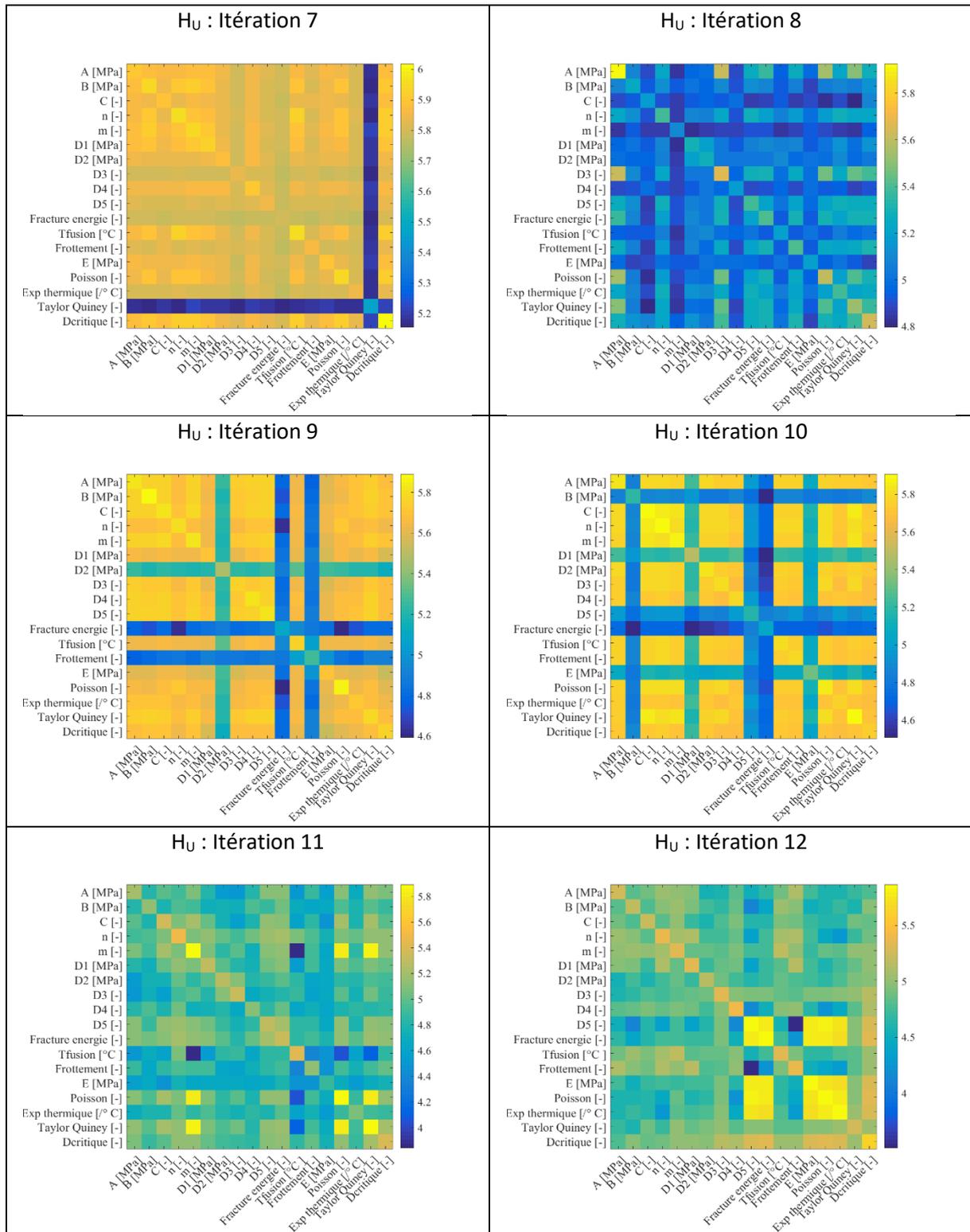


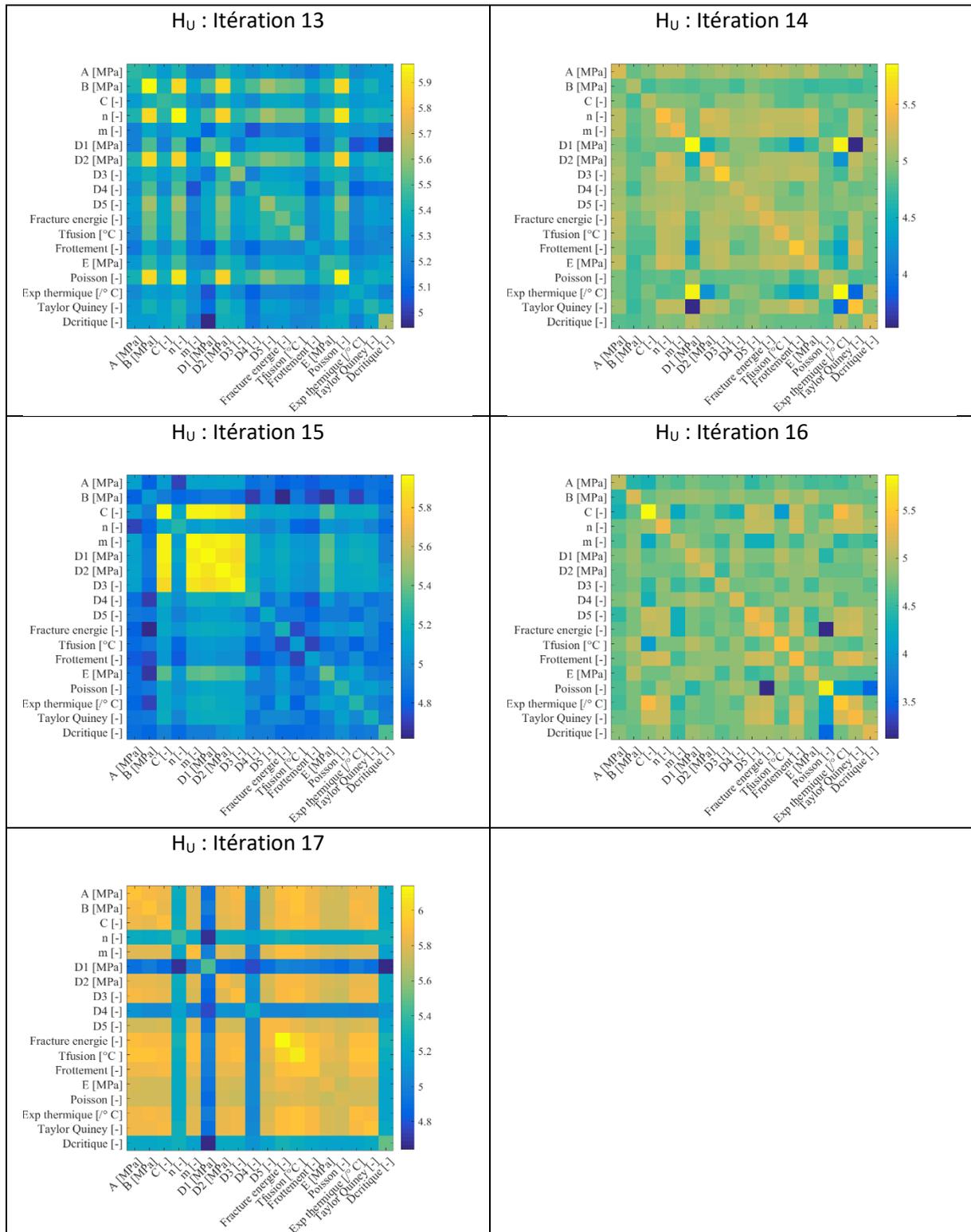




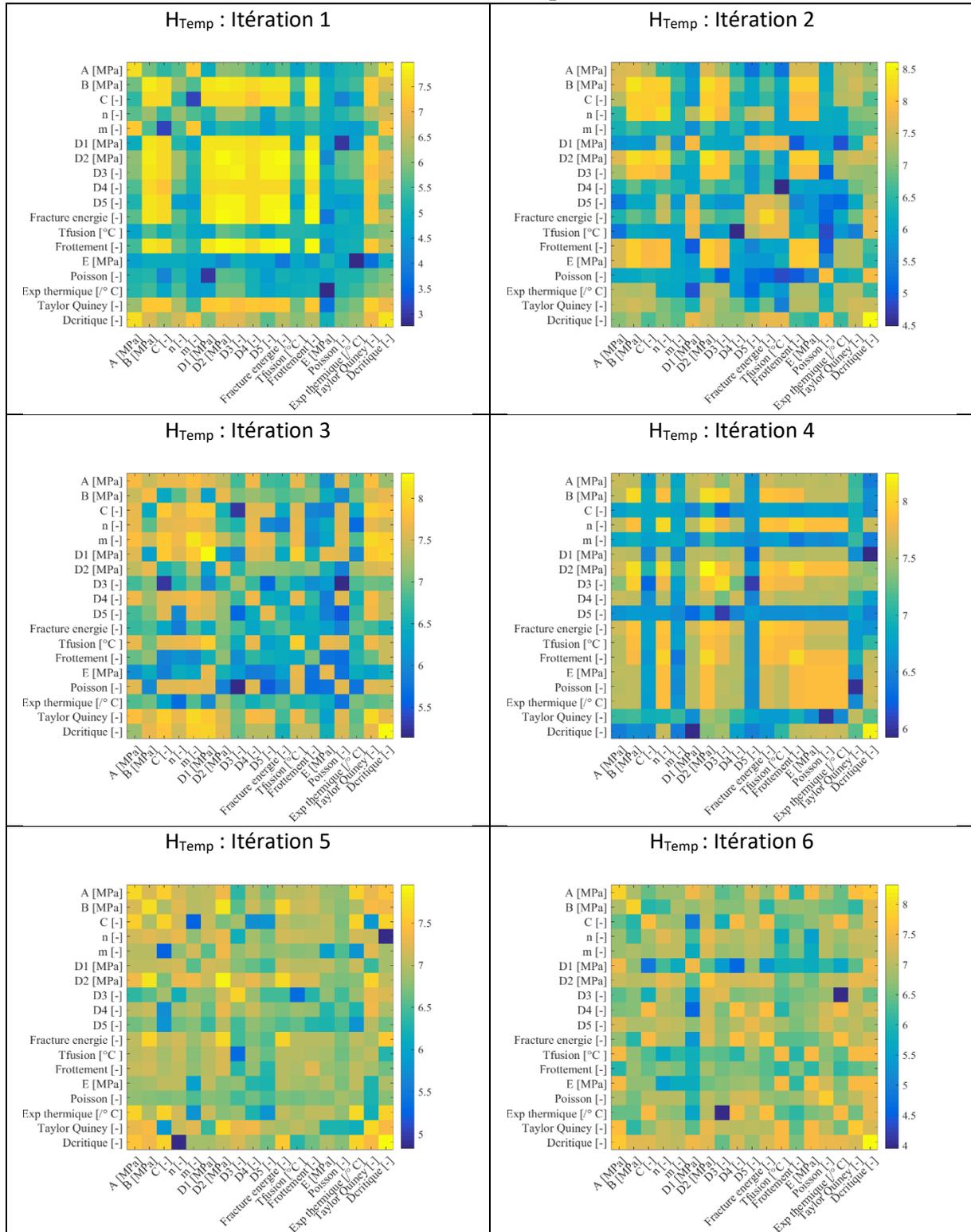
8.4.7.4 Matrices hessiennes de la mesurande des déplacements

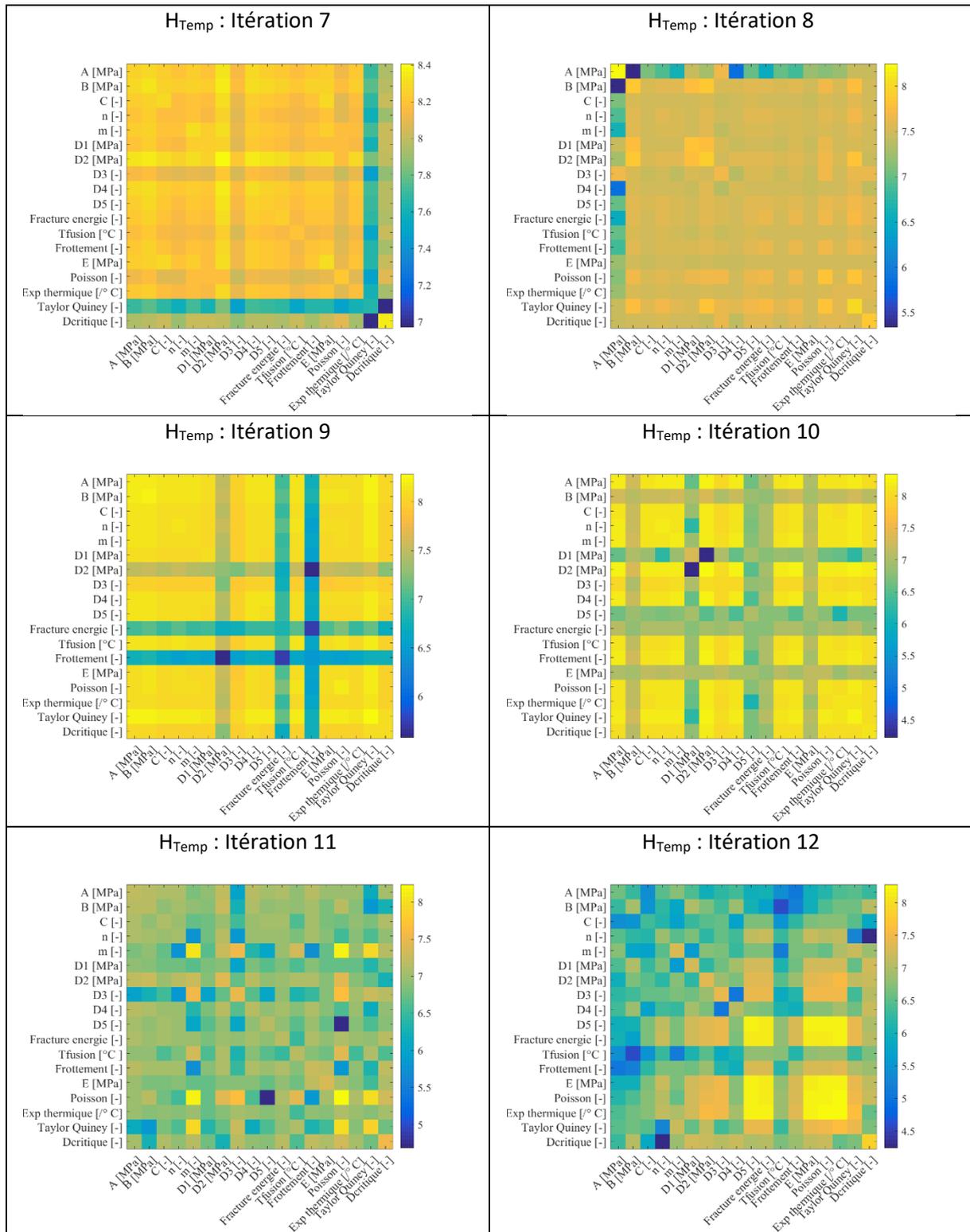


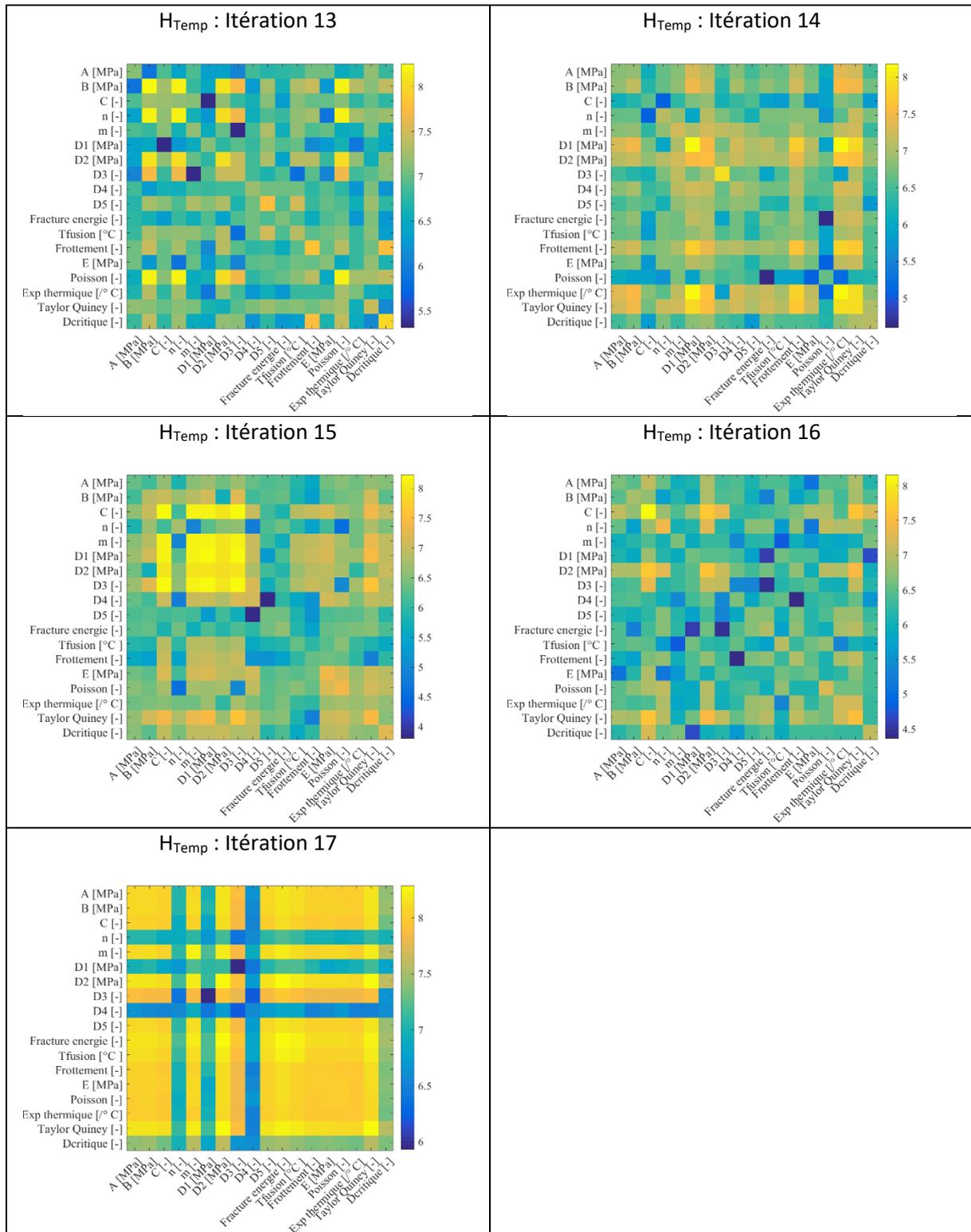




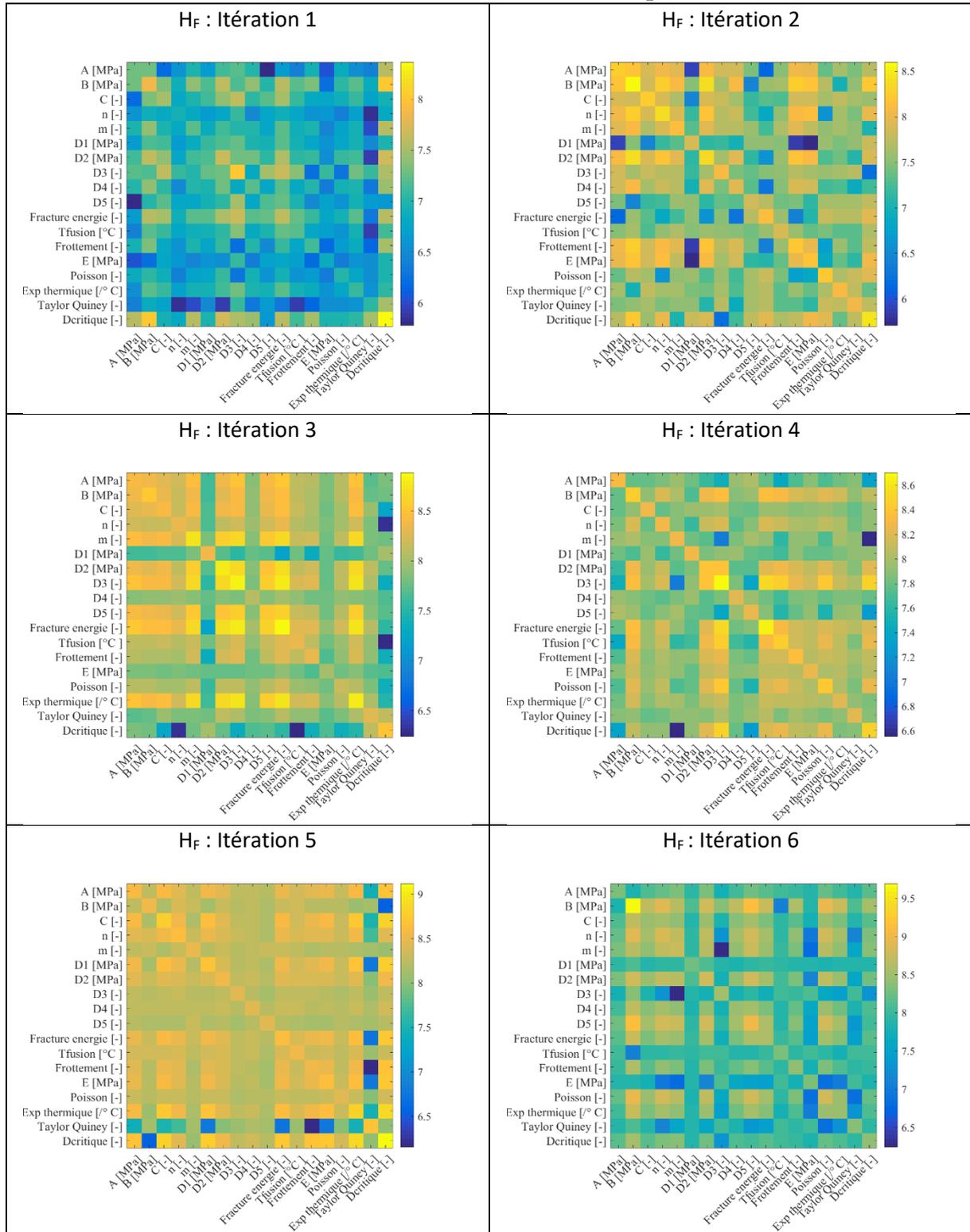
8.4.7.5 Matrices hessiennes de la mesurande des températures

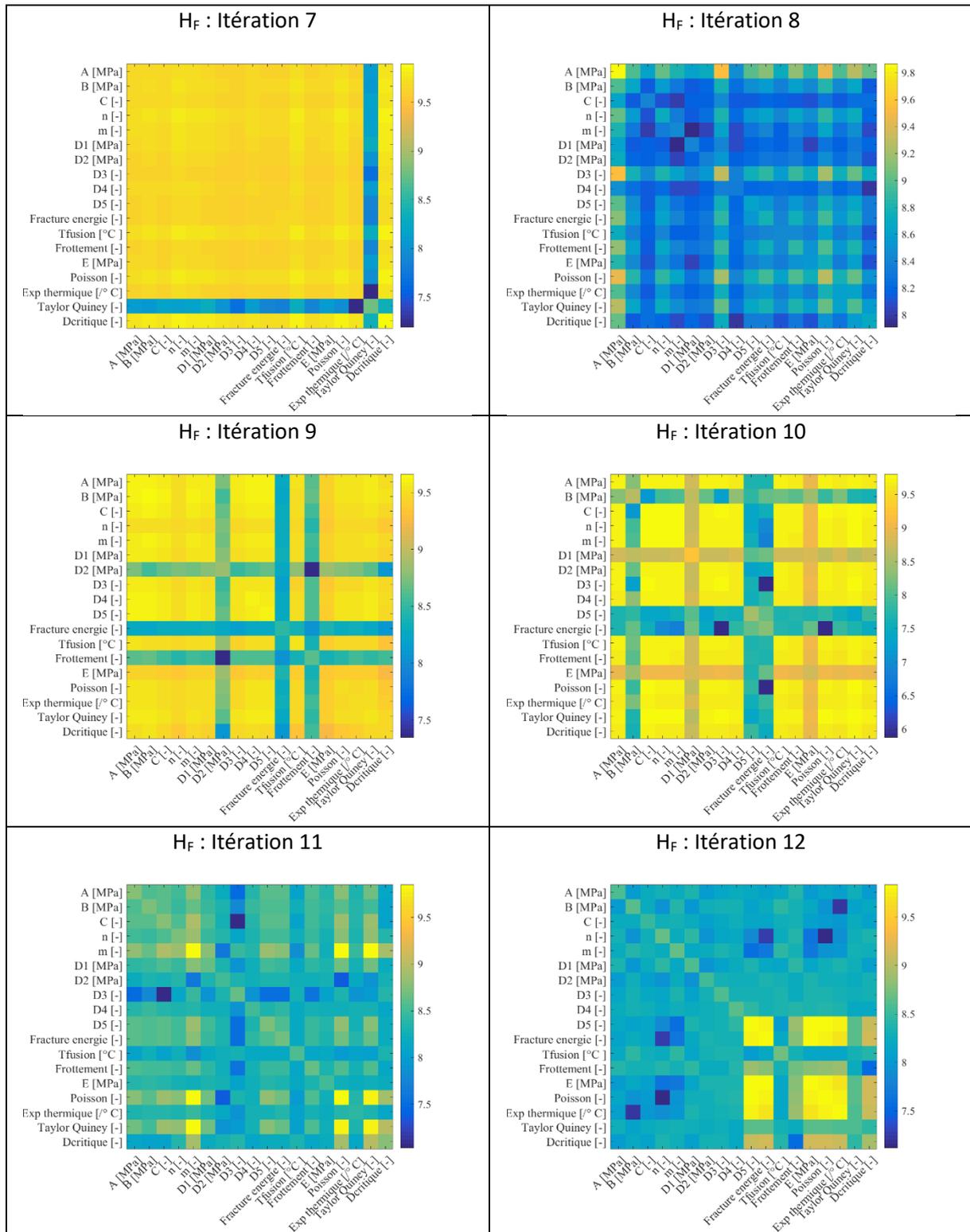


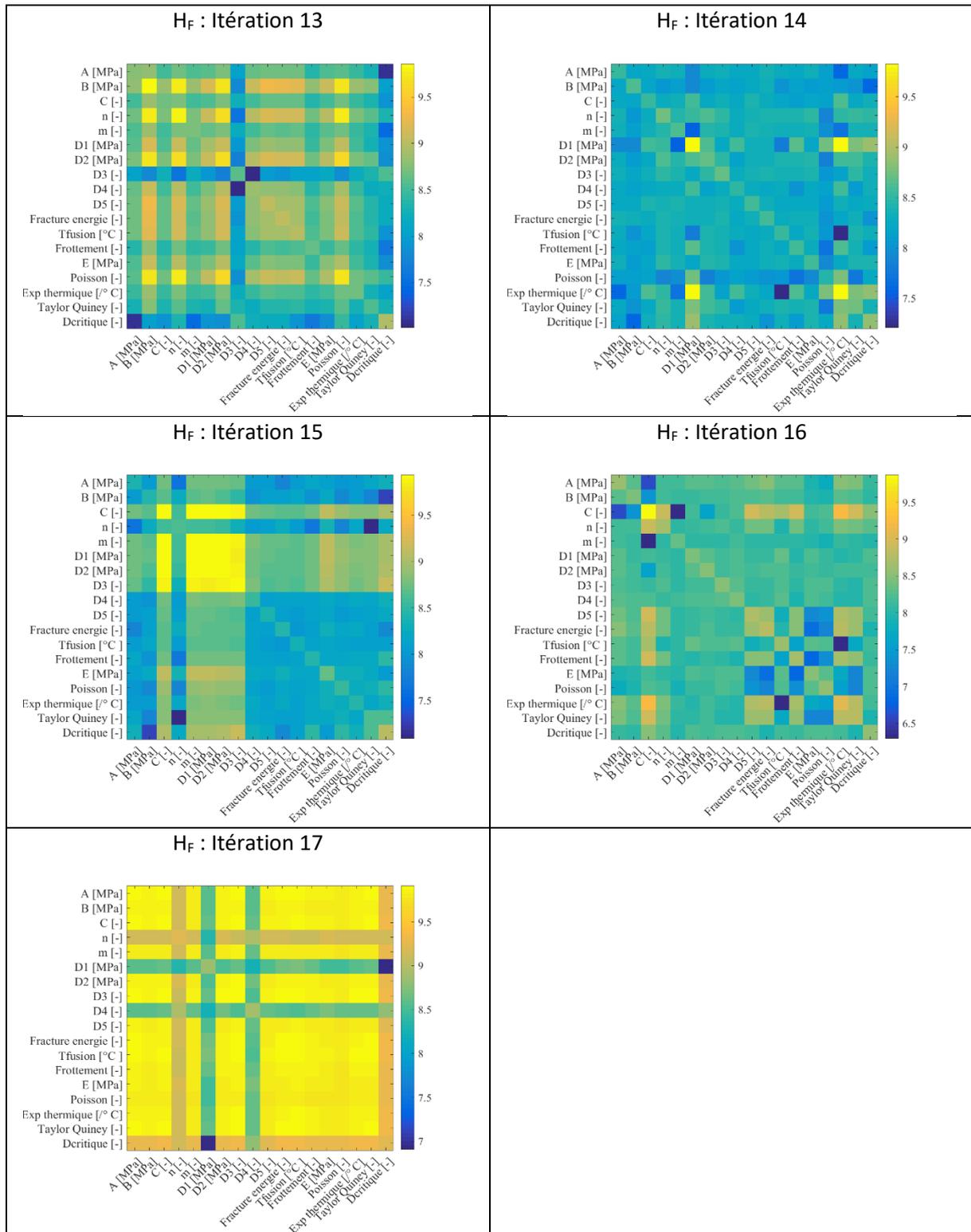




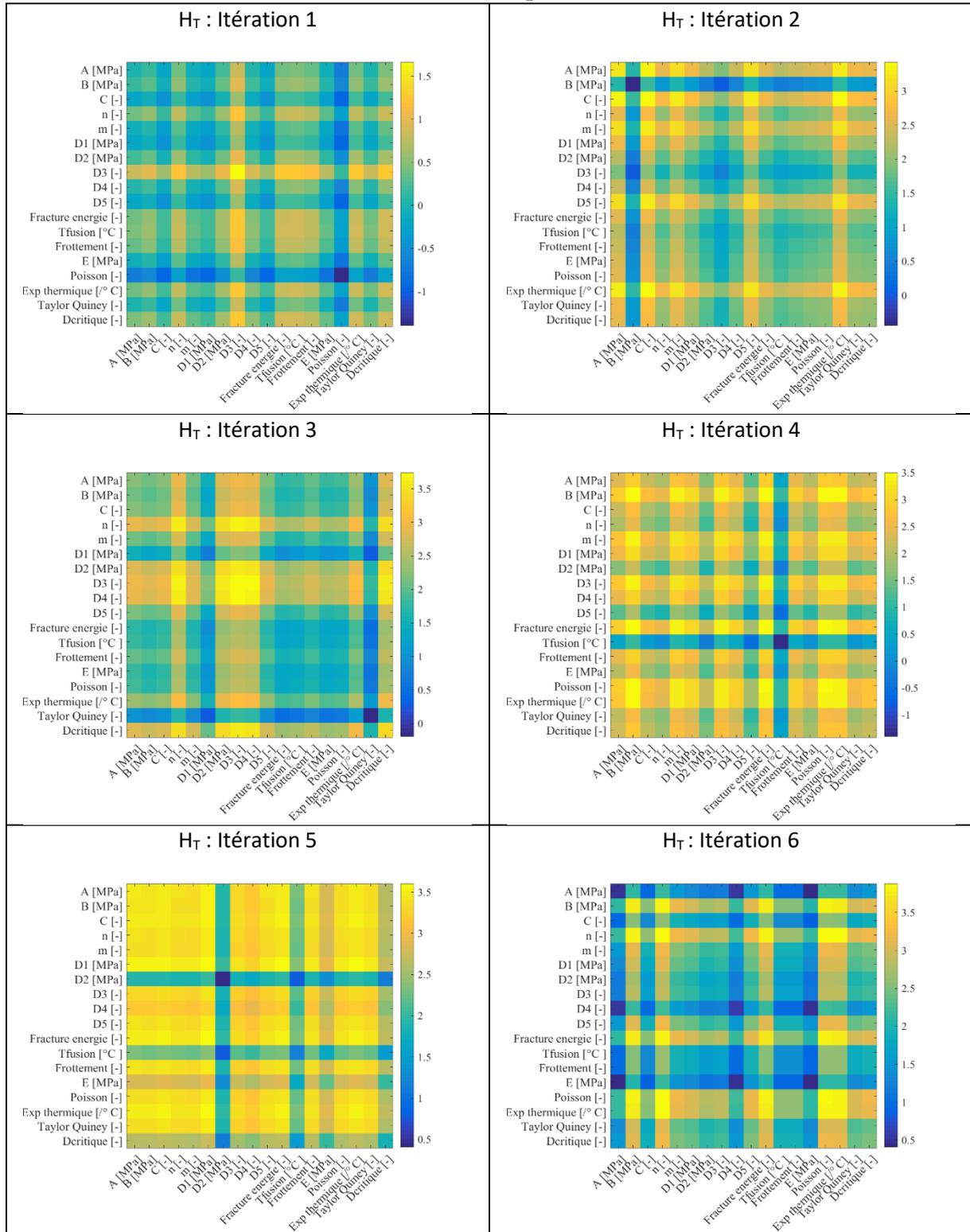
8.4.7.6 Matrices hessiennes de la mesurande des efforts de coupe

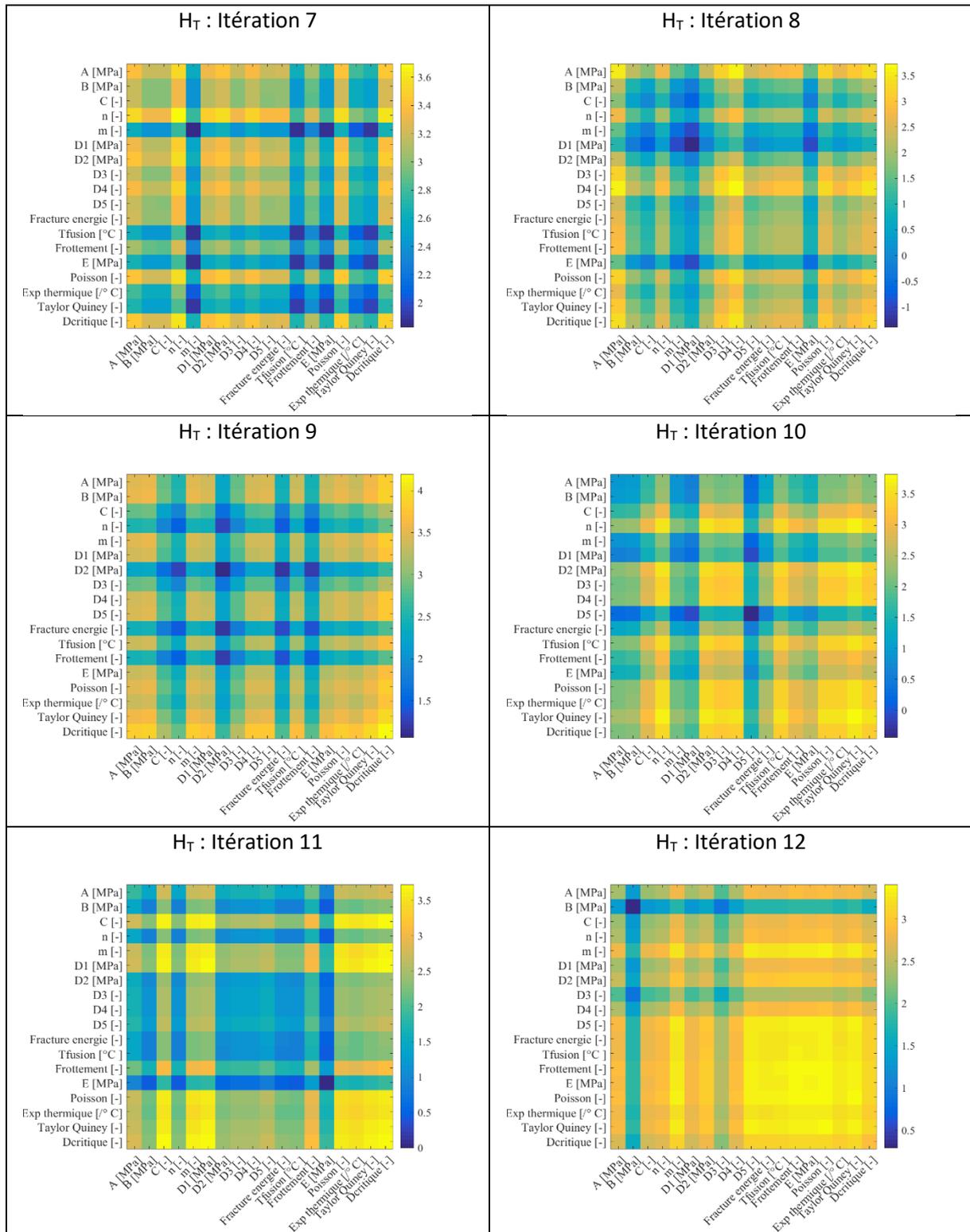


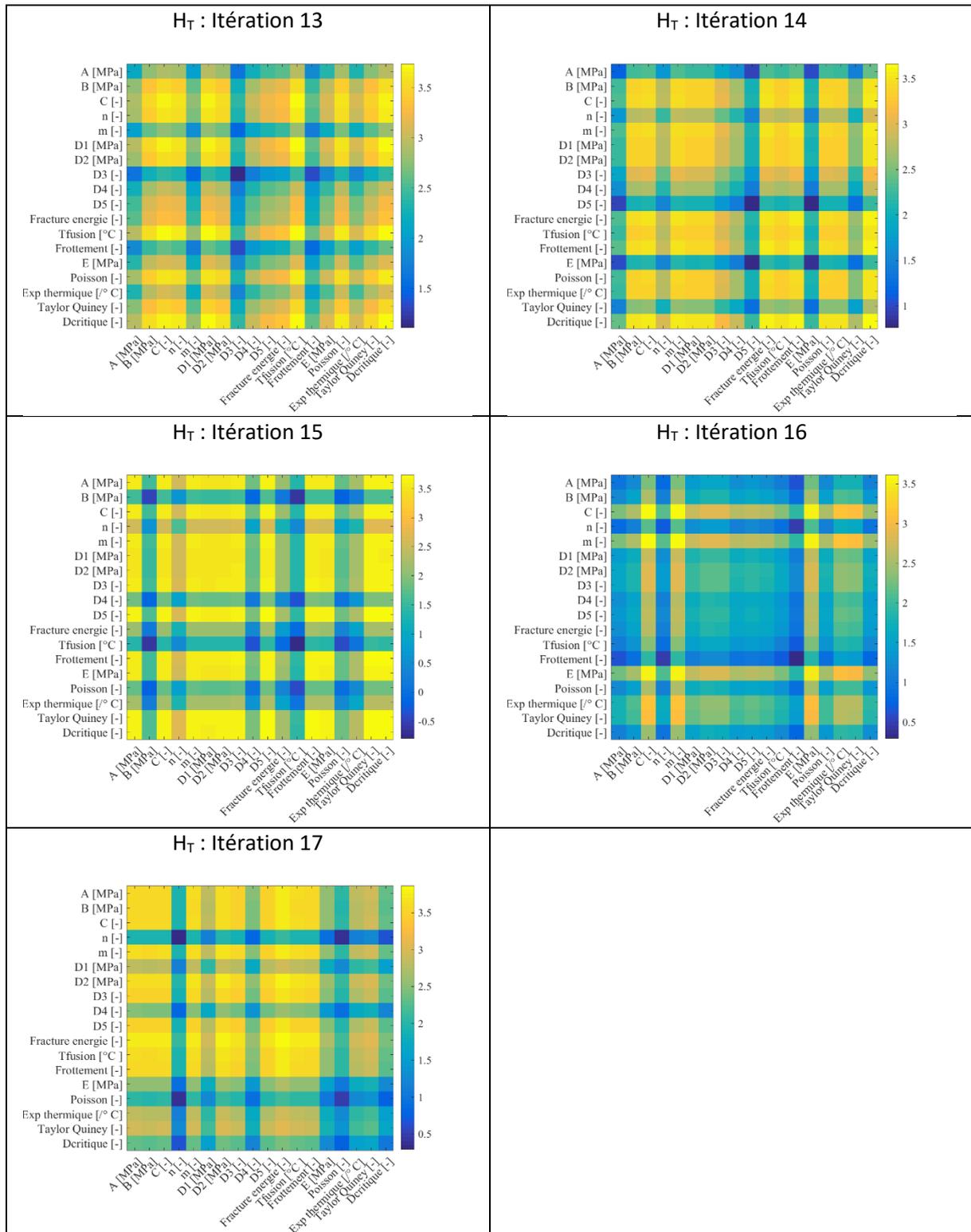




8.4.7.7 Matrices hessiennes de la mesurande de la période de festonnement







9 Références

- Abdelhafeez, A.M. *et al.* (2016) 'A Coupled Eulerian Lagrangian Finite Element Model of Drilling Titanium and Aluminium Alloys', *SAE International Journal of Aerospace*, 9(1), pp. 198–207. Available at: <https://doi.org/10.4271/2016-01-2126>.
- Agmell, M., Ahadi, A. and Ståhl, J.-E. (2014) 'Identification of plasticity constants from orthogonal cutting and inverse analysis', *Mechanics of Materials*, 77, pp. 43–51. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.mechmat.2014.07.005>.
- Akarca, S.S. *et al.* (2008) 'Deformation behaviour of aluminium during machining: Modelling by Eulerian and smoothed-particle hydrodynamics methods', *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L: Journal of Materials: Design and Applications*, 222(3), pp. 209–221. Available at: <https://doi.org/10.1243/14644207JMDA187>.
- Alaruri, S., Bianchini, L. and Brewington, A. (1998) 'Effective spectral emissivity measurements of superalloys and YSZ thermal barrier coating at high temperatures using a 1.6 m single wavelength pyrometer', *Optics and Lasers in Engineering*, p. 15.
- Alasli, A., Fujita, R. and Nagano, H. (2022) 'Thermophysical Properties Mapping of Composites by Lock-in Thermography: Applications on Carbon Fiber Reinforced Plastics', *International Journal of Thermophysics*, 43(12), p. 176. Available at: <https://doi.org/10.1007/s10765-022-03109-7>.
- Ambrosio, D. *et al.* (2022) 'A new damage evolution criterion for the coupled Eulerian-Lagrangian approach: Application to three-dimensional numerical simulation of segmented chip formation mechanisms in orthogonal cutting', *Journal of Manufacturing Processes*, 73, pp. 149–163. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2021.10.062>.
- Ambrosio, D. *et al.* (2023) 'Towards material flow prediction in friction stir welding accounting for mechanisms governing chip formation in orthogonal cutting', *Journal of Manufacturing Processes*, 85, pp. 450–465. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2022.11.047>.
- Aridhi, A. *et al.* (2022) 'Comparison of the CEL and ALE approaches for the simulation of orthogonal cutting of 15-5PH and 42CrMo4 materials', *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture*, p. 095440542211363. Available at: <https://doi.org/10.1177/09544054221136390>.
- Arrazola, P.-J. *et al.* (2015) 'Metal cutting experiments and modelling for improved determination of chip/tool contact temperature by infrared thermography', *CIRP Annals*, 64(1), pp. 57–60. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2015.04.061>.
- Arriola, I. *et al.* (2011) 'Relationship between machinability index and in-process parameters during orthogonal cutting of steels', *CIRP Annals*, 60(1), pp. 93–96. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2011.03.082>.
- Augspurger, T., Bergs, T. and Döbbeler, B. (2019) 'Measurement and Modeling of Heat Partitions and Temperature Fields in the Workpiece for Cutting Inconel 718, AISI 1045, Ti6Al4V, and AlMgSi0.5', *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 141(061007). Available at: <https://doi.org/10.1115/1.4043311>.
- Avevor, Y. *et al.* (2017) 'An ALE approach for the chip formation process in high speed machining with transient cutting conditions: Modeling and experimental validation', *International Journal of Mechanical Sciences*, 130, pp. 546–557. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2017.06.021>.
- Baizeau, T. *et al.* (2016) 'Cutting force sensor based on digital image correlation for segmented chip formation analysis', *Journal of Materials Processing Technology*, 238, pp. 466–473. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2016.07.016>.
- Baizeau, T. *et al.* (2017) 'Kinematic Field Measurements During Orthogonal Cutting Tests via DIC with Double-frame Camera and Pulsed Laser Lighting', *Experimental Mechanics*, 57(4), pp. 581–591. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-016-0248-9>.
- Bäker, M. (2006) 'Finite element simulation of high-speed cutting forces', *Journal of Materials Processing Technology*, 176(1–3), pp. 117–126. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2006.02.019>.

- Bedoya, A. *et al.* (2023) 'On the Thermal Characterization of Insulating Solids Using Laser-Spot Thermography in a Front Detection Configuration', *International Journal of Thermophysics*, 44(2), p. 27. Available at: <https://doi.org/10.1007/s10765-022-03138-2>.
- Bhalla, S., Tuli, S. and Arora, R. (2011) 'DEFECT DETECTION IN CONCRETE STRUCTURES USING THERMAL IMAGING TECHNIQUES', *Experimental Techniques*, 35(4), pp. 39–43. Available at: <https://doi.org/10.1111/j.1747-1567.2010.00658.x>.
- Bil, H., Kılıç, S.E. and Tekkaya, A.E. (2004) 'A comparison of orthogonal cutting data from experiments with three different finite element models', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 44(9), pp. 933–944. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2004.01.016>.
- Bodelot, L. *et al.* (2008) 'Optical and infrared coupled full-field measurements at a micrometric scale', in *Proceedings of the 2008 International Conference on Quantitative InfraRed Thermography. 2008 Quantitative InfraRed Thermography*, QIRT Council. Available at: https://doi.org/10.21611/qirt.2008.10_02_07.
- Bodelot, L. *et al.* (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), pp. 52–60. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.msea.2008.09.053>.
- Bodelot, L. *et al.* (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), pp. 654–670. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.mechmat.2011.08.006>.
- Bonnet, C. (2021) *Analyse multi-échelle du chargement thermomécanique induit au cours du perçage du Ti-6Al-4V*. These de doctorat. Ecole nationale des Mines d'Albi-Carmaux. Available at: <https://www.theses.fr/2021EMAC0021> (Accessed: 16 October 2023).
- BONNET, C., POTTIER, T. and Landon, Y. (2021) 'Conférence Manufacturing'21 Angers, 10-11 juin 2021 Validation d'un modèle numérique de la coupe oblique du Ti-6Al-4V par mesures de champs thermomécaniques couplées', in *Manufacturing'21*, Angers.
- Budak, E., Altintas, Y. and Armarego, E.J.A. (1996) 'Prediction of Milling Force Coefficients From Orthogonal Cutting Data', *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 118(2), pp. 216–224. Available at: <https://doi.org/10.1115/1.2831014>.
- Cagran, C. *et al.* (2009) 'Normal Spectral Emissivity of the Industrially Used Alloys NiCr20TiAl, Inconel 718, X2CrNiMo18-14-3, and Another Austenitic Steel at 684.5 nm', *International Journal of Thermophysics*, 30(4), pp. 1300–1309. Available at: <https://doi.org/10.1007/s10765-009-0604-4>.
- Calamaz, M., Coupard, D. and Girot, F. (2008) 'A new material model for 2D numerical simulation of serrated chip formation when machining titanium alloy Ti-6Al-4V', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 48(3–4), pp. 275–288. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2007.10.014>.
- Del Campo, L. *et al.* (2010) 'Emissivity measurements on aeronautical alloys', *Journal of Alloys and Compounds*, 489(2), pp. 482–487. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2009.09.091>.
- Ceretti, E. *et al.* (2007) 'ALE Simulation of Orthogonal Cutting: a New Approach to Model Heat Transfer Phenomena at the Tool-Chip Interface', *CIRP Annals*, 56(1), pp. 69–72. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2007.05.019>.
- Charkaluk, E. *et al.* (2009) 'Etude du lien entre champs de déformation et champs de température à l'échelle de la microstructure d'un acier inoxydable 316L', p. 6.
- Chau, S.Y. *et al.* (2021) 'Effect of cutting speed on surface integrity and chip formation in micro-cutting of Zr-based bulk metallic glass', *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 114(11–12), pp. 3301–3310. Available at: <https://doi.org/10.1007/s00170-021-06863-4>.
- Cotterell, M. and Byrne, G. (2008) 'Dynamics of chip formation during orthogonal cutting of titanium alloy Ti-6Al-4V', *CIRP Annals*, 57(1), pp. 93–96. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2008.03.007>.

- Courbon, C. *et al.* (2013) 'Tribological behaviour of Ti6Al4V and Inconel718 under dry and cryogenic conditions—Application to the context of machining with carbide tools', *Tribology International*, 66, pp. 72–82. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2013.04.010>.
- De Finis, R., Palumbo, D. and Galietti, U. (2016) 'Mechanical Behaviour of Stainless Steels under Dynamic Loading: An Investigation with Thermal Methods', *Journal of Imaging*, 2(4), p. 32. Available at: <https://doi.org/10.3390/jimaging2040032>.
- Dong, G. *et al.* (2011) 'Study of cutting deformation in machining nickel-based alloy Inconel 718', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 51(6), pp. 520–527. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2011.02.011>.
- Dorlin, T. (2016) *Développement d'un modèle généralisé d'efforts de coupe pour l'usinage de l'alliage de titane Ti6Al4V. Application aux techniques de tournage et fraissage*. phdthesis. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM. Available at: <https://pastel.hal.science/tel-01445249> (Accessed: 21 October 2023).
- Ducobu, F., Rivière-Lorphèvre, E. and Filippi, E. (2014) 'Numerical contribution to the comprehension of saw-toothed Ti6Al4V chip formation in orthogonal cutting', *International Journal of Mechanical Sciences*, 81, pp. 77–87. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2014.02.017>.
- Ducroux, E. (2020) *Analyse et développement d'un modèle d'effort généralisé pour le fraissage haute performance de l'Inconel 718 issu de fabrication additive*. phdthesis. HESAM Université. Available at: <https://theses.hal.science/tel-03391582> (Accessed: 11 October 2023).
- Dudzinski, D. and Molinari, A. (1997) 'A modelling of cutting for viscoplastic materials', *International Journal of Mechanical Sciences*, 39(4), pp. 369–389. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0020-7403\(96\)00043-4](https://doi.org/10.1016/S0020-7403(96)00043-4).
- Eggert, T., Schenk, B. and Pucher, H. (2002) 'Development and Evaluation of a High-Resolution Turbine Pyrometer System', *Journal of Turbomachinery*, 124(3), pp. 439–444. Available at: <https://doi.org/10.1115/1.1452245>.
- Erice, B., Pérez-Martín, M.J. and Gálvez, F. (2014) 'An experimental and numerical study of ductile failure under quasi-static and impact loadings of Inconel 718 nickel-base superalloy', *International Journal of Impact Engineering*, 69, pp. 11–24. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2014.02.007>.
- Fernández-Cuevas, I. *et al.* (2015) 'Classification of factors influencing the use of infrared thermography in humans: A review', *Infrared Physics & Technology*, 71, pp. 28–55. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2015.02.007>.
- Fu, Z. (2014) 'Analytical modeling of chatter vibration in orthogonal cutting using a predictive force model', *International Journal of Mechanical Sciences*, p. 9.
- Gao, S. *et al.* (2015) 'Analysis and improvement of gas turbine blade temperature measurement error', *Measurement Science and Technology*, 26(10), p. 105203. Available at: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/26/10/105203>.
- Girion, M. (2017) *Développement d'un modèle numérique sur l'étude de l'intégrité des surfaces en perçage*. These de doctorat. Lyon. Available at: <https://www.theses.fr/2017LYSEE003> (Accessed: 19 July 2023).
- Godoy, S.M. and Lockwood, F.C. (1998) 'Development of a two-colour infrared pyrometer for coal particle temperature measurements during devolatilisation', *Fuel*, 77(9–10), pp. 995–999. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0016-2361\(97\)00292-5](https://doi.org/10.1016/S0016-2361(97)00292-5).
- González-Fernández, L. *et al.* (2012a) 'Normal spectral emittance of Inconel 718 aeronautical alloy coated with yttria stabilized zirconia films', *Journal of Alloys and Compounds*, 513, pp. 101–106. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2011.09.097>.
- Gosai, M. and Bhavsar, S.N. (2016) 'Experimental Study on Temperature Measurement in Turning Operation of Hardened Steel (EN36)', *Procedia Technology*, 23, pp. 311–318. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.protcy.2016.03.032>.
- Greene, G.A., Finfrock, C.C. and Jr, T.F.I. (2000) 'Total hemispherical emissivity of oxidized Inconel 718 in the temperature range 300±1000°C q', *Experimental Thermal and Fluid Science*, p. 9.

- Grzesik, W. (2008) *Advanced Machining Processes of Metallic Materials: Theory, Modelling and Applications*. Elsevier.
- Guibert, N. (2008) *Etude et modélisation de l'influence des phénomènes de coupe sur les performances du forage vibratoire*. phdthesis. Université Joseph-Fourier - Grenoble I. Available at: <https://theses.hal.science/tel-00360827> (Accessed: 19 July 2023).
- Hamm, I. et al. (2021) 'HIGHLY RESPONSIVE AND ACCURATE TEMPERATURE MEASUREMENTS IN ORTHOGONAL CUTTING THROUGH INNOVATIVE SINGLE LEG THERMOCOUPLE', *MM Science Journal*, 2021(3), pp. 4660–4666. Available at: https://doi.org/10.17973/MMSJ.2021_7_2021073.
- Hamm, Ivan et al. (2021) 'Innovative experimental measurements of cutting temperature and thermal partition during Ti-6Al-4V orthogonal cutting', *Procedia CIRP*, 102, pp. 281–286. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2021.09.048>.
- Harzallah, M. et al. (2016) 'A new behavior model for better understanding of titanium alloys Ti-6Al-4V chip formation in orthogonal cutting', in. *ESAFORM 2016: Proceedings of the 19th International ESAFORM Conference on Material Forming*, Nantes, France, p. 080015. Available at: <https://doi.org/10.1063/1.4963490>.
- Harzallah, M (2018) 'A coupled in-situ measurement of temperature and kinematic fields in Ti-6Al-4V serrated chip formation at micro-scale', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, p. 16.
- Harzallah, Mahmoud (2018) *Caractérisation in-situ et modélisation des mécanismes et couplages thermomécaniques en usinage : application à l'alliage de titane Ti-6Al-4V*. phdthesis. Ecole des Mines d'Albi-Carmaux. Available at: <https://theses.hal.science/tel-01861377> (Accessed: 25 July 2023).
- He, Y. et al. (2021) 'Analysis of multi-factor on measurement improvement of an infrared imager in low-temperature environments', *Infrared Physics & Technology*, 116, p. 103813. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2021.103813>.
- Hild, F. and Roux, S. (2008) 'Correli Q4: A software for-finite-element-displacement field measurements by digital image correlation'. Available at: https://www.academia.edu/15242381/Correli_Q4_A_software_for_finite_element_displacement_field_measurements_by_digital_image_correlation (Accessed: 16 October 2023).
- Hild, F. and Roux, S. (2012) 'Comparison of Local and Global Approaches to Digital Image Correlation', *Experimental Mechanics*, 52(9), pp. 1503–1519. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-012-9603-7>.
- Hoffmann, W.F. et al. (2014) 'Operation and performance of the mid-infrared camera, NOMIC, on the Large Binocular Telescope', in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, SPIE, pp. 622–630. Available at: <https://doi.org/10.1117/12.2057252>.
- Holmquist, T.J. and Johnson, G.R. (1991) 'DETERMINATION OF CONSTANTS AND COMPARISON OF RESULTS FOR VARIOUS CONSTITUTIVE MODELS', *Le Journal de Physique IV*, 01(C3), pp. C3-853-C3-860. Available at: <https://doi.org/10.1051/jp4:19913119>.
- Hu, J., Xu, Z. and Wan, Q. (2014) 'Non-uniformity correction of infrared focal plane array in point target surveillance systems', *Infrared Physics & Technology*, 66, pp. 56–69. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2014.05.012>.
- Ives, D. et al. (2012) 'AQUARIUS, the next generation mid-IR detector for ground-based astronomy', in A.D. Holland and J.W. Beletic (eds). *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation*, Amsterdam, Netherlands, p. 845312. Available at: <https://doi.org/10.1117/12.925844>.
- Johnson, G.R. and Cook, W.H. (1985) 'Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures', *Engineering Fracture Mechanics*, 21(1), pp. 31–48. Available at: [https://doi.org/10.1016/0013-7944\(85\)90052-9](https://doi.org/10.1016/0013-7944(85)90052-9).
- Johnson, G.R. and Cook, W.H. (no date) 'A Constitutive Model And Data For Metals'.

- Kececioglu, D. (1960) 'Shear-Zone Size, Compressive Stress, and Shear Strain in Metal-Cutting and Their Effects on Mean Shear-Flow Stress', *Journal of Engineering for Industry*, 82(1), pp. 79–86. Available at: <https://doi.org/10.1115/1.3663007>.
- Keller, B.P. *et al.* (2015) 'Total hemispherical emissivity of Inconel 718', *Nuclear Engineering and Design*, 287, pp. 11–18. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.02.018>.
- Kerr, C. and Ivey, P. (2002) 'An overview of the measurement errors associated with gas turbine aeroengine pyrometer systems', *Measurement Science and Technology*, 13(6), pp. 873–881. Available at: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/13/6/307>.
- Keyhani, A., Yang, R. and Zhou, M. (2019) 'Novel Capability for Microscale In-situ Imaging of Temperature and Deformation Fields under Dynamic Loading', *Experimental Mechanics*, 59(5), pp. 775–790. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-019-00495-2>.
- Khan, A.S. and Liang, R. (1999) 'Behaviors of three BCC metal over a wide range of strain rates and temperatures: experiments and modeling', *International Journal of Plasticity*, 15(10), pp. 1089–1109. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0749-6419\(99\)00030-3](https://doi.org/10.1016/S0749-6419(99)00030-3).
- Klocke, F. *et al.* (2017) 'FE-simulation of the Cutting Process under Consideration of Cutting Fluid', *Procedia CIRP*, 58, pp. 341–346. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2017.03.235>.
- Klocke, F., Lung, D. and Buchkremer, S. (2013) 'Inverse Identification of the Constitutive Equation of Inconel 718 and AISI 1045 from FE Machining Simulations', *Procedia CIRP*, 8, pp. 212–217. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2013.06.091>.
- Komanduri, R. and Hou, Z.B. (2000) 'Thermal modeling of the metal cutting process Part I * Temperature rise distribution due to shear plane heat source', *International Journal of Mechanical Sciences*, p. 38.
- Komanduri, R. and Hou, Z.B. (2001) 'A review of the experimental techniques for the measurement of heat and temperatures generated in some manufacturing processes and tribology', *Tribology International*, 34(10), pp. 653–682. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0301-679X\(01\)00068-8](https://doi.org/10.1016/S0301-679X(01)00068-8).
- Koyanagi, J. *et al.* (2016) 'Time dependence of mesoscopic strain distribution for triaxial woven carbon-fiber-reinforced polymer under creep loading measured by digital image correlation', *Mechanics of Time-Dependent Materials*, 20(2), pp. 219–232. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11043-016-9292-1>.
- Lazoglu, I. *et al.* (2017) 'Thermal analysis in Ti-6Al-4V drilling', *CIRP Annals*, 66(1), pp. 105–108. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2017.04.020>.
- Le Saux, V. and Doudard, C. (2017) 'Proposition of a compensated pixelwise calibration for photonic infrared cameras and comparison to classic calibration procedures: Case of thermoelastic stress analysis', *Infrared Physics & Technology*, 80, pp. 83–92. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2016.11.008>.
- Leshock, C.E., Kim, J.-N. and C. Shin, Y. (2001) 'Plasma enhanced machining of Inconel 718: modeling of workpiece temperature with plasma heating and experimental results', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 41(6), pp. 877–897. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0890-6955\(00\)00106-1](https://doi.org/10.1016/S0890-6955(00)00106-1).
- Li, D. *et al.* (2018a) 'Effect of pyrometer type and wavelength selection on temperature measurement errors for turbine blades', *Infrared Physics & Technology*, 94, pp. 255–262. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2018.09.004>.
- Liang, X. and Liu, Z. (2017) 'Experimental investigations on effects of tool flank wear on surface integrity during orthogonal dry cutting of Ti-6Al-4V', *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 93(5–8), pp. 1617–1626. Available at: <https://doi.org/10.1007/s00170-017-0654-x>.
- Liu, Y. *et al.* (2021) 'Numerical and experimental investigation of tool geometry effect on residual stresses in orthogonal machining of Inconel 718', *Simulation Modelling Practice and Theory*, 106, p. 102187. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.simpat.2020.102187>.

- Liu, Y. *et al.* (2022) 'Non-contact Steady-State Thermal Characterization of Lithium-Ion Battery Plates Using Infrared Thermography', *International Journal of Thermophysics*, 43(9), p. 131. Available at: <https://doi.org/10.1007/s10765-022-03058-1>.
- Louche, H. *et al.* (2012) 'Heat Source Processing for Localized Deformation with Non-Constant Thermal Conductivity. Application to Superelastic Tensile Tests of NiTi Shape Memory Alloys', *Experimental Mechanics*, 52(9), pp. 1313–1328. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-012-9607-3>.
- Ma, L. *et al.* (2011) 'Validation of Finite Element Modeling of Drilling Processes with Solid Tooling in Metals', *Advanced Materials Research*, 223, pp. 182–190. Available at: <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.223.182>.
- Malakizadi, A. *et al.* (2016) 'Inverse identification of flow stress in metal cutting process using Response Surface Methodology', *Simulation Modelling Practice and Theory*, 60, pp. 40–53. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.simpat.2015.09.009>.
- Marcotte, F., Tremblay, P. and Farley, V. (2013) 'Infrared camera NUC and calibration: comparison of advanced methods', in *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIV. Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIV*, International Society for Optics and Photonics, p. 870603. Available at: <https://doi.org/10.1117/12.2016265>.
- Merchant, M.E. (1945) 'Mechanics of the Metal Cutting Process. I. Orthogonal Cutting and a Type 2 Chip', *Journal of Applied Physics*, 16(5), pp. 267–275. Available at: <https://doi.org/10.1063/1.1707586>.
- Meyers, M.A. *et al.* (1994) 'Evolution of microstructure and shear-band formation in α -hcp titanium', *Mechanics of Materials*, 17(2–3), pp. 175–193. Available at: [https://doi.org/10.1016/0167-6636\(94\)90058-2](https://doi.org/10.1016/0167-6636(94)90058-2).
- Monchau, J.-P. (no date) 'Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures', p. 136.
- Monchau, J.-P. and Hameury, J. (2018) 'Mesure de l'émissivité thermique', p. 27.
- Mouhoubi, K. *et al.* (2019) 'Improvement of the Non-Destructive Testing of Heritage Mural Paintings Using Stimulated Infrared Thermography and Frequency Image Processing', *Journal of Imaging*, 5(9), p. 72. Available at: <https://doi.org/10.3390/jimaging5090072>.
- Movahhedy, M.R., Gadala, M.S. and Altintas, Y. (2000) 'SIMULATION OF CHIP FORMATION IN ORTHOGONAL METAL CUTTING PROCESS: AN ALE FINITE ELEMENT APPROACH', *Machining Science and Technology*, 4(1), pp. 15–42. Available at: <https://doi.org/10.1080/10940340008945698>.
- M'Saoubi, R. and Ryde, L. (2005) 'Application of the EBSD technique for the characterisation of deformation zones in metal cutting', *Materials Science and Engineering: A*, 405(1–2), pp. 339–349. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.msea.2005.06.002>.
- Muniz, P.R. *et al.* (2014) 'Handy method to estimate uncertainty of temperature measurement by infrared thermography', *Optical Engineering*, 53(7), p. 074101. Available at: <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.7.074101>.
- Neggers, J. *et al.* (2017) 'Improving full-field identification using progressive model enrichments', *International Journal of Solids and Structures*, 118–119, pp. 213–223. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2017.03.013>.
- Ning, J. and Liang, S.Y. (2019) 'Inverse identification of Johnson-Cook material constants based on modified chip formation model and iterative gradient search using temperature and force measurements', *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 102(9–12), pp. 2865–2876. Available at: <https://doi.org/10.1007/s00170-019-03286-0>.
- Ochs, M., Schulz, A. and Bauer, H.-J. (2010) 'High dynamic range infrared thermography by pixelwise radiometric self calibration', *Infrared Physics & Technology*, 53(2), pp. 112–119. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2009.10.002>.

- Orteu, J.-J. *et al.* (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), pp. 163–179. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-007-9071-7>.
- Outeiro, J.C., Dias, A.M. and Lebrun, J.L. (2004) 'Experimental Assessment of Temperature Distribution in Three-Dimensional Cutting Process', *Machining Science and Technology*, 8(3), pp. 357–376. Available at: <https://doi.org/10.1081/MST-200038984>.
- Oxley, P.L.B. (1988) 'Modelling machining processes with a view to their optimization and to the adaptive control of metal cutting machine tools', *Robotics and Computer-Integrated Manufacturing*, 4(1–2), pp. 103–119. Available at: [https://doi.org/10.1016/0736-5845\(88\)90065-8](https://doi.org/10.1016/0736-5845(88)90065-8).
- Pajani, D. (2013) 'Thermographie - Principes et mesure', *Contrôle non destructif* [Preprint]. Available at: <https://doi.org/10.51257/a-v2-r2740>.
- Pan, B. *et al.* (2009) 'Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review', *Measurement Science and Technology*, 20(6), p. 062001. Available at: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/6/062001>.
- Pieczyska, E.A. *et al.* (2006) 'Phase-Transformation Fronts Evolution for Stress- and Strain-Controlled Tension Tests in TiNi Shape Memory Alloy', *Experimental Mechanics*, 46(4), pp. 531–542. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-006-8351-y>.
- Poissenot-Arrigoni, C. *et al.* (2023) 'Fast and easy radiometric calibration method integration time insensitive for infrared thermography', *Infrared Physics & Technology*, 133, p. 104741. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2023.104741>.
- Poissenot-Arrigoni, C. *et al.* (2023) 'In-Situ Pixel-wise Emissivity Measurement Using a Multispectral Infrared Camera', *Journal of Imaging*, 9(10), p. 198. Available at: <https://doi.org/10.3390/jimaging9100198>.
- Pottier, T. *et al.* (2014) 'Sub-Millimeter Measurement of Finite Strains at Cutting Tool Tip Vicinity', *Experimental Mechanics*, 54(6), pp. 1031–1042. Available at: <https://doi.org/10.1007/s11340-014-9868-0>.
- Pottlacher, G. *et al.* (2002) 'Thermophysical properties of solid and liquid Inconel 718 Alloy*', *Scandinavian Journal of Metallurgy*, 31(3), pp. 161–168. Available at: <https://doi.org/10.1034/j.1600-0692.2002.310301.x>.
- Pouliquen, A. (2022) *Impact de la microstructure sur l'usinabilité du Ti555-3 : Etude expérimentale à l'échelle locale*. phdthesis. HESAM Université. Available at: <https://pastel.hal.science/tel-03980958> (Accessed: 25 September 2023).
- Pouliquen, A. *et al.* (2023) 'Influence of the microstructure of a Ti5553 titanium alloy on chip morphology and cutting forces during orthogonal cutting', *Journal of Materials Processing Technology*, 319, p. 118054. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2023.118054>.
- Pujana, J. *et al.* (2007) 'Analysis of the inverse identification of constitutive equations applied in orthogonal cutting process', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 47(14), pp. 2153–2161. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2007.04.012>.
- Raj, V.C. and Prabhu, S.V. (2013) 'Measurement of surface temperature and emissivity of different materials by two-colour pyrometry', *Review of Scientific Instruments*, 84(12), p. 124903. Available at: <https://doi.org/10.1063/1.4847115>.
- Rakesh, M. and Datta, S. (2020) 'Machining of Inconel 718 Using Coated WC Tool: Effects of Cutting Speed on Chip Morphology and Mechanisms of Tool Wear', *Arabian Journal for Science and Engineering*, 45(2), pp. 797–816. Available at: <https://doi.org/10.1007/s13369-019-04171-4>.
- Régnier, T. *et al.* (2018) 'Fundamental study of exit burr formation mechanisms during orthogonal cutting of AlSi aluminium alloy', *Journal of Materials Processing Technology*, 257, pp. 112–122. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.02.037>.
- Rittel, D. and Wang, Z.G. (2008) 'Thermo-mechanical aspects of adiabatic shear failure of AM50 and Ti6Al4V alloys', *Mechanics of Materials*, 40(8), pp. 629–635. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.mechmat.2008.03.002>.

- Rogers, D.J. (no date) 'Ultra-high temperature emittance measurements for space and missile applications', p. 14.
- Roux, S. (2008) 'Correli Q4: A software for-finite-element-displacement field measurements by digital image correlation'. Available at: https://www.academia.edu/15242381/Correli_Q4_A_software_for_finite_element_displacement_field_measurements_by_digital_image_correlation (Accessed: 16 October 2023).
- Rule, W.K. and Jones, S.E. (1998) 'A REVISED FORM FOR THE JOHNSON-COOK STRENGTH MODEL', *International Journal of Impact Engineering*, 21(8), pp. 609–624. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0734-743X\(97\)00081-X](https://doi.org/10.1016/S0734-743X(97)00081-X).
- S, R. *et al.* (2023) 'Analysis of Chip Formation and Temperature Measurement in Machining of Titanium Alloy (Ti-6Al-4V)', *Experimental Techniques*, 47(2), pp. 517–529. Available at: <https://doi.org/10.1007/s40799-021-00537-2>.
- Saelzer, J. *et al.* (2020) 'In-situ measurement of rake face temperatures in orthogonal cutting', *CIRP Annals*, 69(1), pp. 61–64. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2020.04.021>.
- Salloomi, K.N. and Al-Sumaidae, S. (2021) 'Coupled Eulerian-Lagrangian prediction of thermal and residual stress environments in dissimilar friction stir welding of aluminum alloys', *Journal of Advanced Joining Processes*, 3, p. 100052. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.jajp.2021.100052>.
- Samaca Martinez, J.R. *et al.* (2014) 'Thermomechanical analysis of the crack tip zone in stretched crystallizable natural rubber by using infrared thermography and digital image correlation', *Polymer*, 55(24), pp. 6345–6353. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.polymer.2014.10.010>.
- Sartkulvanich, P., Koppka, F. and Altan, T. (2004) 'Determination of flow stress for metal cutting simulation—a progress report', *Journal of Materials Processing Technology*, 146(1), pp. 61–71. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0924-0136\(03\)00845-8](https://doi.org/10.1016/S0924-0136(03)00845-8).
- Sauer, V.M. and Schoegl, I. (2019) 'Numerical assessment of uncertainty and dynamic range expansion of multispectral image-based pyrometry', *Measurement*, 145, pp. 820–832. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2019.04.089>.
- Schager, A. *et al.* (2020) 'Extension of the Thermographic Signal Reconstruction Technique for an Automated Segmentation and Depth Estimation of Subsurface Defects', *Journal of Imaging*, 6(9), p. 96. Available at: <https://doi.org/10.3390/jimaging6090096>.
- Schweikert, K., Sielaff, A. and Stephan, P. (2021) 'Pixel-wise in situ calibration method for high accuracy infrared thermography of moving targets', *Infrared Physics & Technology*, 118, p. 103862. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2021.103862>.
- Sela, A. *et al.* (2021) 'Inverse Identification of the Ductile Failure Law for Ti6Al4V Based on Orthogonal Cutting Experimental Outcomes', *Metals*, 11(8), p. 1154. Available at: <https://doi.org/10.3390/met11081154>.
- Sheng, M., Xie, J. and Fu, Z. (2011) 'Calibration-based NUC Method in Real-time Based on IRFPA', *Physics Procedia*, 22, pp. 372–380. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.11.058>.
- Shi, B., Attia, H. and Tounsi, N. (2010) 'Identification of Material Constitutive Laws for Machining—Part I: An Analytical Model Describing the Stress, Strain, Strain Rate, and Temperature Fields in the Primary Shear Zone in Orthogonal Metal Cutting', *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 132(5), p. 051008. Available at: <https://doi.org/10.1115/1.4002454>.
- Skubisz, P. and Micek, P. (2014) 'Determination of Emissivity Characteristics for Controlled Cooling of Nickel-Alloy Forgings', *Solid State Phenomena*, 208, pp. 1–7. Available at: <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.208.1>.
- Soler, D., Childs, T.H.C. and Arrazola, P.J. (2015) 'A Note on Interpreting Tool Temperature Measurements from Thermography', *Machining Science and Technology*, 19(1), pp. 174–181. Available at: <https://doi.org/10.1080/10910344.2014.991027>.
- Suarez, E. and Przirembel, H.R. (1990) 'Pyrometry for turbine blade development', *Journal of Propulsion and Power*, 6(5), pp. 584–589. Available at: <https://doi.org/10.2514/3.23259>.

- Sutter, G. (2005) 'Chip geometries during high-speed machining for orthogonal cutting conditions', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 45(6), pp. 719–726. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2004.09.018>.
- Svensson, T., Larsson, H. and Eriksson, J. (2015) 'Radiometric uncertainty of radiance measured with infrared cameras under variable ambient conditions', in B. Bodermann, K. Frenner, and R.M. Silver (eds). *SPIE Optical Metrology*, Munich, Germany, p. 95260E. Available at: <https://doi.org/10.1117/12.2184861>.
- Tanda, G. and Misale, M. (no date) 'Measurement of Total Hemispherical Emittance and Specific Heat of Aluminum and Inconel 718 by a Calorimetric Technique', *Journal of Heat Transfer*, p. 5.
- Té, Y. et al. (2009) 'A method to retrieve blackbody temperature errors in the two points radiometric calibration', *Infrared Physics & Technology*, 52(5), pp. 187–192. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2009.07.003>.
- Thimm, B. et al. (2019) 'Using Digital Image Correlation Measurements for the Inverse Identification of Constitutive Material Parameters applied in Metal Cutting Simulations', *Procedia CIRP*, 82, pp. 95–100. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2019.04.156>.
- Tighe, R.C., Dulieu-Barton, J.M. and Quinn, S. (2018) 'Infrared Techniques for Practical Defect Identification in Bonded Joints in Liquefied Natural Gas Carriers', *Experimental Techniques*, 42(2), pp. 121–128. Available at: <https://doi.org/10.1007/s40799-017-0200-7>.
- Tounsi, N. et al. (2002) 'From the basic mechanics of orthogonal metal cutting toward the identification of the constitutive equation', *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 42(12), pp. 1373–1383. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0890-6955\(02\)00046-9](https://doi.org/10.1016/S0890-6955(02)00046-9).
- Tremblay, P. et al. (2010) 'Pixel-wise real-time advanced calibration method for thermal infrared cameras', in *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXI. Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXI*, SPIE, pp. 325–335. Available at: <https://doi.org/10.1117/12.850560>.
- Tremblay, P. et al. (2012) 'Radiometric calibration method for infrared detectors'. Available at: <https://patents.google.com/patent/US20120239330A1/en> (Accessed: 8 February 2021).
- Tyan, T. and Yang, W.H. (1992) 'Analysis of orthogonal metal cutting processes', *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 34(1), pp. 365–389. Available at: <https://doi.org/10.1002/nme.1620340122>.
- Venkatraman, B., Mukhophadyay, C.K. and Raj, B. (2004) 'PREDICTION OF TENSILE FAILURE OF 316 STAINLESS STEEL USING INFRARED THERMOGRAPHY', *Experimental Techniques*, 28(2), pp. 35–38. Available at: <https://doi.org/10.1111/j.1747-1567.2004.tb00157.x>.
- Wang, B. and Liu, Z. (2018) 'Influences of tool structure, tool material and tool wear on machined surface integrity during turning and milling of titanium and nickel alloys: a review', *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 98(5–8), pp. 1925–1975. Available at: <https://doi.org/10.1007/s00170-018-2314-1>.
- Wang, B. and Pan, B. (2016) 'Subset-based local vs. finite element-based global digital image correlation: A comparison study', *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 6(5), pp. 200–208. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.taml.2016.08.003>.
- Wen, C.-D. and Mudawar, I. (2005) 'Emissivity characteristics of polished aluminum alloy surfaces and assessment of multispectral radiation thermometry (MRT) emissivity models', *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(7), pp. 1316–1329. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.10.003>.
- Weon Kim, K., Young Lee, W. and Chol Sin, H. (1999) 'A finite-element analysis of machining with the tool edge considered', *Journal of Materials Processing Technology*, 86(1–3), pp. 45–55. Available at: [https://doi.org/10.1016/S0924-0136\(98\)00230-1](https://doi.org/10.1016/S0924-0136(98)00230-1).
- Whitenton, E. (2010) 'High speed dual spectrum imaginj for the measurement of metal cutting temperatures', in. Available at: <https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/ir/2010/ir7650.pdf> (Accessed: 19 April 2021).

- Wu, G. *et al.* (2021) 'Temperature Distribution Characteristics of Steel Circular Tube Members under Oil Pool Fire Conditions: Experiment and Numerical Simulation', *International Journal of Thermophysics*, 42(8), p. 114. Available at: <https://doi.org/10.1007/s10765-021-02866-1>.
- Xu, X. *et al.* (2021) 'Machining simulation of Ti6Al4V using coupled Eulerian-Lagrangian approach and a constitutive model considering the state of stress', *Simulation Modelling Practice and Theory*, 110, p. 102312. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.simpat.2021.102312>.
- Yang, Y. *et al.* (2011) 'Effects of microstructure on the adiabatic shearing behaviors of titanium alloy', *Materials Science and Engineering: A*, 528(7–8), pp. 3130–3133. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.msea.2010.12.068>.
- de la Yedra, A.G. *et al.* (2016) 'Thermomechanical Fatigue Tests Development and Life Prediction of a Nickel Base Superalloy', *Experimental Techniques*, 40(2), pp. 777–787. Available at: <https://doi.org/10.1007/s40799-016-0078-9>.
- Zhang, D., Zhang, X.-M. and Ding, H. (2016) 'A Study on the Orthogonal Cutting Mechanism Based on Experimental Determined Displacement and Temperature Fields', *Procedia CIRP*, 46, pp. 35–38. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2016.03.176>.
- Zhang, D., Zhang, X.-M. and Ding, H. (2018) 'Inverse identification of material plastic constitutive parameters based on the DIC determined workpiece deformation fields in orthogonal cutting', *Procedia CIRP*, 71, pp. 134–139. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2018.05.085>.
- Zhang, X.-M. *et al.* (2019) 'New In Situ Imaging-Based Methodology to Identify the Material Constitutive Model Coefficients in Metal Cutting Process', *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 141(10), p. 101007. Available at: <https://doi.org/10.1115/1.4044251>.
- Zhang, Y., Outeiro, J.C. and Mabrouki, T. (2015) 'On the Selection of Johnson-cook Constitutive Model Parameters for Ti-6Al-4V Using Three Types of Numerical Models of Orthogonal Cutting', *Procedia CIRP*, 31, pp. 112–117. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.procir.2015.03.052>.
- Zhao, W. *et al.* (2019) 'An inverse-identification-based finite element simulation of orthogonal cutting tungsten carbide', *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 41(2), p. 85. Available at: <https://doi.org/10.1007/s40430-019-1568-3>.
- Zhou, J., Ren, J. and Jiang, Y. (2020) 'Inverse identification of modified Johnson–Cook model for cutting titanium alloy Ti6Al4V using firefly algorithm', *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture*, 234(3), pp. 584–599. Available at: <https://doi.org/10.1177/0954405419864003>.
- Zienkiewicz, O.C., Taylor, R.L. and Zhu, J.Z. (2005) *The finite element method: its basis and fundamentals*. 6th ed. Burlington (Mass.): Elsevier/Butterworth-Heinemann.
- Zouabi, H. (2022) *Développements expérimentaux pour la mesure des champs cinématique et thermique en usinage : application aux alliages Ti-6Al-4V et Inconel 718*, <http://www.theses.fr>. thesis. Bordeaux. Available at: <http://www.theses.fr/2022BORD0373> (Accessed: 19 September 2023).
- Zouabi, H. *et al.* (2023) 'Kinematic fields measurement during Ti-6Al-4V chip formation using new high-speed imaging system', *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* [Preprint]. Available at: <https://doi.org/10.1007/s00170-022-10575-8>.

Identification inverse du comportement thermomécanique à partir des champs cinématique et thermique mesurés dans la zone de cisaillement primaire en rabotage : application à l'Inconel 718

Résumé :

La mise en forme par le procédé d'usinage implique un chargement thermomécanique sévère, pouvant conduire à des déformations voir des changements locaux des propriétés du matériau usiné. Ces conséquences non souhaitées de la coupe sont très fréquentes sur les alliages à base de nickel, car cette famille de matériaux possède de bonnes propriétés mécaniques à hautes températures.

A l'heure actuelle, les outils de simulation pourraient permettre de prédire les conséquences d'un usinage sur l'intégrité de la pièce finie, cependant, aucun essai ou méthodologie ne permet de déterminer complètement des lois de comportements de matériaux avec des gradients et cinétiques thermomécaniques représentatifs de ceux induits par une opération d'usinage. Dans la perspective globale de renforcer la confiance accordée aux simulations du procédé d'usinage, l'objectif de cette thèse est donc de développer une méthodologie innovante d'identification inverse de lois de comportements et d'endommagement thermomécanique de matériaux en alliage à base de nickel en conditions d'usinage.

Mots clés : Identification inverse ; coupe ; Analyse *in situ* ; Alliage à base de nickel

Abstract:

The shaping process through machining involves severe thermomechanical loading, potentially leading to deformations and local changes in the properties of the machined material. These undesired consequences of cutting are quite common in nickel-based alloys, as this material family exhibits good mechanical properties at high temperatures.

Currently, simulation tools could potentially predict the consequences of machining on the integrity of the finished piece; however, no test or methodology allows for the complete determination of material behavior laws with gradients and thermomechanical kinetics representative of those induced by a machining operation. In the overall perspective of strengthening confidence in machining process simulations, the objective of this thesis is to develop an innovative methodology for the inverse identification of thermomechanical behavior and damage laws of nickel-based alloy materials under machining conditions.

Keywords: Reverse identification; Cutting; In situ analysis; Nickel base alloy